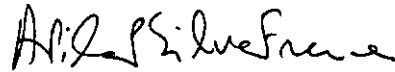


SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO TURBULENTO NO INTERIOR DE
DISTRIBUIDORES DE AÇO LÍQUIDO

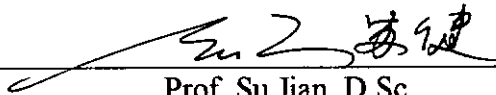
Nicolau Assumpção Branco

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DOS
PROGRAMAS DE PÓS-GRADUAÇÃO DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE
FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM
ENGENHARIA MECÂNICA.

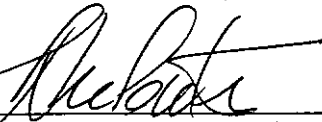
Aprovada por:



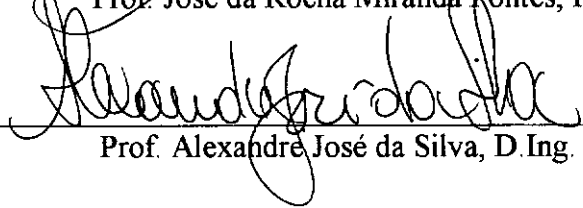
Prof. Atila Pantaleão Silva Freire, Ph.D.



Prof. Su Jian, D.Sc.



Prof. José da Rocha Miranda Pontes, Ph.D.



Prof. Alexandre José da Silva, D. Ing.

BRANCO, NICOLAU ASSUMPÇÃO

Simulação Numérica do Escoamento
Turbulento no Interior de Distribuidores
de Aço Líquido [Rio de Janeiro] 2000.

VIII, 74 p. 29,7 cm (COPPE/UFRJ,
M.Sc., Engenharia Mecânica, 2000).

Tese - Universidade Federal do Rio
de Janeiro, COPPE.

1. Fenômenos de Transporte I.

I. COPPE/UFRJ II. Título (série).

Este trabalho é dedicado aos meus pais,

José Manuel e Suzete,

por tudo.

Agradecimentos:

Ao professor Atila P. Silva Freire pela oportunidade e orientação acadêmica durante todos esses anos de convívio no Laboratório de Mecânica da Turbulência.

Ao professor Alexandre José da Silva pelo tempo dispensado, conhecimentos e experiência numérica compartilhados.

Ao professor Su Jian pela ajuda e orientação nas pesquisas realizadas.

Ao professor José Pontes pela atenção e auxílio na compilação final deste trabalho.

Ao professor Renato Cotta pelo apoio, exemplo e amizade.

À minha família pelo apoio e incentivo de sempre; minha avó Marina, tias Vera, Annete e Leila, tio Carlos e meus primos Carolina, Pepê e Paulinha.

À Patrícia Chedier pela amizade, carinho e ajuda.

Aos amigos do Laboratório de Mecânica da Turbulência: Jader, Guilherme Camozzato e Daniel Onofre; Mariana, Leonardo, Cláudio e Mila; Luix Claudiux, Flávio, Willian, Rivaldo e Eduardo; os quais, de alguma forma, contribuíram para a realização deste trabalho.

À CAPES, pelo apoio financeiro.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO TURBULENTO NO INTERIOR DE DISTRIBUIDORES DE AÇO LÍQUIDO

Nicolau Assumpção Branco

Novembro/2000

Orientador: Atila Pantaleão Silva Freire.

Programa: Engenharia Mecânica.

Esta tese se dedica ao estudo numérico da dinâmica do escoamento no interior de distribuidores de aço líquido, estudo no qual foram considerados tanto parâmetros de projeto quanto de operação. A ênfase dada aqui está nos possíveis efeitos sobre as propriedades turbulentas do escoamentos devido à presença de altas concentrações de pequenas partículas sólidas. Foi utilizado o modelo modificado de duas equações desenvolvido por Rogers e Eaton(Phys. Fluids A, 3, 928-937, 1991) para descrever a turbulência. O presente trabalho também aplica um modelo Lagrangeano para determinar o tempo de permanência das partículas dentro do distribuidor. Os resultados mostram que dependendo da concentração de partículas e de seus diâmetros pode-se verificar a atenuação ou amplificação nos níveis da energia cinética turbulenta.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

NUMERICAL SIMULATION OF THE TURBULENT FLOW IN A MELT STEEL TUNDISH

Nicolau Assumpção Branco

November/2000

Advisor: Atila Pantaleão Silva Freire.

Department: Mechanical Engineering.

The dynamics of liquid steel flowing in a tundish is numerically studied for a set of design and operating parameters. The emphasis here is on assessing the effects that the presence of a large concentration of small particles may have on the turbulence properties of the flow. The work uses the modified two-equation differential model developed by Rogers and Eaton(Phys. Fluids A, 3, 928-937, 1991) to describe the turbulence. The work also applies a Lagrangean model to the problem of finding the residence time distribution of particles in a tundish. Results shown that depending on the particle concentration and on the particle diameter a degree of attenuation or amplification can be found for the turbulent kinetic energy levels.

Índice

1	Introdução	1
2	A simulação de escoamentos turbulentos com poucas partículas dispersas	4
2.1	As equações de Reynolds para um escoamento turbulento	6
2.1.1	As equações do movimento e dedução das equações de Reynolds	7
2.1.2	Modelos baseados na teoria da viscosidade turbulenta	10
2.1.3	Teoria do comprimento de mistura de Prandtl	11
2.1.4	Modelos de uma equação	13
2.1.5	Modelos de duas equações	15
2.1.6	Modelagem direta do tensor turbulento	17
2.2	O escoamento no interior de um distribuidor de aço para aplicações siderúrgicas	20
2.2.1	Descrição do problema e avanços recentes	22
2.2.2	Metodologia de resolução	28
2.2.3	A geometria do distribuidor	28
2.2.4	O modelo matemático	29
2.2.5	Especificação das condições de contorno e condições iniciais . .	31
2.2.6	Dados computacionais	34
2.2.7	Especificação das partículas	35
2.2.8	O cálculo da trajetória das partículas	37
2.2.9	Resultados e discussões	39
2.2.10	Conclusões	48

3	Transporte de matéria por difusão molecular	50
3.1	Transferência de massa em escoamentos laminares e turbulentos	52
3.2	A modificação da turbulência por partículas dispersas	54
3.2.1	Evidências experimentais	56
3.2.2	Os efeitos de pequenas partículas sobre camadas limite turbulentas	58
3.2.3	As condições experimentais de Rogers e Eaton(1991)	60
3.3	Resultados e discussões	61
3.4	Conclusões	65
4	Conclusões e sugestões para trabalhos futuros	66
5	Referências bibliográficas	68

Capítulo 1

Introdução

Vários fenômenos que ocorrem na natureza e na tecnologia envolvem o problema de partículas em suspensão. Dentre eles, podemos destacar o problema de dispersão de fungos e sementes na atmosfera, fenômeno este essencial para a preservação e proliferação das espécies; o acúmulo de resíduos no interior de tubulações, o qual favorece o entupimento e a corrosão das paredes das mesmas; a presença de partículas de óxido de ferro dentro de reservatórios no processo de lingotamento contínuo do aço, e muitos outros. A descrição físico/matemática do comportamento de partículas em suspensão em um meio fluido reveste-se, portanto, de grande interesse teórico e prático.

Infelizmente, a maior parte dos escoamentos de importância prática encontrados no cotidiano são turbulentos, quer dizer, são transientes e possuem flutuações no espaço e no tempo. Três particularidades importantes para a caracterização desse tipo de escoamento são sua aleatoriedade no tempo e no espaço, a riqueza de escalas e um alto grau de mistura. Para o caso dos escoamentos totalmente desenvolvidos, por exemplo, todas as escalas parecem estar presentes; desde as maiores que parecem possuir a dimensão da própria região de confinamento do escoamento, até as menores, nas quais os processos dissipativos ocorrem. De qualquer forma, a experiência comum revela que a descrição dos escoamentos turbulentos mesmo em suas versões mais simples é sempre muito complicada. A adição de partículas ao meio fluido parece, portanto, tornar estes escoamentos intratáveis. De fato, a tarefa de incluir no problema todos os parâmetros capazes de descrever as complicações resultantes da interação das partículas e sua geometria com o campo do escoamento

resume-se difícil pois a intensidade turbulenta pode, em princípio, ser afetada pelo número de Reynolds do escoamento, pela classe do escoamento (por exemplo, homogêneo, jato, camada limite), pelo diâmetro da partícula, pela razão entre as massas específicas da partícula e do fluido, e pela taxa de carregamento.

Os dois problemas mais importantes os quais aparecem quando partículas são atiradas em um escoamento são: i) a dispersão das partículas pela turbulência e ii) a modificação das propriedades da turbulência pelas partículas. O primeiro problema normalmente é estudado considerando-se que as propriedades da turbulência não são modificadas pela presença das partículas – este procedimento é normalmente referido como acoplamento de uma via, ou de uma direção. A dispersão das partículas pode, então, ser calculada através de um procedimento lagrangeano. Isto representa uma grande dificuldade na obtenção de validações experimentais pois poucas técnicas experimentais são capazes de determinar a trajetória de partículas em escoamentos a altos números de Reynolds. Experimentos feitos por Snyder e Lumley(1971) e por Wells e Stock(1983) em escoamentos turbulentos gerados por malhas foram seminais em fornecer informações sobre a dispersão de partículas. Um outro meio de obter informações sobre a dispersão de partículas é a simulação direta de escoamentos; veja, por exemplo, Elghobashi e Truesdell(1989), Fung e Perkins(1989), McLaughlin(1989), Squires e Eaton(1990) e Yeung e Pope(1989).

Os problemas de modificação da turbulência por partículas ocorrem quando estas se encontram em número suficiente para que a intensidade turbulenta se altere. O senso comum diz que a presença de partículas provoca uma dissipação adicional ou atenuação na intensidade turbulenta. Entretanto, o mesmo senso não nos diz como esta dissipação extra pode ser incorporada nos modelos ou como ela depende dos parâmetros importantes do problema.

Vimos, portanto, que a dinâmica da turbulência depende da maneira como o fluido e as partículas interagem, podendo, como resultado dessa interação, ocorrer supressão ou aumento da turbulência. Como a interação depende de um grande número de variáveis, os tratados na literatura normalmente se limitam a tipos específicos de geometrias de partículas. O tamanho das partículas, sua forma, superfície de contato, suas propriedades elásticas, no caso de bolhas; todos esses

fatores contribuem para alterações nos padrões dos turbilhões mais energéticos.

Portanto, o problema pode ser abordado de duas maneiras distintas: por uma formulação de partículas discretas ou por uma formulação de multi-contínuos. O propósito do presente trabalho é examinar ambas as formas, através das formulações ditas Lagrangeana e Euleriana, tendo em vista as suas possíveis aplicações. A relação entre essas formulações e os métodos desenvolvidos serão enfatizados aqui.

Para o desenvolvimento da formulação Lagrangeana, a motivação foi a do escoamento no interior de um distribuidor utilizado no processo siderúrgico de lingotamento contínuo. Para a formulação Euleriana a motivação foi a dispersão de partículas atmosféricas sobre um obstáculo rombudo.

No texto a seguir, discutiremos o método de partículas discretas, de acordo com suas possíveis variantes. Como dito anteriormente, os resultados obtidos serão ilustrados através do problema do distribuidor. Os métodos que envolvem o transporte turbulento de matéria como um contínuo serão tratados em capítulos separados, nos quais serão introduzidas a lei de Fick da difusão e a formulação de Rogers e Eaton(1991) para a resposta de uma camada limite turbulenta à presença de partículas dispersas.

O trabalho, portanto, será estruturado em duas partes distintas: a primeira que trata da aproximação Lagrangeana e a segunda que trata da Euleriana para a descrição do campo de partículas. As respectivas revisões bibliográficas, metodologia e resultados alcançados serão discutidos em cada uma dessas partes.

Capítulo 2

A simulação de escoamentos turbulentos com poucas partículas dispersas

Discutiremos, a seguir, os métodos Lagrangeanos para a determinação da evolução de um campo de partículas dispersas, ilustrando suas possibilidades pela resolução do escoamento no interior de um distribuidor de aço, típico da indústria siderúrgica.

Como sabido, os métodos ditos Lagrangeanos normalmente desacoplam o movimento das partículas do movimento do fluido. Deste modo, uma hierarquia fica imediatamente estabelecida: resolve-se primeiro o campo de velocidades para a seguir resolver-se a trajetória das partículas. A não interação entre as partículas e o fluido simplifica muito o problema pois todo o arsenal de informações reunido para os escoamentos monofásicos pode ser utilizado. Em particular, todos os modelos de fechamento baseados em correlações estatísticas tiradas em um ponto podem ser aproveitados.

As dificuldades para este tipo de procedimento repousam, portanto, principalmente na descrição do campo do escoamento; as posições das partículas podem ser calculadas a partir de suas equações de balanço mecânico. Logo, como o método Lagrangeano segue cada partícula individualmente, ele é limitado a um número relativamente baixo de partículas e a um pequeno volume de mistura.

Passemos agora à dedução das equações que governam o movimento das partículas.

As equações da fase particulada formam um sistema hiperbólico de equações diferenciais parciais. Definamos o operador

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j}. \quad (2.1)$$

Este operador define a derivada temporal de Lagrange a qual é utilizada para seguir as partículas. Se as partículas puderem ser consideradas da mesma espécie, sua conservação de massa afirma que o raio pode ser calculado por

$$\frac{DR}{Dt} = -\frac{\dot{m}}{4\pi\rho_p R^2}. \quad (2.2)$$

A posição de cada partícula é fornecida por

$$\frac{Dx_{pi}}{Dt} = u_{pi}, \quad (2.3)$$

enquanto sua velocidade pode ser calculada por

$$\rho_p \frac{Du_{pi}}{Dt} = F_{Di} + \rho_p g_i. \quad (2.4)$$

A equação da energia pode ser escrita como

$$\rho_p \frac{De_p}{Dt} = \dot{m} \left(e_p - e_s + \frac{\dot{q}_l}{\dot{m}} \right). \quad (2.5)$$

O significado dos símbolos acima é o clássico. R representa o raio das partículas; \dot{m} representa a taxa na qual cada partícula pode estar ganhando ou perdendo massa; ρ_p representa a massa específica da partícula; o vetor x_i representa a posição da partícula em um sistema de eixos cartesiano; o vetor u_{ij} representa a velocidade das partículas também em um sistema de eixos cartesiano; F_{Di} representa a força de arrasto do fluido sobre a partícula; g_i é a aceleração gravitacional; e_p é a energia interna da partícula por unidade de massa, e_s é a energia superficial e \dot{q}_l é o fluxo de calor condutivo da interface da partícula para o seu interior.

A formulação acima é geral o suficiente para poder ser aplicada à partículas sólidas ou líquidas, em suspensão em um meio fluido. Para meios saturados com

partículas de várias espécies, várias equações equivalentes às anteriores devem ser consideradas, uma para cada espécie distinta de partícula.

As equações da fase contínua devem ser resolvidas anteriormente às equações citadas acima (2.3 a 2.5). O método de partículas discretas é apenas sensível quando a resolução é superior ao espaçamento entre as partículas. Portanto, o tamanho e os espaçamentos da malha computacional devem ser inferiores ao espaçamento entre as partículas. Em sistemas pouco densos, o espaçamento entre as partículas deve ser maior do que o diâmetro médio das partículas, de modo que o intervalo da malha computacional seja maior que o diâmetro de cada uma delas. Logo, espera-se que a maioria das células computacionais não contenha a partícula, mas apenas a fase contínua; somente uma fração das células conterá uma partícula, e, tipicamente, apenas uma partícula. As equações acima claramente não contemplam efeitos de coalescência; os mesmos não serão abordados no presente trabalho.

2.1 As equações de Reynolds para um escoamento turbulento

As equações as quais descrevem a fase contínua representam a sua conservação de massa e a conservação da taxa de variação da quantidade de movimento, na forma das equações de Navier-Stokes.

Para a representação de um escoamento turbulento, as equações de Navier-Stokes são normalmente promediadas em um certo intervalo de tempo para se obter as equações de conservação em um certo “tempo médio”. Essas equações correspondem, portanto, a uma velocidade e a uma pressão média medidas. A única dificuldade consiste em que as equações de movimento para esse novo tempo médio contém os componentes de uma “densidade de fluxo turbulento”. Contrariamente ao escoamento laminar, esses componentes não podem ser expressos segundo a Lei de Newton da viscosidade. Eles devem ser tratados empiricamente.

Como vimos anteriormente, a descrição do campo turbulento pode ser feita em separado das partículas para a maioria dos procedimentos turbulentos. Por ser esta descrição em muitos casos difícil, faremos a seguir uma detalhada revisão dos principais modelos de turbulência adotados para a resolução de problemas de

interesse tecnológico.

2.1.1 As equações do movimento e dedução das equações de Reynolds

Nos escoamentos turbulentos as equações do movimento valem em qualquer instante de tempo, e, portanto, também na média. De fato, um conjunto de equações para as quantidades médias, as equações de Reynolds, pode ser obtido diretamente das equações de Navier-Stokes pela aplicação de um operador média temporal.

A técnica de passagem da média de Reynolds consiste em dois passos:

1. As variáveis que aparecem nas equações do movimento são decompostas em partes médias e flutuantes.
2. É aplicado o operador média temporal sobre um intervalo de tempo finito nos termos resultantes.

As grandezas que caracterizam o campo de um escoamento são, dentro do processo de decomposição, escritas como

$$U_i = \overline{U}_i + u_i, \quad (2.6)$$

$$P = \overline{P} + p, \quad (2.7)$$

$$\rho = \overline{\rho} + \tilde{\rho}, \quad (2.8)$$

$$T = \overline{T} + t, \quad (2.9)$$

onde U_i representa os componentes da velocidade nas i direções, P é a pressão, ρ é a massa específica e T a temperatura. As flutuações em massa específica foram denotadas por $\tilde{\rho}$.

A equação da continuidade para um escoamento compressível pode ser escrita como

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j) = 0. \quad (2.10)$$

Substituindo-se as expressões para ρ e U_j na equação (2.10), e após a passagem da média, obtém-se

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{U}_j + \overline{\tilde{\rho} u_j}) = 0. \quad (2.11)$$

Como resultado, observamos que a equação da continuidade não pode ser re-escrita simplesmente em termos de $\bar{\rho}$ e de \bar{U}_i , pois aparece um termo adicional que estabelece uma correlação entre as flutuações de massa específica e de velocidade.

A equação de Navier-Stokes, ou equação da conservação da taxa da quantidade de movimento linear para um escoamento compressível, pode ser escrita como

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\kappa - \frac{2}{3} \mu \right) \Theta \right] + F_i, \quad (2.12)$$

onde F_i representa as forças de corpo na i -ésima direção, μ é a viscosidade molecular, κ representa uma viscosidade de volume e $\Theta = d_{jj} = \partial U_j / \partial x_j$. Para os fluidos Newtonianos, $\kappa = 0$.

Para deduzir as equações médias do movimento diretamente das equações de Navier-Stokes aplicamos o operador média na equação de conservação da taxa de variação da quantidade de movimento, a qual pode ser re-escrita em sua forma completa como

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{\rho} \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} &= \bar{\rho} f_i + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right] + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_i} \\ &\quad - \left[\overline{\tilde{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial t}} + \overline{\tilde{\rho} u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} + \overline{\bar{U}_j \tilde{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{\rho} u_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{\rho} u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \right]. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Para um escoamento incompressível, a equação da continuidade implica em

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} = 0, \quad (2.14)$$

$$\rho = \bar{\rho}, \quad (2.15)$$

$$\tilde{\rho} = 0, \quad (2.16)$$

deste modo, a equação (2.13) pode ser re-escrita na forma

$$\rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = \rho f_i + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} - \overline{\rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}. \quad (2.17)$$

Uma comparação da equação (2.13) com a equação de Navier-Stokes revela vários termos novos. Esses termos podem ser associados ao aumento de resistência à deformação provocado pela turbulência do escoamento. Em outras palavras, a presença da turbulência manifesta-se num aumento aparente da viscosidade do fluido.

Agrupando os termos que surgiram com a aplicação do operador média temporal, obtemos

$$\frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} = -\left(\overline{\tilde{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial t}} + \overline{\tilde{\rho} u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} + \bar{U}_j \overline{\tilde{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{\rho} u_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}} + \overline{\tilde{\rho} u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \right). \quad (2.18)$$

A tensão τ_{ji} é o resultado das interações entre as flutuações no campo de escoamento. Primeiramente introduzidas por Reynolds, elas definem os elementos do tensor de tensões “aparentes” ou “turbulentas”, conhecidas como o tensor de Reynolds.

Combinando a equação (2.18) com a equação da continuidade, obtemos

$$\frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} = -\left[\frac{\partial}{\partial t} \overline{\tilde{\rho} u_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\tilde{\rho} u_i u_j} + \bar{U}_i \overline{\tilde{\rho} u_j} + \bar{U}_j \overline{\tilde{\rho} u_i} + \overline{\tilde{\rho} u_i u_j}) \right]; \quad (2.19)$$

deste modo, os efeitos da turbulência são determinados pelas correlações

$$\overline{u_i u_j}, \quad \overline{\tilde{\rho} u_i}, \quad e \quad \overline{\tilde{\rho} u_i u_j}. \quad (2.20)$$

Os desenvolvimentos acima demonstram que as componentes da velocidade média de um escoamento turbulento satisfazem às mesmas equações que um escoamento laminar, exceto pelo fato de que as tensões laminares devem ser acrescidas de tensões adicionais. Estas tensões ocorrem devido às flutuações turbulentas, sendo obtidas pelos valores médios dos termos quadráticos dos

componentes turbulentos. Como essas tensões são adicionadas ao termo viscoso das equações de Navier-Stokes e possuem influência semelhante sobre o escoamento, elas são chamadas de tensões turbulentas.

O processo de tomada da média faz, portanto, aparecerem correlações envolvendo flutuações da velocidade na equação do movimento médio. Estes novos termos são interpretados como uma tensão adicional ao movimento: uma tensão turbulenta. De fato, a equação do movimento médio, equação (2.13), é idêntica à equação de Navier-Stokes, exceto pela inclusão dos termos de tensões turbulentas.

As variáveis independentes para o caso turbulento passam, portanto, a ser \bar{U}_i , \bar{P} e $\overline{u_i u_j}$ (caso incompressível). Isto faz com que nosso número de incógnitas seja superior ao número de equações disponíveis. Portanto, para resolver qualquer problema o qual envolva um escoamento turbulento é necessário providenciar um novo conjunto de equações as quais relacionem as grandezas médias às grandezas instantâneas. Este procedimento de obtenção de novas relações funcionais que completem a formulação do problema é chamado, em turbulência, de “o problema do fechamento”.

2.1.2 Modelos baseados na teoria da viscosidade turbulenta

O modo mais simples de se resolver o “problema do fechamento” é considerar que os fenômenos de transferência de quantidade de movimento molecular e turbulento se processem de modo análogo. Esta abordagem, proposta pioneiramente por Boussinesq em 1877, sugeria que as tensões de Reynolds, ou tensões turbulentas, seriam proporcionais às deformações do escoamento médio, agindo assim de forma análoga às tensões viscosas. Com isso, a contribuição da turbulência no transporte de quantidade de movimento poderia ser modelado por

$$\tau_t = -\rho \overline{u_i u_j} = \mu_T \frac{d\bar{U}}{dy}. \quad (2.21)$$

A viscosidade turbulenta μ_t deveria, portanto, embutir em sua definição parâmetros que caracterizassem bem a turbulência através da representação do fluido, do escoamento médio e da geometria desejada. Em contraste à viscosidade molecular μ , a viscosidade turbulenta μ_t não é uma propriedade física do fluido

mas sim uma medida local do nível de turbulência, variando de ponto a ponto e de escoamento para escoamento.

A formulação acima tornou-se bastante popular ao longo dos anos sendo, de fato, ainda hoje a mais expressiva e de maior apelo industrial. Mesmo na primeira metade deste século, quando a obtenção de resultados de engenharia era difícil devido às grandes dificuldades associadas ao cálculo numérico dos escoamentos turbulentos, resultados úteis foram obtidos utilizando-se modelos de viscosidade turbulenta simplificados. Exemplos clássicos são os de escoamentos em canais e em jatos livres.

Passemos, a seguir, a uma formulação simples, algébrica, para μ_t .

2.1.3 Teoria do comprimento de mistura de Prandtl

Com o objetivo de criar um modelo matematicamente simples e envolvendo o menor número de conceitos físicos possível, Prandtl desenvolveu a teoria do comprimento de mistura, criando um modelo algébrico para o tensor de Reynolds, o qual levava em consideração apenas as quantidades do campo de velocidade média do escoamento.

Observando um escoamento turbulento simples sobre uma placa plana com $u = U(y)$ e $V = W = 0$, Prandtl imaginou “moléculas” ou “partículas” de fluido que se moviam entre os pontos y_1 e y_2 sem alterar sua quantidade de movimento ao longo da direção x . Com isso, a taxa média de transferência de u (quantidade de movimento) através de uma unidade de área perpendicular à y passa a ser dada por

$$Q = v [U(y_1) - U(y_2)]. \quad (2.22)$$

Expandindo-se $U(y_1) - U(y_2)$ em série de Taylor obtemos

$$Q = v[-(y_2 - y_1) \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{1}{2}(y_2 - y_1)^2 \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \dots] \approx (y_2 - y_1) \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_{y=0}. \quad (2.23)$$

Se considerarmos que a variação de u ao longo do comprimento $y_2 - y_1$ é muito pequena, podemos desprezar os termos de ordem superior ficando com

$$Q = -v(y_2 - y_1) \frac{\partial U}{\partial y}. \quad (2.24)$$

Fazendo-se uma analogia com a teoria cinética dos gases, podemos supor que existe uma distância média l_c e uma velocidade característica u_c tal que

$$v(y_2 - y_1) = u_c l_c, \quad (2.25)$$

onde l_c e u_c são denominados comprimento e velocidade de mistura, respectivamente.

Ao observar que o valor médio do quadrado das flutuações dos componentes da velocidade tende a ser igual, Prandtl assumiu que

$$u_c = l_c \frac{\partial U}{\partial y}. \quad (2.26)$$

Portanto, como visto anteriormente, se uma das maneiras de se resolver o “problema do fechamento” é modelar a viscosidade turbulenta levando em consideração as características do fluido, do escoamento e da própria geometria do problema, podemos dizer então que

$$\mu_t = \rho l_c u_c, \quad (2.27)$$

onde ρ é a massa específica do fluido, u_c é uma velocidade característica do escoamento e l_c é um comprimento característico do problema e

$$\tau_t = \rho l_c^2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2. \quad (2.28)$$

Analisando a ordem dos componentes das flutuações, é natural esperar também que a componente da velocidade transversal v possua a mesma ordem de grandeza de u , ou seja,

$$\overline{|v'|} = O(c \overline{|u'|}) = c l_c \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_{y=0}, \quad (2.29)$$

onde c é uma constante com valor compreendido entre 0 e 1.

Com isso, as componentes do tensor turbulento podem ser escritas da forma

$$\overline{u'v'} = -\text{constante } l_c^2 \frac{\partial U}{\partial y}. \quad (2.30)$$

O “problema do fechamento” se resume, agora, em determinar o valor do comprimento de mistura l_c em função da geometria do problema em questão. Para problemas simples os quais envolvam paredes sólidas, por exemplo, o valor utilizado é

$$l_c = \varkappa y, \quad (2.31)$$

onde $\varkappa = 0,41$. Já para os escoamentos sem a influência de superfícies sólidas, nos quais o comprimento característico praticamente equivale à dimensão geométrica do escoamento, o comprimento de mistura é definido por

$$l_c = c_\varkappa \delta, \quad (2.32)$$

onde δ pode representar a espessura de esteiras ou jatos planos, por exemplo. O coeficiente c_\varkappa é utilizado para ajustar o valor de l_c aos vários tipos de escoamento, podendo assumir valores entre 0,07 e 0,16 (Launder e Spalding, 1972).

Embora de grande sucesso para escoamentos cisalhantes simples, os modelos de comprimento de mistura se mostraram francamente inapropriados para escoamentos confinados, de geometria complexa, para os quais teriam que ser construídas expressões muito elaboradas para l_c .

2.1.4 Modelos de uma equação

Apesar de as expressões propostas por Prandtl para l_c serem bastante simples e atraentes do ponto de vista computacional, alguns resultados obtidos numericamente utilizando-se as mesmas não se mostram compatíveis com algumas medidas obtidas experimentalmente.

O modelo do comprimento de mistura de Prandtl pode ser usado com sucesso, basicamente, na modelagem de alguns tipos de escoamentos unidirecionais, tais como escoamentos no interior de dutos e escoamentos em camada-limite, por exemplo, necessitando-se apenas de expressões apropriadas para a definição de l_c .

Com base na teoria desenvolvida por Prandtl, foram desenvolvidos outros métodos para se resolver o problema do fechamento. A possibilidade de se combinar as expressões vistas nas seções anteriores, bem como a utilização de outras expressões para se definir u_c , nos proporcionam modelos mais complexos e, certas vezes, mais adequados e realistas para tais resoluções.

Os “modelos de uma equação” são aqueles nos quais é necessário se resolver uma equação diferencial parcial a mais para se calcular o valor dos termos do tensor de Reynolds e do fluxo de massa.

Considerando-se o modelo do comprimento de mistura de Prandtl explicado anteriormente, pode-se sugerir uma expressão para a viscosidade turbulenta μ_t a qual torna possível modelar o problema em questão:

$$\mu_t = \rho l_c K^{\frac{1}{2}}, \quad (2.33)$$

onde l_c é o comprimento de mistura característico definido anteriormente e K é a energia cinética turbulenta, devido às flutuações turbulentas da velocidade. Mais especificamente, K é definida por

$$K = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.34)$$

onde u' , v' e w' são as flutuações das respectivas velocidades, conforme descrito anteriormente.

Observando-se que $K^{\frac{1}{2}}$ tem a mesma dimensão da velocidade, concluímos que as expressões (2.27) e (2.33) são equivalentes. Entretanto, de forma diferente ao que foi feito para o modelo de comprimento de mistura de Prandtl, não vamos admitir que K (ou u_c) esteja relacionada diretamente ao gradiente das flutuações da velocidade, mas sim, iremos avaliá-la por intermédio de uma equação diferencial de

transporte a qual expresse a sua conservação; esta metodologia nos proporcionará o que é comumente chamado de “modelo de uma equação”.

Com isso, a equação geral de transporte para a energia cinética turbulenta fica:

$$\frac{DK}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} u_i \left(\frac{p}{\rho} + k \right) - \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_i} u_j \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}. \quad (2.35)$$

Assumindo-se que o escoamento seja incompressível e turbulência homogênea a equação (2.35) se reduz a

$$\rho \frac{DK}{Dt} = - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\rho v' k'} + \overline{v' p'}) - \overline{\rho u' v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \mu \sum \left(\frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_i} \right)^2, \quad (2.36)$$

a qual pode ser interpretada como

$$\text{Fluxo Convectivo} = \text{Difusão} + \text{Produção} - \text{Dissipação}.$$

A equação de transporte (2.36) descrita acima, pode ser modelada invocando-se, de novo, o conceito de viscosidade turbulenta, juntamente com uma hipótese de equilíbrio local nas menores escalas, localidade essa na qual a dissipação da energia dos grandes vórtices ocorre. Não transcreveremos aqui os passos detalhados dessa modelagem. De todo o processo, resulta:

$$\rho \frac{DK}{Dt} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u_\tau}{\tau_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + u_\tau \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 - C_D \frac{\rho k^{\frac{1}{2}}}{l}. \quad (2.37)$$

A grande deficiência dos modelos de uma equação continua sendo a necessidade da especificação de um comprimento de mistura algébrico. O ideal, portanto, seria se obter o valor de l_c também de uma equação de transporte; esta metodologia será discutida a seguir.

2.1.5 Modelos de duas equações

Da mesma forma pela qual o modelo de comprimento de mistura desenvolvido por Prandtl se mostra inadequado para a resolução de alguns problemas envolvendo

escoamentos mais complexos, os modelos de uma equação também se mostram, em certos casos, insuficientes para a obtenção de resultados confiáveis.

Nos modelos de uma equação, μ_t depende exclusivamente de l_c , o qual é caracterizado independentemente do histórico do escoamento ao qual foi relacionado.

Na construção de um modelo de duas equações faz sentido continuar utilizando a equação da energia cinética turbulenta devido ao pouco empirismo usado na sua obtenção. Como segunda variável a ser modelada, foi proposto por alguns autores que a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta por unidade de massa fosse considerada

$$\epsilon = K^{3/2} l_c. \quad (2.38)$$

Um dos modelos de duas equações mais utilizados é o modelo de Jones e Launder(1972). Nesse modelo, considera-se que ϵ se relaciona com os demais parâmetros do escoamento por

$$\epsilon = C \frac{K^{3/2}}{l_c}, \quad (2.39)$$

onde l_c é definido como sendo o comprimento de dissipação e C é uma constante. Com isso, a viscosidade turbulenta passa a ser

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{K^2}{\epsilon} = C' \rho K^{1/2} l_c. \quad (2.40)$$

Para números de Reynolds altos, a equação do transporte para ϵ pode ser escrita da seguinte forma:

$$\rho \frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{u_x}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} \right] + \frac{c_\mu \mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - C_2 \frac{\epsilon^2}{k}. \quad (2.41)$$

Para um escoamento incompressível, bidimensional, temos a equação

$$\rho \frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u_\tau}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) + \frac{C_1 \mu_t \epsilon}{k} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{C_2 \rho \epsilon^2}{k}. \quad (2.42)$$

As várias constantes as quais aparecem anteriormente podem ser determinadas a partir de hipóteses sobre o comportamento da turbulência nas regiões internas do escoamento. Valores típicos das constantes $C_\mu = 0,09$, $C_1 = 1,44$, $C_2 = 1,92$, $\sigma_k = 1,2$, $\sigma_\epsilon = 1,3$ e $\sigma_T = 0,9$, são fornecidos por Launder e Spalding(1972) e novamente ilustrados, mais adiante, na Tabela (2.2.4).

Nas regiões internas de um escoamento, junto à superfícies sólidas, a predominância do transporte difusivo molecular não deve ser desprezada. Isso obriga os “modelos de duas equações” a considerarem correções locais em função de um número de Reynolds da turbulência. Essas correções são efetuadas pela introdução de funções de amortecimento na equação para ϵ .

2.1.6 Modelagem direta do tensor turbulento

A maneira mais completa de se representar a turbulência com vistas ao desenvolvimento de modelos apropriados para a aplicação em problemas de natureza industrial, é a chamada modelagem direta dos elementos do tensor de Reynolds. Por esta metodologia, equações de transporte são deduzidas para cada um dos elementos do tensor de Reynolds diretamente das equações de Navier-Stokes, através de manipulações algébricas.

Para obtermos uma equação para os momentos de segunda ordem $\overline{u_i u_j}$, multipliquemos (2.13) por u_j e tiremos a média temporal de cada termo da equação resultante. A seguir, adicionamos a esta equação uma outra idêntica a ela própria, mas com todos os índices i e j trocados. Com o auxílio da equação da continuidade, equação (2.11), chega-se a

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \overline{u_i u_j} + \bar{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u_i u_j} = & - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} \right) + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{u_i u_j u_k} + \frac{\overline{p u_j}}{\rho} \delta_{ik} \frac{\overline{p u_i}}{\rho} \delta_{jk} - \nu \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u_i u_j} - \nu u_j \frac{\partial u_k}{\partial x_i} - \nu u_i \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right) \\ & - \left(2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} - \nu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_k} \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right) \right), \end{aligned} \quad (2.43)$$

a qual pode ser escrita na forma

$$\frac{D}{Dt} \overline{u_i u_j} = P_{ij} + \phi_{ij} + D_{ij} - \epsilon_{ij}. \quad (2.44)$$

O termo P_{ij} em (2.44) representa a taxa de criação de $\overline{u_i u_j}$ pela ação do escoamento médio sobre o campo turbulento. Apenas momentos de 2ª ordem e propriedades do escoamento médio aparecem neste termo, de modo que eles são tratados de modo exato. As correlações as quais envolvem flutuações de pressão e de velocidade ϕ_{ij} , resultam de dois processos: um processo puramente turbulento e outro dependente da taxa de deformação do campo médio de velocidade. Uma propriedade importante de ϕ_{ij} é que seu traço é zero, pois

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2.45)$$

O termo, portanto, não faz qualquer contribuição para o nível global da turbulência, servindo tão somente para redistribuir energia entre os componentes da tensão normal.

O termo D_{ij} é facilmente reconhecido como sendo um termo difusivo. De fato, uma integração deste termo sobre o domínio mostra que nenhuma contribuição para o nível de turbulência é feita, mesmo sendo os valores locais de $\overline{u_i u_j}$ diferentes de zero. O efeito de D_{ij} é promover uma redistribuição espacial da tensão turbulenta. Os três últimos termos de D_{ij} descrevem o transporte difusivo devido à efeitos moleculares. Na maioria dos escoamentos eles são desprezíveis.

O termo ϵ_{ij} representa a taxa de destruição de $\overline{u_i u_j}$ pelos efeitos viscosos. Este termo garante que a energia continuamente retirada do escoamento médio pelo campo turbulento através do termo P_{ij} será destruída, evitando portanto, um crescimento ilimitado de $\overline{u_i u_j}$.

Qualquer tentativa de solução da equação (2.43) passa agora, necessariamente, pela modelagem dos termos ϕ_{ij} , D_{ij} e ϵ_{ij} . Idealmente, gostaríamos que esta modelagem fosse simples e universal. Infelizmente, isto não é possível. Alguns princípios, entretanto, deverão ser seguidos. Primeiramente, gostaríamos que o caráter matemático do modelo fosse fiel ao caráter matemático das equações as

quais o originaram. Por exemplo: se o processo físico requerendo aproximação é representado por um tensor simétrico de traço zero, assim também deverá ser o modelo. Este princípio sempre deve ser observado para a modelagem de momentos de 2ª ordem. Outro conceito fundamental é o princípio de influência recedente. Ele afirma que a influência sobre o escoamento dos momentos de ordem n sempre será menor que a influência dos momentos de ordem $(n - 1)$. Este princípio é frequentemente invocado para, justamente, violar o anterior, com vistas à obtenção de equações menos complexas as quais sejam numericamente mais fáceis de se implementar. Outro importante princípio é aquele o qual exige que as formas aproximadas exibam as mesmas respostas à translações e reflexões do sistema de coordenadas o qual o fenômeno real exibiria. Outra exigência normalmente aplicada é a de que o sistema de equações modeladas não gere valores “não físicos”, tais como tensões normais negativas ou correlações com a forma $(\overline{u_i u_j} / \sqrt{\overline{u_i^2} \overline{u_j^2}})$, com valores maiores do que 1.

Duas outras idéias importantes para simplificar o processo de modelagem de um escoamento são as chamadas “hipóteses de altos números de Reynolds”. Estas idéias são aplicadas extensivamente em escoamentos cisalhantes. Elas podem ser expressas como:

- As interações entre as maiores escalas, responsáveis predominantemente pelo transporte de quantidade de movimento e de grandezas escalares, não são afetadas pela viscosidade do fluido.
- Os movimentos de menores escalas, responsáveis pela dissipação viscosa, não tomam conhecimento da natureza do escoamento médio e portanto das maiores escalas. Sua estrutura é semelhante àquela encontrada na turbulência isotrópica.

É evidente que o movimento nas menores escalas não é exatamente isotrópico. Entretanto, se as duas regras acima forem aplicadas com critério, uma série de simplificações úteis poderão ser obtidas durante o processo de modelagem turbulenta.

A modelagem da turbulência por modelos “*Ad Hoc*” será amplamente discutida em um capítulo específico.

Podemos então, agora, deduzir uma equação para K diretamente da equação (2.43) tomando-se $i = j$. Daí,

$$\rho \frac{DK}{Dt} = -\overline{\rho u_i u_j} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\rho K' u_j} + \overline{p u_j} \right) + \mu \frac{\partial^2 K}{\partial x_j \partial x_j} - \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2, \quad (2.46)$$

onde $K' = 1/2(u^2 + v^2 + w^2)$.

A equação acima nos fornece o modo como a taxa de variação da energia turbulenta ocorre com o tempo, como função dos vários efeitos representados no lado direito. A interpretação desses efeitos é idêntica àquela desenvolvida para a equação de transporte para os elementos do tensor de Reynolds.

Tendo em vista as formas possíveis de modelagem turbulenta descritas acima, dedicaremos a próxima seção à descrição detalhada da aplicação de modelos turbulentos para a simulação numérica do escoamento no interior de um distribuidor de aço líquido.

2.2 O escoamento no interior de um distribuidor de aço para aplicações siderúrgicas

O distribuidor atua um como reservatório de metal líquido entre a panela e o molde, exercendo fundamental importância no armazenamento, tratamento e distribuição do aço durante o processo de lingotamento contínuo na indústria siderúrgica.

A principal finalidade do distribuidor é armazenar uma quantidade de aço suficiente para possibilitar a continuidade do processo de lingotamento, de forma que o percurso de ida e volta para o enchimento da panela com aço seja completado, sem que o distribuidor se esvazie e haja a necessidade de interrupções.

Tendo em vista a grande demanda por aço, que chega a estabelecer filas de três anos nas maiores companhias siderúrgicas do país, como a CSN, por exemplo, os produtores estão se preocupando cada vez mais com a qualidade do aço produzido e com a redução ao máximo de eventuais interrupções. Paradas no lingotamento

contínuo podem ser provocadas pelo rompimento do veio na saída do molde; o veio se rompe pela existência de uma pressão ferroestática superior àquela capaz de ser suportada pela capa de material já solidificado, o qual deixa o molde.

Com a possibilidade de realizar alguns processos metalúrgicos para o tratamento do aço ainda dentro do distribuidor, esses equipamentos se tornaram alvo de muitos estudos. A modelagem físico/matemático do escoamento no interior do distribuidor deve ser feita para determinar os parâmetros geométricos ideais para o seu projeto, quanto à escolha de seu tamanho e forma, bem como para determinar a localização dos arranjos de obstáculos utilizados para direcionar o escoamento no seu interior. Simulações em modelos com água, em escala real ou reduzida, também foram amplamente realizadas com a finalidade de visualização dos padrões do escoamento para a posterior confirmação e comparação dos fenômenos físicos obtidos com os resultados dos modelos matemáticos.

Para se conseguir o escoamento desejado, é importante ter um conhecimento detalhado do comportamento do aço no interior do distribuidor e, assim, produzir aço de boa qualidade, através da remoção do maior número de inclusões possível, favorecendo assim a sua flutuação. Para isso, são utilizados arranjos de obstáculos que incluem barragens e diques com o objetivo de direcionar o escoamento e aumentar o tempo de permanência do aço dentro do distribuidor.

Uma das formas de se analisar o escoamento no distribuidor é feita através do tempo de residência t_{res} do metal líquido no seu interior, através da curva RTD (*Residence Time Distribution*), a qual ilustra a concentração do metal no canal de saída do distribuidor contra o tempo de permanência no seu interior.

Nesta análise é importante caracterizar a quantidade de fluido que permanece no interior do distribuidor por mais de duas vezes o tempo médio de residência \bar{t}_{res} , dado por

$$\bar{t}_{res} = \frac{\text{Volume total do distribuidor } [m^3]}{\text{Taxa de variação volumétrica } [\frac{m^3}{s}]}. \quad (2.47)$$

Esta quantidade de fluido retida, denominada volume morto por se tratar de um fluido com velocidades muito baixas, está propensa a perder calor e,

consequentemente, a se solidificar. Em contrapartida a esse fenômeno, surgem também outras regiões, de maiores velocidades, as quais não possibilitam a permanência do metal durante um tempo mínimo para a separação das partículas por flutuação.

Além das barragens e dos diques, outro recurso utilizado para aumentar o tempo de residência do aço dentro do distribuidor é o aumento do seu volume, porém, esse recurso implica em maiores investimentos devido aos altos custos com o revestimento interno.

2.2.1 Descrição do problema e avanços recentes

As últimas quatro décadas testemunharam um marcante aumento na demanda por aço. Isto, naturalmente, resultou em um gradual aumento de sua produção em todo o mundo. Simultaneamente a esse fenômeno, novas técnicas de produção e requisitos de qualidade passaram a ser exigidos.

Para suprir a crescente demanda e produzir aço cada vez com melhor qualidade, era indispensável aumentar a capacidade das máquinas existentes, evitando ao máximo falhas e interrupções durante os processos.

O distribuidor, que até então desempenhava apenas a função de reservatório do metal líquido no processo de lingotamento contínuo, passou a ser utilizado para aumentar a capacidade de produção e melhorar a qualidade do aço através de alguns tratamentos metalúrgicos, como a retirada de inclusões não-metálicas (óxidos) pelos métodos de flutuação, separação de inclusões e injeção de gases.

Os primeiros estudos realizados visavam, em princípio, aperfeiçoar o projeto dos distribuidores analisando as diferentes geometrias existentes e as mudanças ocasionadas à dinâmica do escoamento, tendo em vista o aumento do tamanho, a inclinação das paredes e a colocação de obstáculos para direcionar o escoamento; seja através de testes em modelos com água, modelos matemáticos ou simulações numéricas.

Sahai e Ahuja(1986) utilizaram um modelo físico com água para simular as condições de operação do distribuidor de aço, baseado no critério de similaridade de Froude. As condições hidrodinâmicas do sistema foram analisadas por meio

de curvas RTD, com o auxílio de um traçador. Neste trabalho, foram analisados vários parâmetros do problema com relação às diversas configurações de obstáculos e influência da injeção de gás. Concluiu-se que a colocação dos obstáculos modifica consideravelmente as características do escoamento o que, além de gerar áreas de recirculação posteriormente aos mesmos, aumenta a quantidade de volumes mortos dentro do distribuidor. Já a injeção de gás ativa essas áreas com fluido estagnado e, em conjunto com os obstáculos, pode resultar em uma boa composição para se obter as características desejadas para o aço líquido dentro do distribuidor.

Nos anos seguintes, muitos trabalhos foram desenvolvidos com o objetivo de quantificar precisamente as perdas de calor do metal líquido na panela, durante o processo de lingotamento contínuo do aço. Por isso, Robertson e Perkins(1986) elaboraram um modelo matemático capaz de calcular os mecanismos de perdas de calor e estratificação da panela, tornando possível não só estimar a temperatura do aço líquido que deixa a panela e entra no distribuidor, mas também a temperatura do aço que penetra no molde após passar pelo distribuidor. O projeto do distribuidor é particularmente importante para o caso de várias saídas (*multi-strand*), quando são, necessariamente, introduzidos diferenciais de temperatura entre os fluxos de aço que penetram em cada molde. O projeto apropriado do distribuidor é, portanto, fundamental para se obter uma temperatura ótima do aço no molde. Contudo, na prática, nenhum projeto pode obter sucesso a menos que a temperatura do aço na entrada seja controlada. Em seu trabalho, os autores utilizaram um modelo em escala reduzida, com água.

He e Sahai(1987) desenvolveram um modelo matemático o qual recorre às equações médias de Navier-Stokes e a um modelo de duas equações κ - ϵ . Eles estudaram os efeitos da inclinação das paredes do distribuidor, observando modelos com água, e compararam os resultados obtidos com modelos matemáticos. Esses estudos se mostraram bastante eficazes tendo em vista o fato de a água e o aço possuírem viscosidades cinética bastante próximas, o que torna mais fácil obter similaridade dinâmica entre os dois casos.

Nieckele e Almeida(1989) desenvolveram um código computacional para calcular o campo de velocidades turbulento, também através de modelos $\kappa - \epsilon$, com o

intuito de estudar o comportamento das inclusões no interior do distribuidor. Foram simulados vários tipos de distribuidores, variando-se seus parâmetros geométricos, como dimensões de entrada e saída, localização e espessura dos obstáculos, bem como alguns parâmetros operacionais, como a altura do nível do aço no distribuidor e o número de Reynolds. Observou-se uma pequena influência do número de Reynolds na distribuição de velocidades, enquanto que a presença dos obstáculos (diques e barragens) afetou substancialmente as características do escoamento, alterando o volume ativo do distribuidor e a trajetória das partículas não-metálicas nele presentes.

Chakraborty e Sahai(1991) apresentaram uma análise da influência do espaçamento da malha computacional no cálculo do campo de velocidades do escoamento turbulento no distribuidor. Os autores concentraram sua atenção na região próxima à parede por ser o modelo de turbulência utilizado, do tipo $\kappa-\epsilon$, não válido para as regiões de recirculação e para as regiões próximas da parede. Através da análise de curvas RTD foi mostrado que a distância do primeiro ponto nodal em relação à parede inferior (fundo) do distribuidor exerce fundamental importância para se obter bons resultados e precisão nas curvas RTD. Já a localização dos primeiros pontos nodais para as paredes verticais, laterais do distribuidor, não interferem tanto para o cálculo do comportamento do sistema se comparadas aos pontos nodais localizados próximos ao fundo do distribuidor. A distância dos primeiros pontos nodais para as paredes verticais só se torna relevante quando a relação entra a altura e a espessura do distribuidor é pequena.

Fernández, Saboya e Almeida(1993) desenvolveram um código computacional para simular o comportamento de uma inclusão no escoamento do aço no distribuidor. Os autores consideram que na direção longitudinal x , a velocidade da partícula é a mesma do que a do campo de velocidades calculado anteriormente através de outro programa, enquanto que para a direção y , a velocidade da partícula é expressa através da velocidade de Stokes, ignorando, assim, os efeitos de qualquer interação entre o fluido e a partícula para efeito do cálculo do campo de velocidades. Para essas considerações são feitas algumas hipóteses, dentre elas a de que a partícula é esférica e muito pequena, bem como, durante o movimento da partícula, o fluido na

sua vizinhança é o mesmo, isto é, a presença da inclusão não modifica o escoamento. Foram levados em consideração os efeitos de coalescência e simuladas diferentes relações entre as massas específicas do fluido e da partícula.

Os trabalhos de Joo e Guthrie de 1996 podem ser classificados como de referência neste assunto; em três artigos distintos estes autores discutiram muitos dos aspectos relevantes do problema dando um tratamento bastante completo ao fenômeno. Na parte 1, foi implementado um código computacional para simular um escoamento turbulento tridimensional, com transferência de calor e flutuação de partículas. Ainda na parte 1, foi descrito o desenvolvimento de um sensor para a detecção de partículas em um meio aquoso; através de um aparato experimental foram obtidos resultados para a validação da teoria. Na parte 2, foram apresentadas simulações numéricas do escoamento na qual se avaliou o desempenho dos mais diferentes tipos de distribuidores; a importância da convecção natural e o papel dos obstáculos para a remoção de inclusões foram estudados. Simulações foram apresentadas para partículas com diâmetros na faixa de 50 microns até 120 microns; partículas com diâmetros inferiores a 40 microns foram observadas não flutuarem até aderir à parte superior do distribuidor, em hipótese alguma, tendo em vista as baixíssimas velocidades ascendentes adquiridas devido aos seus pequenos diâmetros. Na parte 3, os autores apresentaram uma comparação entre diferentes distribuidores e tipos de arranjos de obstáculos para analisar as mudanças de volumes deslocados e sua localização ótima no interior do distribuidor, favorecendo, assim, a flutuação do maior número de partículas possível. Observou-se que alguns obstáculos, apesar de favorecerem a flutuação de partículas, geram grande perda de calor pelo metal líquido.

Singh e Koria(1993) estudaram experimentalmente vários tipos de distribuidores sob diversos parâmetros de operação. Os autores sugerem correlações empíricas as quais possibilitam, no futuro, uma melhora no projeto de distribuidores. Eles concluem que distribuidores maiores possuem circuitos menores e, conseqüentemente, menores áreas de recirculação em comparação aos distribuidores de menor porte.

No trabalho de Shen *et al.*(1994) foi realizada uma análise experimental do escoamento no interior de um distribuidor. No modelo foram realizadas medições de perfis de velocidade e de turbulência do escoamento de alumínio líquido, utilizando

técnicas de LaserDoppler. Esse experimento forneceu informações qualitativas sobre o complexo escoamento em três dimensões o qual ocorre no interior do distribuidor, tendo sido comparado com resultados obtidos através de simulações numéricas; a concordância obtida foi boa. As medições com LaserDoppler revelaram campos de velocidade assimétricos e turbulência anisotrópica perto dos bocais de saída do metal fundido. Foi constatado que a estrutura da turbulência próximo à base do distribuidor é isotrópica, enquanto a anisotropia predomina nas regiões próximas à superfície livre, na parte superior do distribuidor.

Sahai e Emi(1996) descrevem um método para a análise do escoamento através do método de volumes combinados. Os autores explicam o método e discutem a maneira com a qual ele tem sido utilizado por alguns outros autores. Não só a sua aplicação como também as hipóteses utilizadas por muitos desses autores são consideradas equivocadas nesse trabalho, o qual explica e leva a crer que muitos trabalhos realizados utilizando-se dessa técnica tenham distorções em seus resultados.

Damle e Sahai(1996) estudaram a similaridade dinâmica entre o escoamento não-isotérmico no protótipo e no modelo físico através do *número de Richardson* T_u , o qual é constante entre o protótipo e o modelo. Esse número é obtido através da adimensionalização da equação de Navier-Stokes e propõe que a razão entre as forças de corpo e as forças de inércia sejam constantes entre o modelo e o protótipo. O critério de utilização do número de Richardson do distribuidor para construir os modelos foi testado para vários casos hipotéticos de distribuidores em modelos os quais utilizavam água e, finalmente, em um modelo matemático. Os resultados foram apresentados na forma de curvas RTD (*Residence Time Distribution* - tempo de residência). De fato, os resultados obtidos através das curvas RTD se assemelharam bastante quando testados em casos nos quais o critério do modelo proposto era satisfeito.

Um estudo específico sobre a similaridade entre os modelos em escala real e os modelos em escala reduzida foi realizado por Sahai e Emi(1996). Estes autores mostraram que para os modelos em escala real, devido à proximidade das viscosidades da água e do aço, é possível se obter tanto similaridade pelo número de Reynolds Re quanto pelo número de Froude Fr ; porém, para modelos em escala

reduzida, é possível obter apenas uma dessas similaridades. Com isso, na maioria dos trabalhos realizados até o presente momento, os autores tem optado por satisfazer a similaridade do número de Froude, tanto para a análise de escoamentos quanto para problemas de flutuação de partículas. Os autores sugerem um procedimento e um critério apropriado para a escolha do tamanho do modelo em água e o tamanho das partículas a serem utilizadas para simular o problema do metal líquido. Eles também sugerem um critério para a determinação da aglomeração (concentração) de inclusões e modelagem do escoamento para a flutuação de partículas.

Barreto-Sandoval *et al.*(1996) realizaram uma análise experimental do distribuidor usando água como o fluido de trabalho. No modelo utilizou-se um traçador para distribuidores aquecidos com plasma.

Chen e Pehlke(1996) objetivando evitar perdas de material devido à mudança de composição do aço durante o processo de transição no lingotamento contínuo (*transition slabs*) realizaram várias simulações numéricas com diversas configurações de distribuidores e diferentes parâmetros operacionais com o intuito de prever os perfis de concentração durante essas mudanças. Os resultados obtidos mostraram que consegue-se reduzir bastante as dificuldades operacionais quando o nível de redução do aço é mantido durante todo o processo, ao invés de mantê-lo baixo por um curto período e, logo após, aumentá-lo rapidamente.

Análises mais complexas envolvendo temperatura e, conseqüentemente, convecção natural, foram realizadas por Joo e Guthrie(1996) que, através de modelos matemáticos, não só analisaram o escoamento com vários arranjos de obstáculos para os distribuidores, mas também observaram o surgimento de escoamentos com recirculação secundária, o que provoca um aumento da velocidade do fluido próximo à entrada dos moldes. Os efeitos decorrentes da presença de uma cobertura de escória e o processo de flutuação de partículas também foram observados. Através da comparação com um experimento utilizando esferas de vidro com diâmetros entre $20\mu\text{m}$ e $120\mu\text{m}$ em um meio aquoso, foi observado que as partículas com diâmetros inferiores a $40\mu\text{m}$ permaneceram dentro do distribuidor devido à baixa velocidade de ascensão adquirida. Sinha e Sahai(1993) também analisaram a remoção de partículas com a faixa de diâmetros bem próxima, entre $25\mu\text{m}$ e $150\mu\text{m}$.

2.2.2 Metodologia de resolução

Para a solução do problema da presença de partículas não-metálicas e cálculo de suas trajetórias no interior de um distribuidor de aço líquido, seguiremos as seguintes etapas:

1. Escolha do tipo de distribuidor, especificação da sua geometria (dimensões, arranjo de obstáculos e localização) e de seus parâmetros operacionais,
2. especificação das condições de contorno e condições iniciais para a simulação numérica no domínio do distribuidor, bem como a especificação dos parâmetros computacionais (número de malha, localização do primeiro ponto nodal e etc.),
3. simulação numérica para o cálculo das variáveis de campo (u , v , p , κ , ϵ , μ_t , etc.),
4. estudo das características das partículas a serem adicionadas ao sistema (diâmetro, massa específica, etc.),
5. simulação numérica para o cálculo da trajetória das partículas.

2.2.3 A geometria do distribuidor

O distribuidor foi modelado como sendo um reservatório retangular, com paredes verticais, contendo dois arranjos de obstáculos no seu interior; a configuração escolhida comporta barragens e diques, conforme mostrado na Figura 2.1.

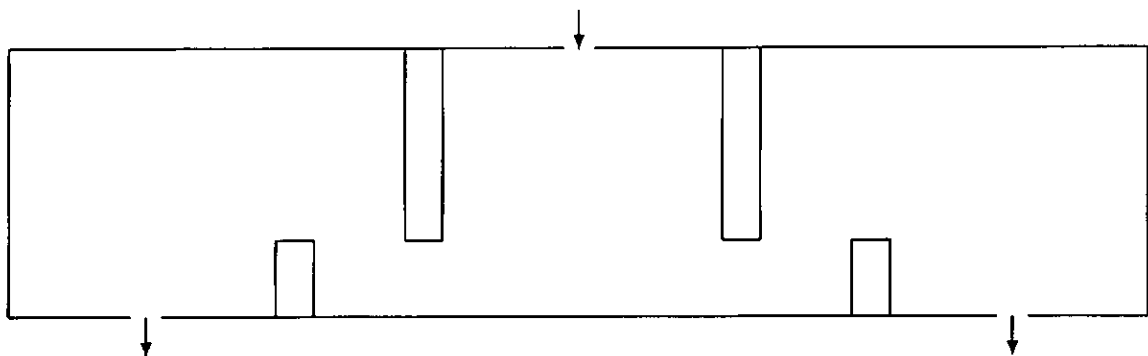


Figura 2.1: Esquema ilustrativo de um distribuidor.

O fluido é despejado pela parte superior e escoar até sair pelos orifícios localizados na base do distribuidor. O fluido de trabalho é o aço e a geometria aqui adotada

é semelhante àquela utilizada por Nieckele e Almeida(1989). A geometria do distribuidor e as propriedades do fluido de trabalho utilizados no presente trabalho são fornecidos na Tabela 2.2.3 e ilustrados na Figura 2.2.

Tabela 2.2.3 - Parâmetros geométricos e operacionais do distribuidor.

Geometria do distribuidor	parâmetro	valor	unidade
altura	$H = 0,75$	0,75	m
comprimento	$2L = 9,05H$	3,395	m
diâmetro da entrada	$d_e = 0,072H$	0,054	m
diâmetro da saída	$d_s = 0,072H$	0,054	m
distância da saída até a parede	$l_s = 0,703H$	0,5	m
distância da entrada até a barragem	$l_b = 0,893H$	0,67	m
altura da barragem	$h_b = 0,693H$	0,5	m
espessura da barragem	$t_b = 0,133H$	0,1	m
distância da entrada até o dique	$l_d = 1,37H$	1,0	m
altura do dique	$h_d = 0,333H$	0,25	m
espessura do dique	$t_d = 0,133H$	0,1	m
Propriedades do aço			
massa específica	ρ	7000,0	Kg/m^3
viscosidade	μ	6,642E-03	$Kg/(ms)$

Para efeito de comparação entre os resultados e análise do desempenho das configurações do distribuidor, o presente trabalho apresentará o resultado de duas simulações numéricas, semelhantes àquelas realizadas por Nieckele *et al.*(1992), nas quais a primeira configuração do distribuidor segue os parâmetros da Tabela 2.2.3 e a segunda configuração utiliza um arranjo com um dos obstáculos mais afastados, na qual a distância do dique à entrada do distribuidor obedece à relação $l_d = 2,18H$.

2.2.4 O modelo matemático

A solução do escoamento turbulento bidimensional para o distribuidor é obtida numericamente, resolvendo-se as equações de conservação da massa e conservação da quantidade de movimento. Foram consideradas as hipóteses de fluido incompressível e regime permanente, o que equivale a dizer que o nível do aço no distribuidor se mantém constante durante todo o processo.

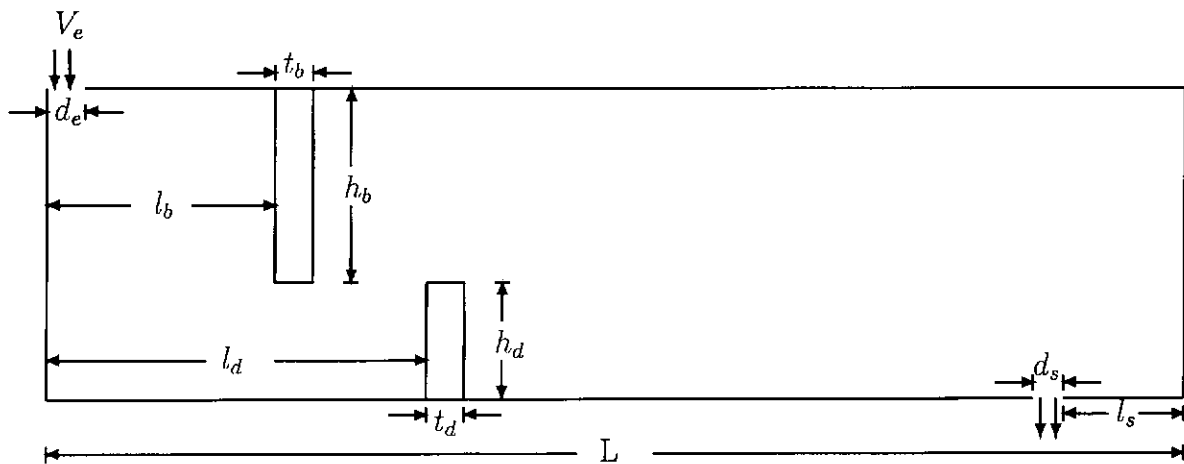


Figura 2.2: Dimensões do distribuidor.

Conservação da massa:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0. \quad (2.48)$$

Conservação da quantidade de movimento:

$$\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \rho g_i. \quad (2.49)$$

Nas equações 2.48 e 2.49, as componentes da velocidade são expressas em valores médios das quantidades instantâneas do escoamento turbulento e μ_{eff} é a viscosidade efetiva, definida como a soma da viscosidade molecular com a viscosidade turbulenta

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t. \quad (2.50)$$

Conforme explicado anteriormente, com o intuito de descrever o caráter turbulento do escoamento e calcular a viscosidade cinemática turbulenta μ_t , foi utilizado o modelo de duas equações κ - ϵ , proposto por Jones e Launder(1972), no qual a turbulência é expressa através de duas equações de transporte (2.51) e (2.52); uma para a energia cinética turbulenta κ e a outra para a dissipação ϵ dessa energia, respectivamente,

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \mu_{eff} \kappa - \frac{\mu_{eff}}{\sigma_\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \right) = P_\kappa - \rho \epsilon, \quad (2.51)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho u_i \epsilon - \frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) = \frac{C_1 \epsilon P_\kappa - C_2 \rho \epsilon^2}{\kappa}, \quad (2.52)$$

onde P_κ é o termo de geração da energia cinética, dado por

$$P_\kappa = \mu_t \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right), \quad (2.53)$$

e a relação entre a viscosidade turbulenta μ_t e as duas características turbulentas κ e ϵ , descritas acima, é dada por

$$\mu_t = \frac{C_D \rho \kappa^2}{\epsilon}. \quad (2.54)$$

Para as constantes empíricas que aparecem nas equações (2.51) e (2.52), foram adotados os valores clássicos sugeridos por Launder e Spalding(1974), citados anteriormente em (2.1.5) e agora ilustrados na Tabela 2.2.4.

Tabela 2.2.4 - Constantes do modelo κ - ϵ .

C_1	C_2	C_D	σ_κ	σ_ϵ
1,430	1,92	0,09	1,00	1,30

2.2.5 Especificação das condições de contorno e condições iniciais

A configuração do distribuidor no qual serão realizadas as simulações numéricas é mostrada na Figura 2.2. A hipótese de simetria do domínio implica em uma redução bastante significativa para efeito dos cálculos, por resolver apenas a metade do domínio computacional.

A caracterização do problema deverá representar fielmente a realidade física e, por isso, uma correta especificação das condições de contorno se torna essencial para a obtenção de resultados coerentes fisicamente e confiáveis numericamente. Com isso, as condições de contorno especificadas para o domínio do distribuidor foram:

- em $x = 0 \rightarrow$ condição de simetria.

Ao longo dos planos de simetria, a componente da velocidade perpendicular a esse plano é nula, bem como todos os gradientes normais das variáveis dependentes; sendo assim,

$$V = 0 \text{ e } \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial \kappa}{\partial y} = \frac{\partial \epsilon}{\partial y} = 0. \quad (2.55)$$

- em $x = L \rightarrow$ parede.

Para as estreitas regiões próximas à parede, nas quais o modelo de turbulência κ - ϵ tem sua validade comprometida, é utilizado o método das “funções de parede”, sugerido por Patankar e Spalding(1970). Neste método, considera-se que a geração e a dissipação da energia cinética turbulenta estão em equilíbrio na camada compreendida entre o primeiro ponto nodal P, próximo à parede, e a parede. Nessa região, a tensão cisalhante é constante e igual à tensão cisalhante τ_w na parede, podendo ser escrita como

$$\tau_w = c_\mu^{\frac{1}{2}} \rho \kappa_P. \quad (2.56)$$

Neste caso, o método das “funções de parede” nos fornece uma equação que relaciona a tensão cisalhante na parede com a velocidade no primeiro ponto nodal P, vizinho, podendo ser escrita como

$$\frac{u_P}{\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}} = \frac{u_P}{u_\tau} = \frac{1}{k_v} \ln \left(\frac{y_P \sqrt{\rho \tau_w}}{\mu} \right) + C = \frac{1}{k_v} \ln \left(\exp(k_v C) \frac{y_P \sqrt{\rho \tau_w}}{\mu} \right), \quad (2.57)$$

onde u_P é a velocidade tangencial à parede no primeiro ponto nodal P, y_P é a distância do nó P até a parede, $k_v = 0,41$ é a constante de Von Karman e a constante $C = 5,2$ foi obtida de Patankar(1979).

Como as equações do modelo κ - ϵ , tal como foram apresentadas anteriormente, tem sua validade restrita à região totalmente turbulenta, a condição de contorno para essas variáveis é substituída por condições para os termos de

produção, deduzidas de hipóteses sobre o escoamento turbulento na região da subcamada viscosa a qual se forma junto às fronteiras sólidas. De acordo com a hipótese de equilíbrio de tensões descrita acima, a taxa de produção de energia cinética é dada por

$$P_\kappa = \frac{\tau_w^2}{\rho k_v c_\mu^{\frac{1}{4}} \kappa^{\frac{1}{2}} y_P}. \quad (2.58)$$

A taxa de dissipação é aproximada, considerando-se uma variação linear do comprimento de escala próximo à parede e, com isso, ϵ no volume vizinho à parede é dado por

$$\epsilon = \frac{c_\mu^{\frac{3}{4}} \kappa^{\frac{1}{2}}}{y_P}. \quad (2.59)$$

A vantagem do método das “funções de parede” é evitar o cálculo numérico dos fortes gradientes que ocorrem nas regiões próximas à parede. Porém, em contrapartida, é essencial que o primeiro ponto nodal P esteja realmente localizado na região turbulenta, atendendo à relação

$$y^+ = y(P) = \frac{\rho c_\mu^{\frac{1}{4}} \kappa^{\frac{1}{2}} y_P}{\mu}, \quad (2.60)$$

com $30 \leq y^+ \leq 500$ (Peric e Scheuerer, 1989).

- em $y = 0 \rightarrow$ condição de plano de saída para a região da saída do distribuidor e condição de parede para o restante desta superfície.

Ao longo dos planos de saída, todos os gradientes normais das variáveis dependentes são nulos, sendo assim,

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial V}{\partial y} = \frac{\partial \kappa}{\partial y} = \frac{\partial \epsilon}{\partial y} = 0. \quad (2.61)$$

- em $y = H \rightarrow$ plano de entrada para a região na qual o aço é despejado no interior do distribuidor e condição de simetria para o restante desta superfície. A condição de contorno para $y = L$ constitui-se em uma simplificação da condição real a qual o distribuidor está submetido no processo de lingotamento contínuo. Sabe-se que o aço entra na máquina de lingotamento contínuo por essa superfície através de uma válvula que se encontra submersa no aço líquido e o restante dessa superfície do distribuidor encontra-se coberta por uma camada de escória líquida, na qual é adicionado um “pó fluxante”; os quais, por sua vez, exercem o papel de isolantes do sistema aço-atmosfera, diminuindo a troca de calor e a contaminação pelo contato direto com a atmosfera. Com isso, devido à presença desses materiais, é de se esperar que nessa interface, as tensões cisalhantes sejam baixas, o que torna bastante razoável adotar a condição de simetria para essa superfície.

Os valores das variáveis para os planos de entrada sugeridos por Joo e Guthrie(1996), bem como os valores iniciais do domínio para inicialização da simulação numérica são mostrados na Tabela 2.2.5.

Tabela 2.2.5 - Condições iniciais e de contorno para o distribuidor.

velocidade de entrada	U_e	zero	m/s
	V_e	0,5	m/s
energia cinética turbulenta	$k_e = 0,01V_e^2$	0,0025	m^2/s^2
dissipação de k_e	$\epsilon_e = k_e^{\frac{3}{2}}/(d_e/2)$	0,0046	m^2/s^3

2.2.6 Dados computacionais

Para a simulação numérica descrita acima, foi utilizado um código computacional originalmente desenvolvido por Patankar(1979) o qual posteriormente sofreu algumas alterações por Nieckele e Almeida(1989) e Silva(1996) e, no presente trabalho, foi modificado para se adequar ao problema do distribuidor, especificamente.

O código resolve o conjunto de equações 2.48 a 2.54 utilizando o algoritmo SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*), sugerido por Patankar(1979), para acoplar a equação da conservação da massa com as equações de conservação da taxa de variação da quantidade de movimento.

Foi utilizada uma malha computacional não-uniforme de 62x22, nas direções x e y , respectivamente; na qual a escolha para o posicionamento do primeiro ponto nodal P expirou atenção especial, conforme explicado anteriormente.

2.2.7 Especificação das partículas

De posse do campo de velocidades do escoamento turbulento dentro do distribuidor, é possível calcular a trajetória das inclusões não-metálicas nesse escoamento através da aproximação Lagrangeana.

Conforme mostrado por alguns autores, a correta especificação das características dessas partículas é essencial para se obter os critérios de similaridade entre os escoamentos em escala real e os modelos com água; porém, como a simulação no presente trabalho envolve o distribuidor em escala real, o procedimento adotado para a escolha das inclusões será baseado nos estudos de Joo e Guthrie(1996).

Serão, portanto, calculadas as trajetórias de partículas com diâmetros na faixa entre $20\mu\text{m}$ e $160\mu\text{m}$. As características dessas partículas são mostradas na Tabela 2.2.7.

Tabela 2.2.7 - Propriedades das inclusões não-metálicas.

componentes	Al_2O_3	
massa específica	ρ	$3000,0 \text{ Kg}/m^3$
diâmetro	D_p	$20\mu\text{m} \leq D_p \leq 160\mu\text{m}$

Variações no diâmetro das partículas, com respeito ao comprimento de escala do fluido, afetarão tanto o comportamento da partícula, quanto os perfis do escoamento. Se o diâmetro da partícula for substancialmente maior do que o comprimento de escala de Kolmogorov do fluido que a envolve, a simples presença dessa partícula afetará toda a distribuição de energia do escoamento. Os turbilhões estarão localmente “estacionados” (*Locally Strained*) na vizinhança de cada partícula, fazendo com que o escoamento ao seu redor possa sofrer tanto deformações do campo turbulento quanto do laminar.

No presente trabalho, para a determinação das escalas nas quais ocorre a dissipação da turbulência, será usado o método do comprimento de escala de Kolmogorov, no qual as características da turbulência são determinadas através

dos parâmetros ν e ϵ , para altos números de Reynolds. Com isso, através de análise dimensional, é possível determinar esse comprimento.

Fazendo-se

$$\epsilon = \mathcal{O} \left[\nu \left(\frac{U}{l} \right)^2 \right], \quad (2.62)$$

e por estarmos tratando das escalas nas quais ocorrem somente os efeitos dissipativos, podemos assumir que toda a energia cinética do escoamento está sendo dissipada pelos efeitos da viscosidade do fluido μ e, por isso, assumimos que a ordem de grandeza dessas parcelas é a mesma. Com isso, através da interpretação do número de Reynolds Re mostrada abaixo, podemos escrever

$$Re = \frac{\text{forças de inércia}}{\text{forças viscosas}} = \frac{\rho U d}{\mu} = \frac{U d}{\nu} = \mathcal{O}(1). \quad (2.63)$$

Substituindo-se 2.63 em 2.62, obtemos o comprimento de escala de Kolmogorov η , dado por

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (2.64)$$

Baseando-se nos resultados de Shirabe(1981); nos quais através do gráfico de dissipação da energia cinética turbulenta contra o comprimento de escala de Kolmogorov ($\epsilon \times \eta$), verificamos que o valor de η é superior a $300\mu\text{m}$ e, como no presente trabalho as maiores partículas a serem analisadas no interior do distribuidor tem o diâmetro inferior à metade desse valor, estas não desempenhariam papel significativo para a mudança das características do escoamento.

Com isso, podemos considerar que os resultados a serem obtidos no presente trabalho retratarão fielmente o fenômeno físico para todas as simulações, já que as partículas aqui analisadas possuem um diâmetro suficientemente pequeno em relação ao comprimento de escala de Kolmogorov correspondente ao problema em questão e, com isso, não irão interagir diretamente com os turbilhões presentes no escoamento.

2.2.8 O cálculo da trajetória das partículas

Foi desenvolvido um código computacional para que fossem calculadas as trajetórias de várias partículas e, conseqüentemente, os seus tempos de permanência dentro do distribuidor.

Os tempos de residência das partículas no distribuidor são dados pelo intervalo de tempo no qual as partículas permanecem no seu interior, desde a sua entrada até a sua saída, ou mesmo até alcançarem a sua parte superior, no caso de flutuarem e aderirem à camada de escória a qual cobre a superfície do distribuidor, conforme explicado anteriormente.

De acordo com a segunda lei de Newton, $F = m \ddot{x}$, o problema de partículas imersas em meios fluidos pode ser modelado da seguinte forma:

- na direção x : o deslocamento da partícula sofre influência apenas do campo inicial de velocidade do aço líquido e, em consequência desse movimento e das forças viscosas do fluido, surge uma componente D_x , contrária a esse movimento,
- na direção y : o deslocamento da partícula sofre influência do campo inicial de velocidade do aço, das forças de corpo resultantes do campo gravitacional terrestre; do peso P_y e do empuxo E_y , em consequência da diferença de massas específicas entre o fluido e a partícula, e surge, também, uma componente das forças viscosas D_y , também contrária a essa direção.

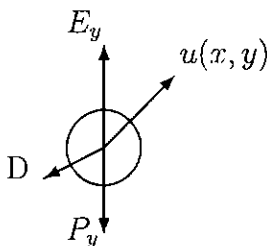


Figura 2.3: Diagrama de corpo livre da partícula.

Com isso, o problema a ser resolvido envolve a solução numérica do seguinte sistema de equações diferenciais:

$$\dot{x} = u(x) \quad (2.65)$$

$$\ddot{x} = \frac{F_x}{m} = -\frac{D_x}{m} = -\frac{3\pi \mu D_p (u(x) - u(0))}{m} \quad (2.66)$$

$$\dot{y} = v(y) \quad (2.67)$$

$$\ddot{y} = \frac{F_y}{m} = \frac{E_y - P_y - D_y}{m} = \frac{\frac{\pi}{6} D_p^3 (\rho_f - \rho_p) g - 3\pi \mu D_p (v(y) - v(0))}{m}. \quad (2.68)$$

Conforme pode ser observado na equação 2.68, por estarmos lidando com partículas com diâmetros muito pequenos e velocidades baixas, para o caso específico do distribuidor, as componentes da força viscosa D foram modeladas de acordo com a teoria de Stokes, pelo fato de o número de Reynolds dessas partículas ser dado por

$$D_p = \mathcal{O}(10^{-6}), \quad u(x, y) = \mathcal{O}(1) \rightarrow Re_p = \mathcal{O}(1). \quad (2.69)$$

Devido ao fato de conhecermos apenas as velocidades iniciais (u_0, v_0) relativas às coordenadas (x_0, y_0) da posição inicial escolhida no início da simulação para a partícula no domínio computacional, bem como as coordenadas de malha (x_i, y_j) e suas respectivas velocidades (u_i, v_j) , tornou-se necessário utilizar um método para que se conhecesse o valor das velocidades em qualquer ponto no interior desse domínio. Para contornar esse problema, foi implementado e utilizado no programa um método de interpolação linear no qual a velocidade em um dado ponto (x_1, y_1) é obtido da seguinte forma:

- interpolação linear de u_A e u_B , obtem-se u_{AB}
- interpolação linear de u_C e u_D , obtem-se u_{CD}

- interpolação linear de u_{AB} e u_{CD} , obtem-se u_1
- interpolação linear de v_A e v_C , obtem-se v_{AC}
- interpolação linear de v_B e v_D , obtem-se v_{BD}
- interpolação linear de v_{AC} e v_{BD} , obtem-se v_1

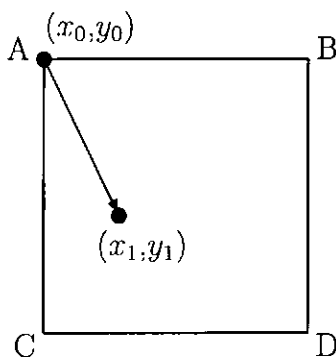


Figura 2.4: Esquema ilustrativo para a interpolação.

Com isso, a cada iteração realizada pelo programa, a partícula se movimenta, tem a sua posição modificada e seus valores são atualizados de acordo com as suas novas coordenadas, até que, ao alcançar um certo número de iterações, a partícula sai do distribuidor e o programa é interrompido, gerando como saída de dados um arquivo com as coordenadas da trajetória da partícula. O valor do tempo de residência da partícula dentro do distribuidor é dado pelo produto do número de iterações realizadas por ela e o valor do intervalo de tempo dt , tomado bastante pequeno e constante.

2.2.9 Resultados e discussões

Como resultado, são apresentados os campos das variáveis calculadas pelo programa SIMPLE no interior do distribuidor, bem como as trajetórias percorridas pelas partículas com diâmetros entre $20\mu\text{m}$ e $160\mu\text{m}$, calculadas pelo programa implementado no presente trabalho, conforme pode ser observado nas figuras a seguir.

As Figuras 2.5 e 2.6 ilustram os campos de velocidade calculados para as duas configurações do distribuidor escolhidas para serem apresentadas no presente trabalho, respectivamente.

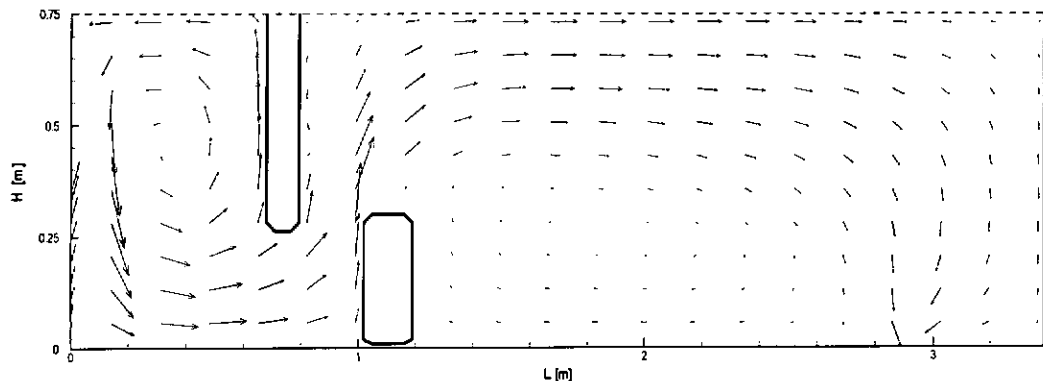


Figura 2.5: Velocidades para a primeira configuração de obstáculos ($l_d=1,37H$).

Devido à diferença entre a distância dos obstáculos nas duas configurações apresentadas, pôde-se observar que devido à menor área para a passagem do fluido, a primeira configuração proporciona componentes verticais de velocidade v , ascendentes, da ordem do dobro das mesmas componentes na segunda configuração, enquanto que ambas apresentam componentes horizontais u sempre com valores da mesma ordem, diferindo-se exclusivamente na segunda configuração, próximo à barreira, pelo sinal (sentido contrário).

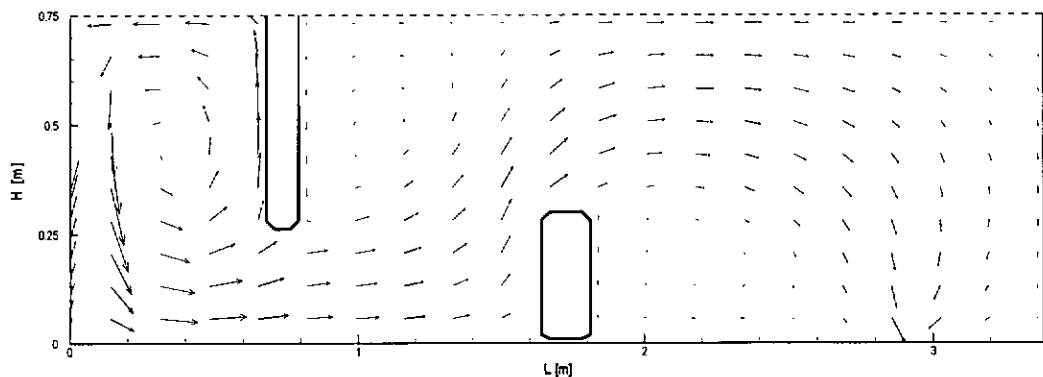


Figura 2.6: Velocidades para a segunda configuração de obstáculos ($l_d=2,18H$).

Já através das Figuras 2.7 e 2.8, podemos identificar mais facilmente as zonas de recirculação estabelecidas por ambas as configurações estudadas. É interessante

observar que ambas as combinações de obstáculos estabelecem três zonas de recirculação, localizadas sempre nas mesmas regiões do distribuidor diferindo-se, no entanto, pelas suas áreas de ocupação dentro desse domínio.

A motivação desta análise é verificar a porcentagem das áreas de recirculação geradas no interior do distribuidor, nas quais as velocidades são bem inferiores à velocidade média do aço nas demais regiões do domínio estudado. A formação dessas zonas proporciona o aparecimento dos “volumes mortos”, os quais são caracterizados por velocidades quase nulas e, conseqüentemente, ocasionam maiores tempos de residência do aço dentro do distribuidor, contribuindo assim para o aumento nas perdas de calor pelo aço, favorecendo à solidificação do mesmo no seu interior.

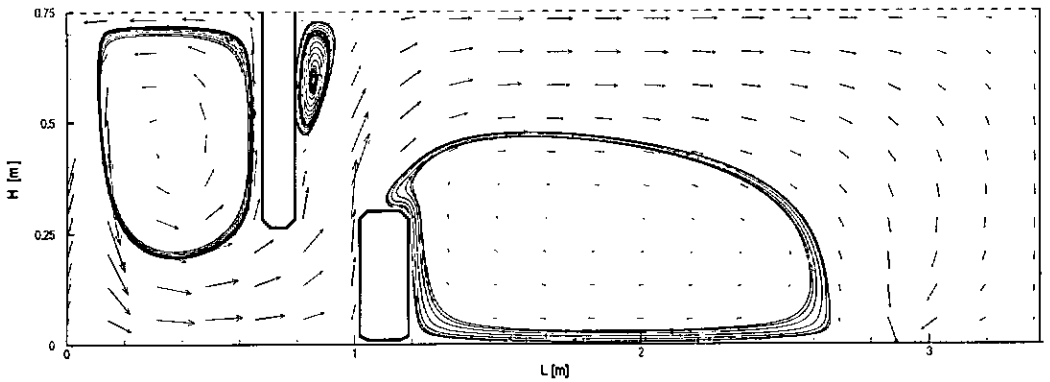


Figura 2.7: Zonas de recirculação na primeira configuração.

Na primeira configuração, conforme ilustrado na Figura 2.7, a primeira zona a ser observada localiza-se entre a entrada do distribuidor e a barreira, ocupando uma área semelhante à zona de recirculação equivalente à ela na segunda configuração apresentada na Figura 2.8; ambas ocupando aproximadamente 12% da área total do distribuidor.

A segunda zona de recirculação, situada na parte superior do distribuidor, logo atrás da barreira, possui diferenças bastante marcantes de uma configuração para a outra. No primeiro caso, essa zona ocupa uma área bem inferior àquela presente na segunda configuração. Para o primeiro caso, a área abrangida por essa zona não chega a ocupar 2% da área total do distribuidor enquanto que, no segundo caso, essa mesma zona de recirculação ocupa aproximadamente 12%.

Para a terceira zona de recirculação, situada entre o dique e a saída do

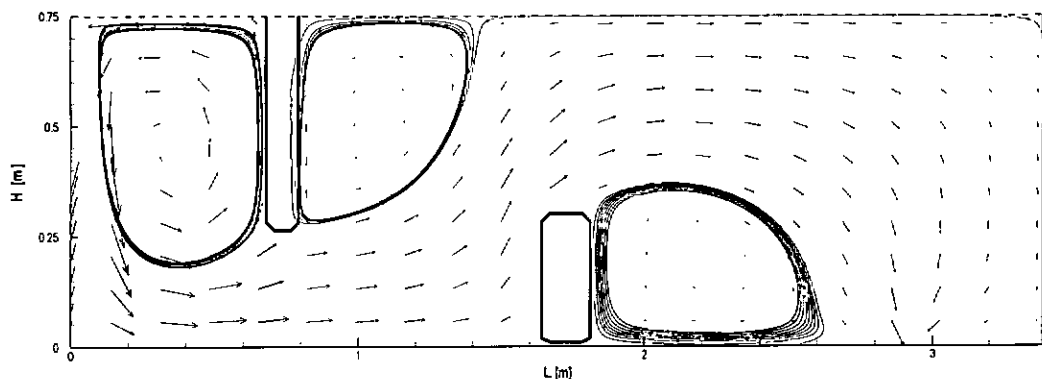


Figura 2.8: Zonas de recirculação na segunda configuração.

distribuidor, a diferença é ainda mais marcante entre os dois casos: para a primeira configuração de obstáculos, essa zona de recirculação chega a ocupar uma área de aproximadamente 30% da área total do distribuidor, enquanto que essa mesma zona de recirculação na segunda configuração ocupa apenas 12%; valor esse semelhante às demais zonas já analisadas em ambos os casos apresentados.

Com isso, podemos observar que todas as zonas de recirculação da segunda configuração de obstáculos ocupam uma área de aproximadamente 12% da área total do distribuidor, com sensíveis diferenças; porém, devido à diferença entre a distância dos obstáculos das duas configurações, o primeiro caso analisado mostrou enormes diferenças entre as suas zonas de recirculação ao apresentarem valores da ordem de 2%, 12% e 30% do volume total do distribuidor.

A análise dos volumes mortos no que diz respeito à sua área de abrangência e seu efeito sobre o escoamento no distribuidor foi o principal foco do estudo de Sahai e Emi(1996), trabalho no qual alguns modelos e aproximações para o cálculo dos volumes mortos foram apresentados, analisados e bastante criticados pelos mesmos, os quais propõem um modelo diferente dos até então apresentados, modelo este o qual foi intitulado como Modelo Combinado.

A distribuição da energia cinética turbulenta no interior do distribuidor pode ser observada através das Figuras 2.9 e 2.10. Conforme esperado, a maior concentração de energia dá-se nas regiões de maior cisalhamento, próximo à entrada do distribuidor.

Como o padrão do escoamento nessas regiões é determinado praticamente apenas

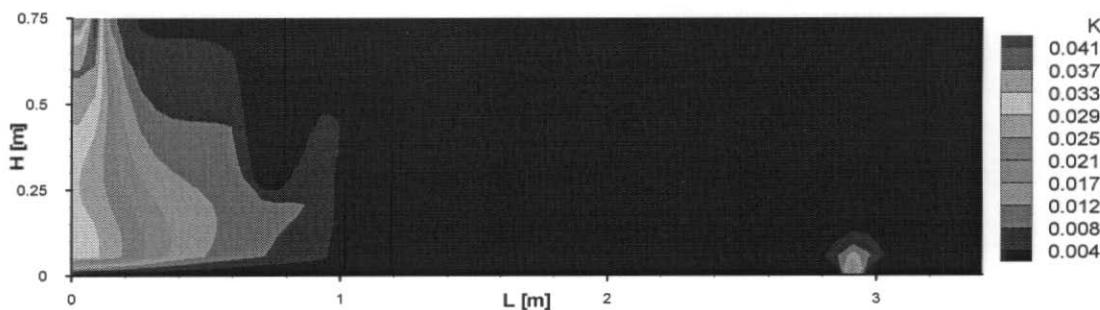


Figura 2.9: Energia Cinética Turbulenta κ - Caso 1.

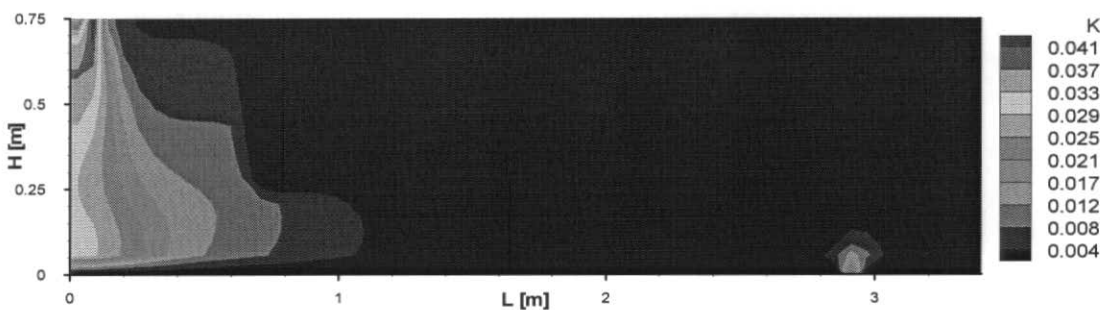


Figura 2.10: Energia Cinética Turbulenta κ - Caso 2.

pela posição da primeira barreira, a qual se encontra na mesma posição para ambas as geometrias consideradas, os campos de energia cinética turbulenta em muito se assemelham. Pequenas diferenças surgem apenas na região de estreitamento provocada pela proximidade existente entre a barreira e o dique, na primeira configuração; ali, o aumento do cisalhamento local provoca um aumento nos valores de κ . Com o desenvolver do escoamento, essas diferenças são, então, rapidamente suprimidas, e a difusão turbulenta rapidamente equaliza as propriedades do escoamento.

Os mesmos comentários emitidos acima são válidos quando os perfis da taxa de dissipação por unidade de massa da energia cinética turbulenta são considerados. As Figuras 2.11 e 2.12 ilustram a distribuição de ϵ no interior do distribuidor.

Os gráficos de viscosidade turbulenta são apresentados nas Figuras 2.13 e 2.14,

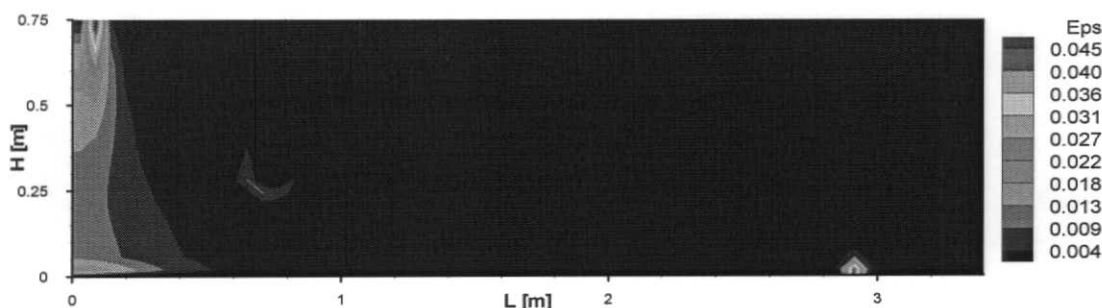


Figura 2.11: Dissipação da Energia Cinética Turbulenta ϵ - Caso 1.

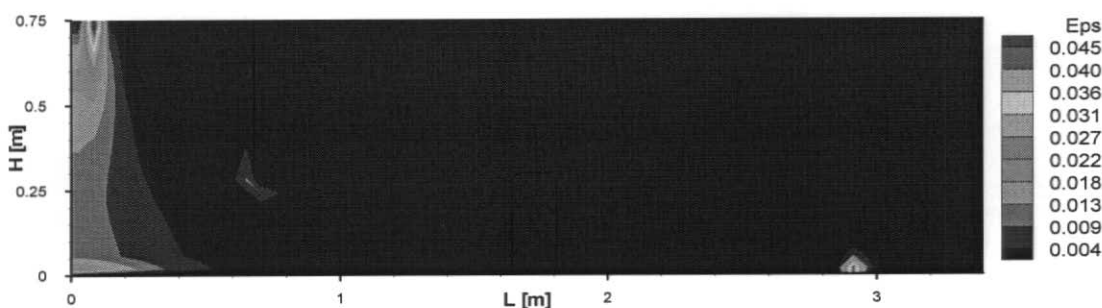


Figura 2.12: Dissipação da Energia Cinética Turbulenta ϵ - Caso 2.

a seguir. De novo, na região confinada pela primeira barreira, o padrão geral da distribuição de ν_t se conserva o mesmo para ambas as configurações. Para o restante do distribuidor, a configuração 2 apresenta um valor médio de ν_t superior ao valor obtido para a configuração 1; isso pode ser particularmente visto nessas duas figuras, as quais mostram os valores da viscosidade turbulenta para todos os pontos da malha.

A partir da determinação dos campos de velocidades, podemos então passar à análise das trajetórias percorridas pelas partículas para ambas as geometrias, desde a sua entrada no distribuidor pela parte superior esquerda, até atingirem a saída do mesmo na sua parte inferior à direita; ou mesmo pela sua adesão à fina camada de escória presente na parte superior do distribuidor, resultante de sua flutuação.

Conforme pode ser observado na Tabela 2.2.9, apesar de terem partido do

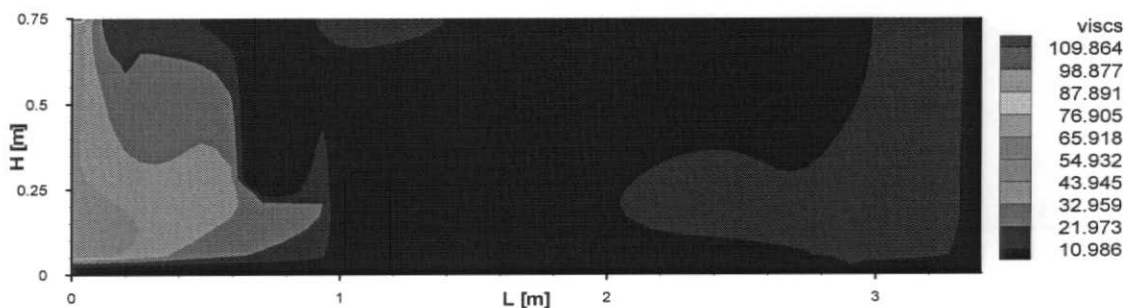


Figura 2.13: Viscosidade Turbulenta μ_t - Caso 1.

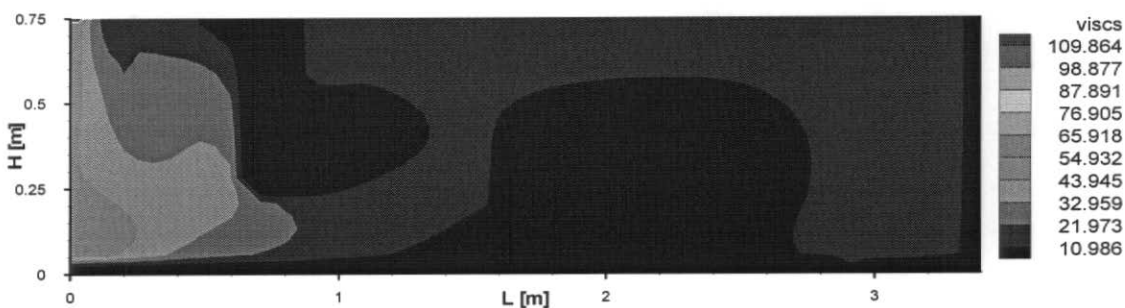


Figura 2.14: Viscosidade Turbulenta μ_t - Caso 2.

mesmo local, todas as partículas apresentaram resultados diferentes em relação às suas trajetórias e tempos de residência dentro do distribuidor. Tipicamente, para diâmetros de partícula variando de 20 a $60\mu\text{m}$, o tempo de residência variou de 40 a 62 segundos. Essa diferença ocorre pelo fato das partículas analisadas terem diâmetros distintos, o que altera substancialmente o balanço de forças na equação do movimento.

Conforme esperado, quanto menor o diâmetro das partículas, maior é a tendência da mesma em acompanhar o fluido no qual está submersa. Partículas maiores resistem mais ao movimento do fluido ao qual estão submetidas e, conseqüentemente, tem o seu tempo de residência aumentado, conforme mostrado na Tabela 2.2.9.

Partículas suficientemente pequenas acompanham tão bem o fluido que, para o caso das menores partículas aqui estudadas (diâmetros inferiores a $60\mu\text{m}$), pôde-se

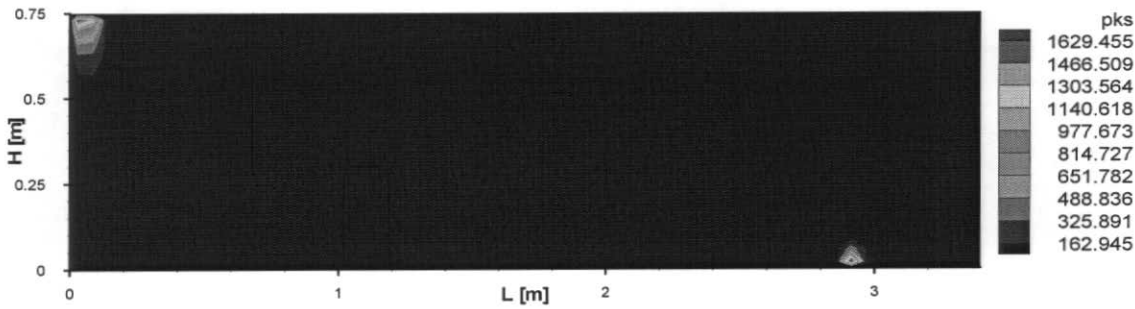


Figura 2.15: Produção de Energia P_{ks} - Caso 1.

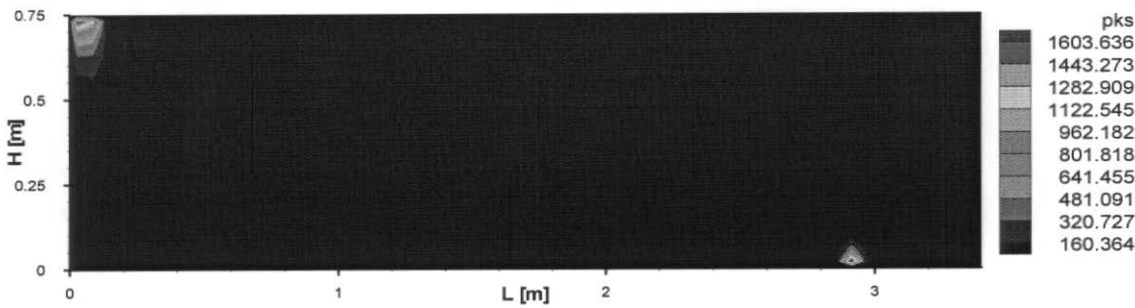


Figura 2.16: Produção de Energia P_{ks} - Caso 2.

observar que o seu tempo de residência dentro do distribuidor é praticamente o mesmo tempo obtido em uma análise feita para uma linha de corrente iniciada no mesmo local do início da trajetória dessa partícula.

Analogamente aos resultados obtidos no presente trabalho para partículas com pequenos diâmetros, Joo *et al.*(1993) também observaram que partículas com diâmetros inferiores a $40\mu\text{m}$ sempre são conduzidas pelo escoamento até a saída do distribuidor devido à sua baixa velocidade de ascensão (Stokes).

Para as partículas com maiores diâmetros, as quais conseqüentemente flutuaram ($D_p \geq 100\mu\text{m}$), quanto maior esse diâmetro, mais rapidamente foi alcançada a superfície do distribuidor. O mesmo resultado é esperado para partículas com menores massas específicas, tendo em vista que, novamente, a influência do empuxo irá superar as demais forças impostas a essas partículas e, em consequência da

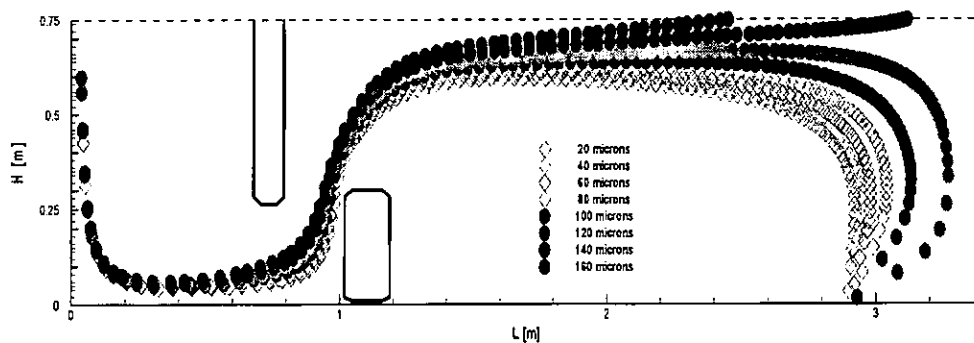


Figura 2.17: Trajetória das partículas para a primeira configuração.

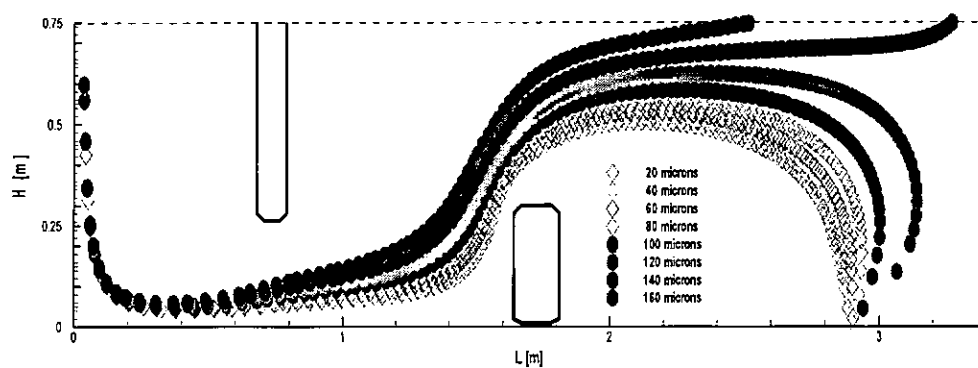


Figura 2.18: Trajetória das partículas para a segunda configuração.

diferença entre as massa específicas da partícula e do fluido atuante sobre ela, também irão atingir mais rapidamente a parte superior do recipiente.

Tabela 2.2.9 - Comportamento das partículas dentro do distribuidor.

Caso 1							
D_p	iter	i_0	j_0	x_f	y_f	t_{res} [s]	situação
—	400	2	21	2.901	-.004	40.000	—
20 μm	401	2	21	2.902	-.008	40.100	saiu
40 μm	405	2	21	2.905	-.009	40.500	saiu
60 μm	415	2	21	2.909	-.012	41.500	saiu
80 μm	438	2	21	2.914	-.019	43.800	saiu
100 μm	489	2	21	2.917	-.003	48.900	saiu
120 μm	627	2	21	2.917	-.008	62.700	saiu
140 μm	353	2	21	3.129	.750	35.300	flutuou
160 μm	245	2	21	2.481	.751	24.500	flutuou
							$\bar{t}_{res} = 42.163$
Caso 2							
D_p	iter	i_0	j_0	x_f	y_f	t_{res} [s]	situação
—	411	2	21	2.901	-.011	41.100	—
20 μm	411	2	21	2.902	.000	41.100	saiu
40 μm	413	2	21	2.904	-.006	41.300	saiu
60 μm	419	2	21	2.905	-.002	41.900	saiu
80 μm	438	2	21	2.915	-.029	43.800	saiu
100 μm	483	2	21	2.920	-.002	48.300	saiu
120 μm	623	2	21	2.924	-.002	62.300	saiu
140 μm	572	2	21	3.277	.750	57.200	flutuou
160 μm	321	2	21	2.545	.750	32.100	flutuou
							$\bar{t}_{res} = 46.000$

2.2.10 Conclusões

Foi implementado um programa com o qual, dada uma saída de dados contendo as variáveis de campo relativas a um escoamento bidimensional de um fluido, calcula a trajetória de partículas sólidas inseridas em qualquer ponto do seu domínio e as acompanha até o seu destino final.

Para a obtenção das variáveis do escoamento foi utilizado um programa anteriormente implementado, o SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*), o qual, para este propósito, foi um pouco modificado, intentando apenas tornar a interface operador-máquina mais razoável e mais versátil visando suas seguidas execuções para o caso específico do distribuidor aqui estudado.

Dentre as diversas configurações estudadas anteriormente por outros autores e baseado em resultados e análises comparativas realizadas numa etapa preliminar do presente estudo, foram selecionadas duas configurações, baseadas na geometria estudada por Nieckele *et al.*(1992), para serem apresentadas neste trabalho.

Ambas as configurações são parecidas, diferenciando-se apenas quanto à posição da barreira, porém as mesmas fornecem perfis distintos para o problema do distribuidor utilizado no processo de lingotamento contínuo, nas companhias siderúrgicas.

Os resultados aqui apresentados possuem ótima concordância com os trabalhos de Nieckele *et al.*(1992), Joo *et al.*(1992) e Gonçalves *et al.*(1989), tendo esse último dado uma ênfase específica na localização dos aparatos dentro do distribuidor, preocupando-se bastante com as aproximações do dique da entrada do distribuidor e da barreira da saída do mesmo, respectivamente, assemelhando-se assim, em muito, com a segunda configuração aqui apresentada.

Para a primeira configuração, tendo em vista as características das partículas escolhidas para a simulação e as variáveis de campo calculadas, o tempo de residência médio \bar{t}_{res} geral de todas as partículas foi praticamente 9% menor do que para a segunda configuração.

Para as partículas menores as quais acompanharam o fluido e deixaram o distribuidor pela sua saída, na sua parte inferior, os tempos de residência foram praticamente os mesmos em ambos os casos, tendo apresentado diferenças irrelevantes, enquanto que para as partículas as quais flutuaram, a diferença entre os tempos de residência foi bastante significativa, chegando a ser da ordem de 30% do tempo, entre os dois casos.

Conforme comentado na seção anterior, a segunda configuração apresentou um aumento sensível na viscosidade turbulenta do escoamento.

Capítulo 3

Transporte de matéria por difusão molecular

Os processos de separação normalmente envolvem a transferência mássica de um constituinte de uma mistura de uma fase para uma segunda fase já separada desta primeira, por meios mecânicos. Em outros casos, como em catálise heterogênea, a transferência de massa ocorre em uma única fase. Portanto, para o caso de uma única fase, o transporte de massa é afetado pela difusão molecular, difusão turbulenta ou ambas.

Em várias situações de importância, a difusão molecular é do tipo conhecido como difusão ordinária, a qual resulta do grau de agitação térmica das moléculas. As moléculas se movem a altas velocidades, mas viajam distâncias extremamente curtas antes de colidirem com outras moléculas e serem defletidas em direções aleatórias. A migração de moléculas individuais é, portanto, lenta em certos ambientes de baixa concentração molecular. Se uma região com uma certa concentração, de uma certa espécie química, encontra-se rodeada por outra região com concentrações menores, da mesma espécie, ocorrerá então um fluxo molecular que carregará moléculas da região de maior concentração para a região de menor concentração.

A difusão molecular pode ocorrer como resultado de gradientes locais de concentração, temperatura ou pressão, ou devido a uma carga elétrica externa ou outro potencial diretamente aplicado à mistura.

A base para o desenvolvimento de uma teoria aproximada de difusão em misturas de gases ideais é fornecida pelos conceitos elementares da teoria cinética dos gases. Não serão repetidos aqui todos os passos desta teoria por se tratar da mesma de

domínio público. Um livro básico no assunto, por exemplo, é o livro de Sherwood, Pigford e Wilke(1975).

O coeficiente de difusão – frequentemente chamado de difusividade – é definido como a razão entre a densidade de fluxo e o negativo do gradiente de concentração na direção da difusão. Logo, podemos definir

$$J_A = -\frac{\lambda U_a}{3} \frac{dc_A}{dy} = -D_{Am} \frac{dc_A}{dy}, \quad (3.1)$$

onde J_A é a densidade de fluxo molar relativo a um plano no qual não ocorre transferência líquida de massa, λ é o caminho livre médio da espécie A , c_A é a concentração, y é a direção na qual a difusão ocorre e o subscrito Am indica que D é aplicado para a difusão da espécie A na mistura m .

A relação acima é conhecida na literatura como a *Lei de Fick* da difusão molecular de massa.

Para uma definição completa do coeficiente de difusão torna-se necessário escolher um plano de referência, isto é, uma posição fixa ou móvel em relação à qual o fluxo é definido. Na literatura, diferentes formas do coeficiente de difusão são utilizadas. O coeficiente de maior utilidade prática é o coeficiente de difusão mútua, D_{Am} , o qual será utilizado aqui.

Para algumas situações simples, o coeficiente de difusão molecular pode ser calculado a partir de teorias fenomenológicas as quais estabelecem hipóteses a respeito de como o fluxo de uma certa espécie é resistido por uma força de atrito resultante das colisões moleculares. Este é o caso de uma mistura composta por gases ideais a uma mesma temperatura e pressão. Para casos mais complexos, correlações empíricas tem sido largamente utilizadas. De fato, nos compêndios gerais sobre transporte de massa por difusão, várias correlações podem ser obtidas para a estimativa do coeficiente de difusão em misturas gasosas binárias, em líquidos, em soluções eletrolíticas, em materiais porosos e em polímeros.

3.1 Transferência de massa em escoamentos laminares e turbulentos

Como na classe de escoamentos laminares não existe qualquer mistura proveniente do movimento errático de pequenas parcelas de fluido, o transporte de componentes dá-se apenas por difusão molecular. Portanto, uma combinação de equações para o campo de velocidade com formas apropriadas de uma equação da difusão fornece equações para as concentrações e para os fluxos. Se o escoamento é laminar, o campo de velocidades é determinado pela geometria do sistema e pelas propriedades moleculares do fluido.

Para a camada limite laminar, consideremos o caso no qual o fluido se aproxima de uma placa com uma certa concentração e velocidade uniformes. A concentração na superfície da placa é mantida constante. Então a solução pode ser obtida a partir do sistema de equações

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (3.2)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad e \quad (3.3)$$

$$u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = D \frac{\partial^2 c}{\partial y^2}. \quad (3.4)$$

Nas equações acima, a variação da massa específica do fluido no espaço é desprezada. As condições de contorno são $u = v = 0$ em $y = 0$; $c = c_0$ e $u = u_0$ para $x < 0$ e $y = \infty$; $c = c_i$ em $y = 0$. A difusão na direção x é desprezada.

O sistema acima possui solução analítica baseada na solução de Blasius; esta solução foi obtida por Pohlhausen e é discutida fartamente em Schlichting(1975).

Para o caso de um escoamento turbulento, a difusão de massa provocada pela mistura existente no campo de velocidades deve ser considerada. Portanto, o entendimento da difusão turbulenta passa necessariamente por uma descrição quantitativa da turbulência. Como vimos anteriormente, esta descrição é complexa,

recorrendo a modelos *Ad Hoc* para muitos dos problemas de relevância na engenharia.

Um procedimento que parece imediato é traçar uma analogia direta entre os processos de transferência de quantidade de movimento e de calor em um escoamento turbulento e o processo de difusão turbulenta. Isto pode ser feito pela definição do coeficiente de difusão turbulenta

$$D_t = -\frac{\overline{J_A}}{\partial \overline{c_A} / \partial y}. \quad (3.5)$$

A dificuldade com este procedimento reside na complexa dependência de D_t sobre as propriedades do escoamento turbulento e também no fato de que o fluxo nem sempre é proporcional ao gradiente de concentração. A vantagem é que se os processos de transferência de quantidade de movimento, calor e concentração são suficientemente similares, muito pode ser inferido sobre o comportamento de um a partir do comportamento do outro.

Portanto, para um escoamento turbulento, a lei de difusão de Fick pode ser escrita como

$$J_A^t = -D_{Am}^t \frac{d\overline{c_A}}{dy}, \quad (3.6)$$

onde D_{Am}^t é a difusividade turbulenta.

A relação acima é de grande valia; pois não, se continuarmos traçando uma analogia entre o modo de abordagem dos campos de velocidade e de temperatura com o campo de concentração, veremos ser natural dividir a concentração em um componente médio e outro flutuante, ou seja

$$c_A = \overline{c_A} + c_A'. \quad (3.7)$$

Substituindo a relação acima na equação da concentração, e promediando com relação ao tempo, obtemos em notação indicial

$$\frac{\partial \overline{c_A}}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \overline{c_A}}{\partial x_j} = D_{Am} \frac{\partial^2 \overline{U_j}}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u_j c_A}. \quad (3.8)$$

Os termos extras que aparecem na equação (3.8) descrevem o fluxo turbulento de matéria e podem ser modelados pela equação (3.6).

A partir do conceito de difusividade turbulenta pode-se definir o número de Schmidt turbulento como

$$Sc_t = \frac{\nu_t}{D_{Am}^t}. \quad (3.9)$$

Esta definição é importante pois bastante informação sobre ν_t pode ser encontrada na literatura e se os efeitos de velocidade, cisalhamento e outras variáveis em Sc_t podem ser estabelecidos, então, D_{Am}^t pode ser obtido. Na realidade, acredita-se que os coeficientes de difusão para calor e para massa devam ser iguais. Isto implica que Sc_t e Pr_t devam variar do mesmo modo com as condições do escoamento e com as propriedades moleculares do fluido.

3.2 A modificação da turbulência por partículas dispersas

Toda a metodologia de cálculo desenvolvida até agora trata de modo independente o campo de velocidades do campo de concentração. De fato, as partículas são consideradas serem sempre pequenas o suficiente para não alterarem a distribuição do campo de velocidades. A realidade é que a atenuação dos níveis de turbulência do escoamento pela presença de partículas sólidas sempre foi muito difícil de investigar tanto teoricamente quanto experimentalmente. Um escoamento com partículas em suspensão é bastante hostil à presença de sensores de velocidade dos mais simples, fato este o qual dificulta sobremaneira sua medição. O advento do anemômetro Doppler parecia ser capaz de superar esta dificuldade; entretanto, as dificuldades óticas relacionadas à correta identificação das partículas faz com que as incertezas na determinação da velocidade do escoamento cheguem a 6%.

O estudo do processo de atenuação da turbulência de um escoamento pela presença de partículas requer a presença de um número pelo menos moderado de concentração de partículas, e uma concentração uniforme. A não uniformidade na concentração resultará em modificações no campo de velocidades as quais não

poderão ser atribuídas à interação entre o fluido e as partículas. Pelas dificuldades apontadas acima, apenas dois tipos de escoamento tem sido abordados na literatura: escoamento em dutos e jatos livres. Para a camada limite turbulenta, apenas um reduzido número de trabalhos pode ser encontrado, como Rogers e Eaton(1991) e Eaton(1994).

Um problema sério na análise de escoamentos saturados com partículas é o grande número de parâmetros presentes. Para caracterizar o escoamento ao redor das partículas vimos anteriormente que podemos utilizar o número de Reynolds da partícula, definido como

$$Re_p = \frac{U_{rel} D_p}{\nu_f}, \quad (3.10)$$

onde U_{rel} denota a velocidade relativa da partícula ($U - V$).

Para números de Reynolds baixos, o escoamento corresponde a um escoamento laminar colado à superfície das partículas; para números de Reynolds altos, esteiras turbulentas se formam ao redor das partículas.

Quando Re_p é inferior a 0,1; Stokes mostrou que o coeficiente de arrasto é fornecido por

$$C_D = 24/Re_p. \quad (3.11)$$

A constante de tempo de uma partícula, ou seu tempo de relaxação, caracteriza sua inércia. Para partículas com o coeficiente de arrasto de Stokes, a constante de tempo é dada por

$$\tau_p = \frac{\rho_p D_p^2}{18\mu_f}. \quad (3.12)$$

Para números de Reynolds maiores que 0,1; a constante de tempo pode ser estimada diretamente da medida do arrasto.

Como a equação da partícula é fornecida por

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{1}{\tau_p} U_{rel} - g; \quad (3.13)$$

avaliando-a na velocidade terminal de descida, U_T , podemos estimar a constante de tempo por

$$\tau_p = U_T/g. \quad (3.14)$$

Em geral, a constante de tempo é apresentada adimensionalmente como o número de Stokes, o qual é definido como a razão entre a escala de tempo da partícula e a escala de tempo do fluido.

Partículas com um número de Stokes inferior a 0,01 seguem exatamente o escoamento. Partículas com um número de Stokes superior a 100 não responderão significativamente às flutuações na velocidade do escoamento.

Nesta seção descreveremos escoamentos onde as partículas respondem às flutuações turbulentas mas existe uma significativa velocidade relativa entre as partículas e o escoamento. O carregamento de partículas é uma causa clara para a modificação da turbulência no escoamento, tanto do ponto de vista de sua uniformidade, quanto de sua percentagem total relativa à massa do sistema.

3.2.1 Evidências experimentais

A maioria dos experimentos no assunto tem se concentrado no jato axissimétrico e em dutos circulares.

Gore e Crowe(1989) identificaram a razão entre o diâmetro das partículas D_p , e um comprimento característico do escoamento l , como o parâmetro chave para o estudo da atenuação turbulenta. Eles observaram que o valor crítico de $D_p/l=0,1$ separava as regiões de atenuação e de amplificação do escoamento. Este valor mostrou-se dependente do raio para escoamentos em tubos, mas independente de qualquer parâmetro para jatos. Estudos para escoamentos em tubos são muito importantes tendo em vista a sua relação com estudos em camadas limite. Os trabalhos disponíveis na literatura utilizam uma grande variedade de fluidos e de partículas. Uma dificuldade associada aos estudos diz respeito ao modo como as partículas são lançadas no escoamento. Obter distribuições uniformes é sempre muito difícil.

Nos primeiros estudos (Soo *et al.*(1960), Doig e Roper(1967) e Reddy e Pei(1969)) normalmente foram utilizados tubos verticais e carregamentos de partículas com até 5% em massa. Os instrumentos utilizados eram tubos de Pitot especiais para medir a velocidade do gás e técnicas fotográficas para medir a velocidade das partículas. A maioria dos experimentos mostrou que a velocidade do gás era retificada, isto é, tornada mais reta no centro, para escoamentos com carregamento superior a 1%. Medidas diretas da intensidade turbulenta da fase gasosa eram impossíveis de serem realizadas. Entretanto, medidas indiretas baseadas na difusão de hélio foram feitas. Os resultados mostraram que próximo ao centro do tubo a intensidade turbulenta não variou com as partículas mas a escala integral de Taylor sim; ela decresceu.

Boothroyd e Walton(1973) examinaram o deslocamento de traçadores na presença de partículas de zinco com diâmetro entre 0-40 μm em um tubo vertical. Usando um catetômetro para medir a concentração das espécies, eles observaram que para um carregamento de 300%, as partículas suprimiam a turbulência, especialmente próximo à parede.

Vários outros estudos se seguiram para analisar a influência do carregamento sobre o escoamento; consulte, por exemplo, Carlson e Peskin(1975), Lee e Durst(1982) e Arnason e Stock(1984).

Os experimentos mais completos no assunto são certamente os experimentos de Tsuji e Shiomi(1982) e Tsuji *et al.*(1984) que examinaram escoamentos em tubos verticais e horizontais. Esses autores examinaram a turbulência do escoamento na presença de partículas com diâmetros variando de 200 a 3000 μm , para um carregamento de 610%. Eles concluíram que pequenas partículas tendiam a suprimir a turbulência, enquanto partículas grandes tendiam a aumentá-la. Partículas com tamanhos moderados tendiam a aumentar a turbulência no centro do canal e a diminuí-la na parede. Os autores também concluíram que partículas grandes aumentavam o espectro de energia em todas as frequências enquanto pequenas partículas aumentavam o conteúdo de alta frequência de energia do escoamento e decresciam o conteúdo de baixa frequência.

Os estudos numéricos ou analíticos de atenuação turbulenta tem sido restringidos pela falta de entendimento do fenômeno de interação entre as partículas e o fluido.

Elghobashi e Abou-Arab(1983) e Elghobashi *et al.*(1984) modificaram as equações de transporte do modelo κ - ϵ para levar em conta o amortecimento da turbulência pelas partículas. O modelo mostrou-se apropriado para escoamentos em jatos, porém difícil de generalizar para outros tipos de escoamentos. Squires e Eaton(1990) utilizaram simulação direta para estudar o amortecimento provocado por mais de um milhão de partículas em uma turbulência isotrópica, homogênea.

3.2.2 Os efeitos de pequenas partículas sobre camadas limite turbulentas

Rogers e Eaton(1991) aplicaram anemometria LaserDoppler a uma camada limite turbulenta que se desenvolvia em um duto retangular para investigar os efeitos que pequenas esferas de cobre com $70\mu\text{m}$ de diâmetro e uma massa específica de 8800kg/m^3 exerciam sobre ela. A incerteza experimental nas estatísticas apresentadas foram de 6%. O carregamento de partículas foi da ordem de 20%. A obtenção de um carregamento uniforme de partículas foi um sério problema.

As medições claramente demonstraram que as partículas amorteciam a turbulência no escoamento, aparentemente afetando todas as escalas igualmente. As medições também demonstraram uma forte correlação entre o grau de amortecimento e a concentração de partículas na região logarítmica da camada limite.

Como resultado, estes autores propuseram a seguinte equação para um escoamento carregado com partículas

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu_f \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho_f} F_i. \quad (3.15)$$

Na equação acima, F_i representa a força de arrasto instantânea por unidade de volume a qual as partículas exercem sobre o fluido. Considerando que as partículas ocupem uma fração de volume desprezível e não reajam quimicamente com o fluido, a equação da continuidade pode ser tomada como imutável pela adição de partículas.

Considerando ainda que as partículas obedeçam a uma lei de arrasto linear, a força de arrasto pode ser expressa como:

$$F_i = \frac{\Phi}{\tau_p} (u_i - v_i), \quad (3.16)$$

onde Φ representa a concentração local de partículas.

Para obter a equação da energia cinética turbulenta utilizaremos a decomposição de Reynolds. Considerando que o escoamento é homogêneo, pode-se desprezar os termos de difusão e escrever

$$\frac{D}{Dt} \frac{q^2}{2} = P - \epsilon - \frac{1}{\rho_f \tau_p} \left[\overline{\Phi} (\overline{u_i u_i} - \overline{u_i v_i}) + (\overline{U_i} - \overline{V_i}) \overline{\Phi' u_i} + (\overline{\Phi' u_i u_i} - \overline{\Phi' u_i v_i}) \right]. \quad (3.17)$$

Os termos de produção e de dissipação na equação acima são idênticos aos termos para escoamentos monofásicos. Além disso, através da simulação direta de Squires e Eaton, pode-se mostrar que Φ' é pequeno para números de Stokes maiores que 1. Logo, os termos de correlação tripla podem ser desprezados quando comparados com os outros termos. Como os termos $(\overline{U_i} - \overline{V_i})$ foram verificados ser da ordem de $(\overline{u^2})^{1/2}$, a equação (3.17) se reduz a

$$\frac{D}{Dt} \frac{q^2}{2} = P - \epsilon - \frac{1}{\rho_f \tau_p} \left[\overline{\Phi} (\overline{u_i u_i} - \overline{u_i v_i}) \right]. \quad (3.18)$$

Esta equação é idêntica à equação para um escoamento monofásico com a inclusão de um termo extra devido ao arrasto das partículas. A equação para a dissipação viscosa ϵ permanece imutável. A equação de transporte para a dissipação, entretanto, será afetada pelas partículas como uma função da turbulência do escoamento. Normalmente, a maior causa da modificação da turbulência é o termo de arrasto na equação (3.18).

Para estimar a atenuação causada pelas partículas, devemos agora modelar a correlação $\overline{u_i v_i}$. Pelos dados de Rogers e Eaton, estima-se que $\overline{u_i v_i}$ possui valor entre 20% e 50% de $\overline{u_i u_i}$.

A análise acima permite, portanto, avaliar os efeitos da mudança nos parâmetros das partículas na turbulência.

A seguir, descreveremos os experimentos de Rogers e Eaton os quais estabelecem as condições do escoamento para a validação do código computacional apresentado.

3.2.3 As condições experimentais de Rogers e Eaton(1991)

Rogers e Eaton(1991) construíram um túnel de vento com baixa intensidade turbulenta e um sistema especial de alimentação de partículas o qual fornecia uma distribuição espacial uniforme das mesmas. O túnel possuía orientação vertical para minimizar os efeitos da gravidade na concentração de partículas. A fase particulada foi adicionada ao escoamento através de um mecanismo projetado para proporcionar uma uniformidade ótima e estacionalidade do carregamento de massa. As partículas foram dispersas no escoamento através de um procedimento meticuloso o qual incluía 200 reservatórios com orifícios de saída de 1,5mm. O processo de liberação das partículas foi tal que uma distribuição bastante uniforme foi obtida. O escoamento foi, então, orientado a atravessar uma seção de contração com razão entre as áreas de 3:1. Uma colmeia foi colocada na saída da contração para diminuir a aceleração do escoamento garantindo uma concentração uniforme no início da seção de testes. O nível de intensidade turbulenta no escoamento externo à camada limite foi de 1%.

A camada limite se desenvolveu em um duto retangular de dimensões 7,6 x 46cm de seção transversal e 114cm de comprimento. Uma barra transversal foi colocada no início da seção de testes para garantir que o escoamento fosse completamente turbulento.

As partículas utilizadas possuíam diâmetro de $70\mu\text{m}$ e eram de cobre ($8800\text{Kg}/\text{m}^3$); a constante de tempo aerodinâmica correspondente era de aproximadamente 82 milisegundos.

Os perfis de velocidade foram obtidos através de anemometria LaserDoppler (LDA). Medidas de escoamentos com somente uma fase e de escoamento saturados com partículas foram obtidas. Todas as características do sistema LDA utilizado são descritas em detalhe no trabalho original.

A incerteza experimental nas medições nos perfis de velocidade média é de 6%. O carregamento mássico de 20% utilizado foi o máximo permissível antes que o aumento em ruído se tornasse muito alto para permitir uma adequada discriminação das fases.

Embora no início da seção de testes o fluxo e a concentração de partículas fossem uniformes, a medida na qual a camada limite crescia, o fluxo de partículas

inicialmente mantinha-se constante aumentando, portanto, a concentração local nas regiões de baixa velocidade. A concentração de partículas eventualmente tornava-se uniforme a alguma distância à montante, devido à mistura turbulenta. Logo, observou-se que o fluxo de partículas era inicialmente constante e que, apenas à montante, a concentração se aproximava de um valor constante.

Perfis de velocidade foram medidos em duas estações localizadas a 55 e 85cm à montante da barra transversal. Cada perfil foi construído a partir de 25 pontos, todos eles residentes na parte externa da camada limite. Alguns parâmetros integrais da camada limite são listados na Tabela 3.2.3.

Tabela 3.2.3 - Propriedades do escoamento.

Propriedade	x = 55cm	x = 85cm
Espessura da camada limite, δ [mm]	20	24
Velocidade no escoamento principal [m/s]	8,0	8,2
Espessura de deslocamento, δ_1 [mm]	3,0	3,8
Espessura da Qde de Movimento, δ_2 [mm]	2,1	2,6
Fator de forma	1,4	1,4
R_{δ_1}	1550	2020
R_{δ_2}	1090	1410
u_τ [m/s]	0,38	0,37
C_f	0,0022	0,0020

Para qualificar a camada limite produzida nos experimentos acima, Rogers e Eaton compararam os seus resultados com os experimentos de Purtell e Klebanoff(1981). Esta comparação demonstra que a camada limite obtida é realmente típica de uma camada limite a qual se forma a baixos números de Reynolds.

O fato digno de nota nos experimentos foi que, na estação $x = 85\text{cm}$, um decréscimo de até 35% foi observado nos perfis de intensidade turbulenta.

Para validarmos a teoria desenvolvida na seção anterior, façamos uma simulação numérica do experimento de Rogers e Eaton.

3.3 Resultados e discussões

Para a simulação numérica a ser apresentada nesta segunda parte do trabalho foram utilizados os mesmos parâmetros geométricos do distribuidor anteriormente

apresentados na Tabela 2.2.3, referente à metodologia de resolução com a aproximação Lagrangeana.

Serão apresentados apenas os resultados obtidos para a primeira configuração de obstáculos, tendo sido utilizadas as mesmas características para o fluido de trabalho bem como para as partículas inseridas com diferentes concentrações, no interior do distribuidor.

Para a malha computacional foram utilizados 62 nós na dimensão x , referente ao comprimento L do distribuidor, enquanto que para y , relativo à altura H do mesmo, foram utilizados 22 pontos nodais, da mesma forma como feito para o método Lagrangeano neste trabalho.

Os efeitos da variação dos parâmetros das partículas, os quais influenciam as propriedades do escoamento, são apresentados nas figuras a seguir. Conforme explicado anteriormente, pode-se observar que a variação dos mesmos resultou na atenuação da turbulência.

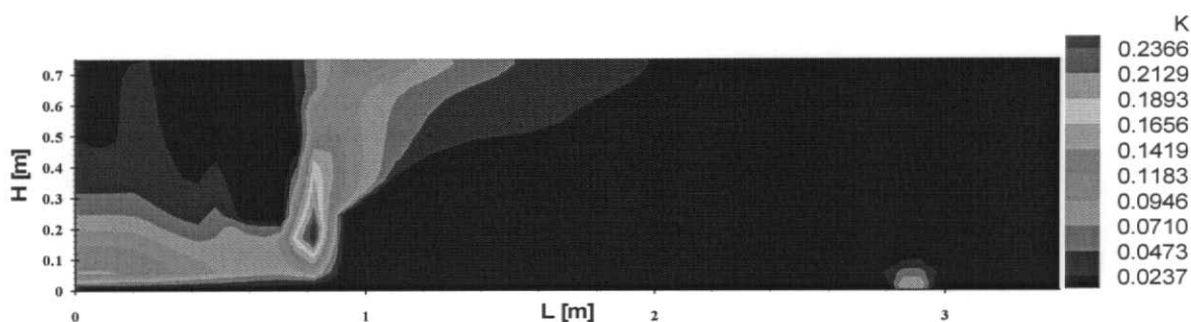


Figura 3.1: Energia Cinética Turbulenta - $\Phi = 0$.

As Figuras 3.2 até 3.7 mostram esses parâmetros sendo variados, seguindo todas as combinações possíveis, para partículas com diâmetros $D_p = 20\mu\text{m}$ e $D_p = 110\mu\text{m}$, concentrações Φ com os valores de 5%, 10% e 61%, bem como o fator de correlação da velocidade fluido/partícula $\overline{u_i v_i}$, constante, da ordem de 20 a 50% do valor de $\overline{u_i u_i}$, ao qual foi atribuído o valor de 0,3 (Camozzato, 1997).

As mudanças nos níveis de turbulência nas regiões com maiores gradientes de velocidade podem ser bem visualizadas tendo em vista a escolha desses valores bastante distintos para Φ .

Conforme visto em Eaton(1994), o qual através de seus experimentos concluiu

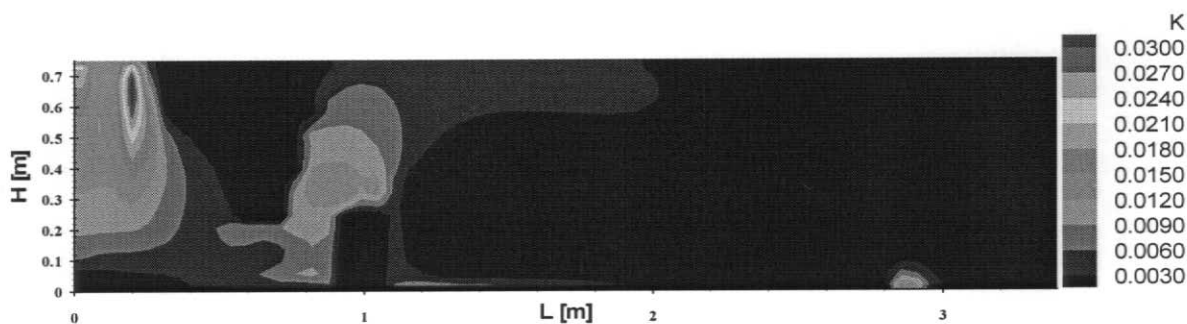


Figura 3.2: Energia Cinética Turbulenta - $D_p = 20\mu\text{m}$ e $\Phi = 0,5$.

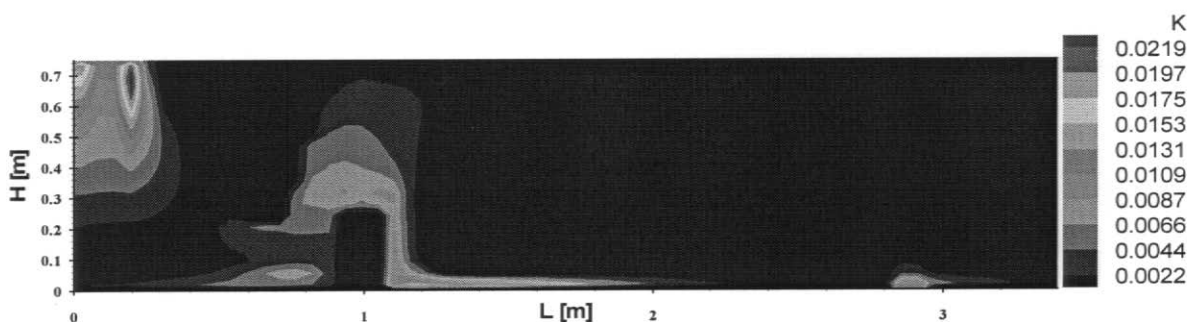


Figura 3.3: Energia Cinética Turbulenta - $D_p = 20\mu\text{m}$ e $\Phi = 1,0$.

que a atenuação da turbulência por partículas pequenas é bastante significativa para escoamentos com baixos carregamentos ($\Phi \leq 10\%$) e, em contrapartida, escoamentos com carregamentos superiores a 50% aumentam os níveis de turbulência, pode-se observar através das Figuras 3.1 a 3.4 que foram obtidos resultados bastante coerentes e significativos no presente trabalho.

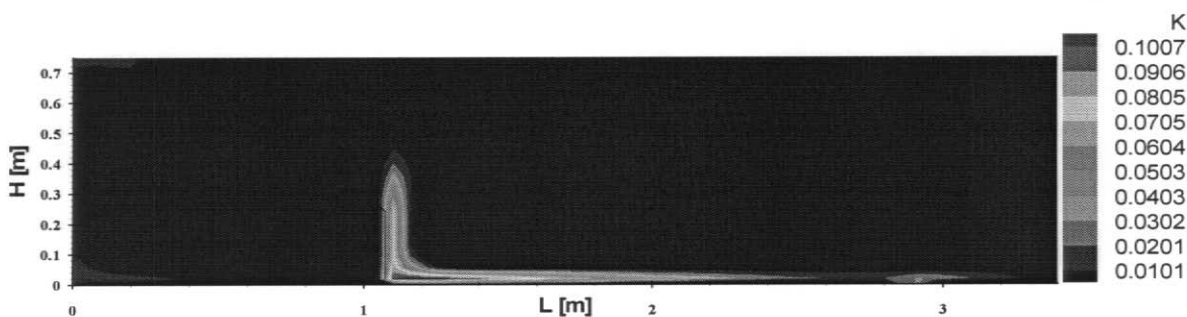


Figura 3.4: Energia Cinética Turbulenta - $D_p = 20\mu\text{m}$ e $\Phi = 6,1$.

Observe como os valores do campo de turbulência da Figura 3.1, na qual o escoamento ilustrado não apresentava carregamento de partículas, são bem

menores se comparados aos campos de energia cinética turbulenta apresentados nas Figuras 3.2 e 3.3, nas quais o escoamento está carregado com partículas com diâmetros de $D_p = 20\mu m$, com concentrações inferiores a 10%.

Já para a Figura 3.4, na qual o escoamento se apresenta com as mesmas partículas, porém com um carregamento de 61%, os valores do campo de turbulência são bem mais elevados do que nas duas figuras anteriores.

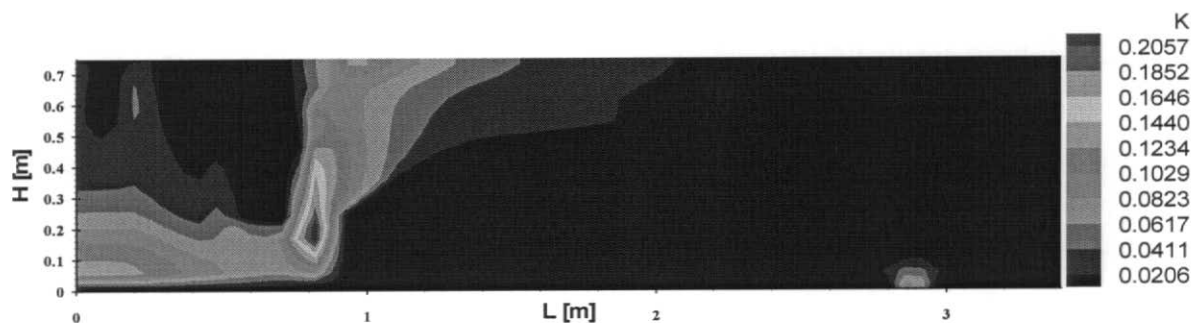


Figura 3.5: Energia Cinética Turbulenta - $D_p = 110\mu m$ e $\Phi = 0,5$.

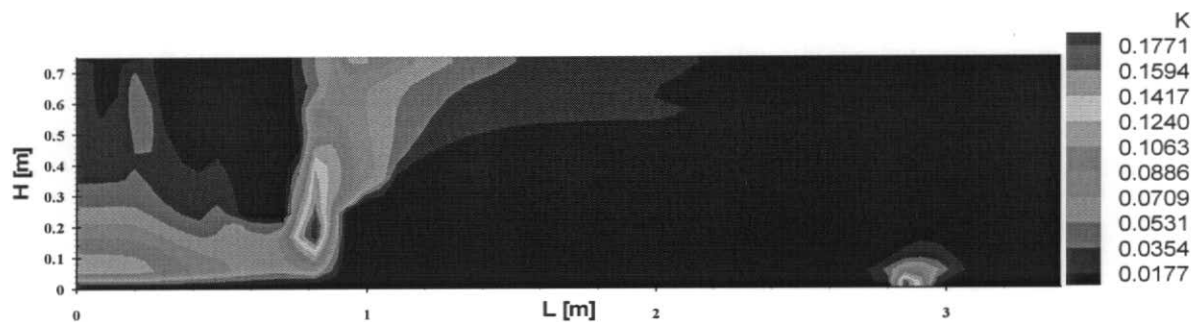


Figura 3.6: Energia Cinética Turbulenta - $D_p = 110\mu m$ e $\Phi = 1,0$.

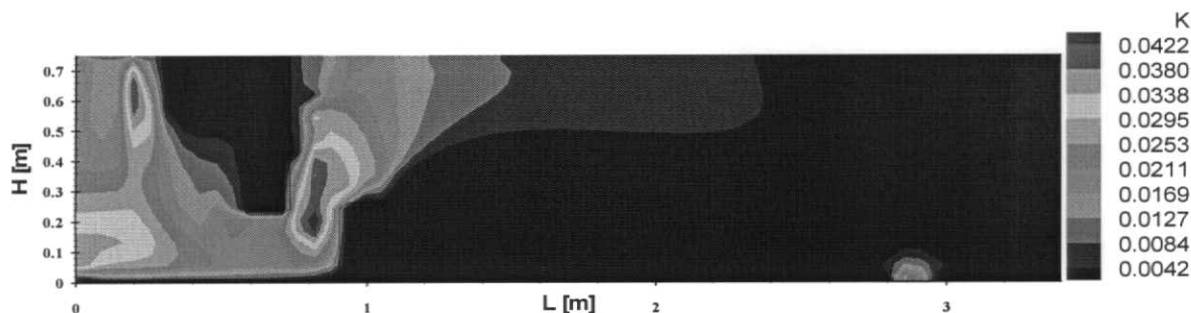


Figura 3.7: Energia Cinética Turbulenta - $D_p = 110\mu m$ e $\Phi = 6,1$.

3.4 Conclusões

Foi mostrado no presente trabalho, como a presença de partículas em um meio fluido pode alterar as propriedades da turbulência. O objetivo de mostrar, de fato, que a presença dessas partículas, seja quanto à sua concentração ou quanto ao seu tamanho, sejam elas pequenas ou grandes, altera as propriedades do escoamento, principalmente no que diz respeito à energia cinética turbulenta κ , seja atenuando-a ou mesmo amplificando-a.

Capítulo 4

Conclusões e sugestões para trabalhos futuros

O presente trabalho considerou de modo sistemático as duas abordagens mais comuns na literatura para lidar com escoamentos carregados com partículas sólidas. A motivação de fundo foi um problema ligado à área metalúrgica: o problema do distribuidor de aço líquido para os moldes do lingotamento contínuo.

De fato, problemas nos quais uma fase sólida se encontra dispersa em uma outra fase líquida ocorrem frequentemente na indústria siderúrgica. O principal interesse aqui, repousava em seguir uma linha de ação na qual uma abordagem Euleriana do problema fosse realizada. Essa abordagem deveria então incorporar os efeitos da interação entre as duas fases.

Infelizmente, ao fazermos um primeiro levantamento dos métodos de ataque ao problema na literatura, verificamos que todos eles seguiam uma abordagem Lagrangeana. Nesse procedimento, o campo de velocidades era primeiramente resolvido, sendo, logo a seguir, a trajetória das partículas determinadas por um procedimento de integração simples. Portanto, em todos os trabalhos encontrados na literatura, nenhuma condição de se determinar uma interação entre os campos de velocidade do fluido e das partículas se encontrava disponível.

Logo, seguindo a metodologia de trabalhos anteriores, antes de realizarmos uma análise Euleriana do problemas fizemos algumas simulações Lagrangeanas do campo de partículas. Essas simulações foram relativamente detalhadas e constituem-se no modo mais comum de abordagem de problemas para aplicações do tipo, pretendida aqui.

A seguir, e após uma longa pesquisa bibliográfica, aplicamos a abordagem de Rogers e Eaton(1991) para o problema. A teoria de Rogers e Eaton(1991) consolida algumas observações de vários autores que comprovaram que dependendo das características das partículas sólidas, a turbulência no escoamento pode ser atenuada ou amplificada. A simulação aqui apresentada mostra que essa é realmente a tendência da formulação de Rogers e Eaton(1991).

Um ponto a se enfatizar é que mesmo os proponentes da teoria Euleriana tiveram grande dificuldade em realizar experimentos que a validassem totalmente. A incerteza nos dados é algumas vezes da própria ordem da grandeza medida, fato esse o qual dificulta sobremaneira a realização de experimentos. Dessa forma, a maioria dos trabalhos na literatura se concentram na análise de escoamentos do tipo jato. Escoamentos em camada limite com partículas dispersas já são muito mais difíceis de serem realizados experimentalmente e, portanto, fora do escopo de análise de muitas instituições com programas importantes na área de mecânica dos fluidos experimental.

De todo o exposto acima parece resultar então uma situação difícil. Precisamos de uma formulação confiável para aplicarmos a problemas dessa natureza, porém temos muita dificuldade em realizar experimentos para o seu desenvolvimento e validação. Logo, parece que a melhor linha de ação para o desenvolvimento de modelos turbulentos a serem aplicados em escoamentos carregados com partículas será a simulação direta dos escoamentos. Mesmo com a limitação de se ter que realizar experimentos numéricos para escoamentos a baixos Reynolds, as informações obtidas desses experimentos deverão ser utilizadas para o desenvolvimento de modelos os quais serão utilizados para Reynolds maiores.

Concluimos então, que a vanguarda na modelagem para escoamentos carregados com partículas, certamente estará com a comunidade de simulação direta de escoamentos turbulentos.

Capítulo 5

Referências bibliográficas

- Aboutalebi, M. R., Hasan., M. and Guthrie, R. I. L., “Coupled Turbulent Flow, Heat, and Solute Transport in Continuous Casting Processes”, Metallurgical and Materials Transactions B, Vol. 26B, June 1995, pp. 529-536.
- Arnason, G. and Stock, D. E., ASME Vol. FED-10, 25 (1984).
- Baake, E., Mühlbauer, A., Jakowitsch, A. and Andree, W., “Extension of the $\kappa - \epsilon$ Model for the Numerical Simulation of the Melt Flow in Induction Crucible Furnaces”, Metallurgical and Materials Transactions B, Vol. 26B, August 1995, pp. 731-744.
- Barreto-Sandoval, J. J., Hills, A. W. D., Barrón-Meza, M.A. and Morales, R.D., “Physical Modelling of Tundish Plasma Heating and Its Mathematical Interpretation”, ISIJ International, Vol. 36 (1996), No. 9, pp. 1174-1183.
- Bianchi, M. V. A. e Nieckele, A. O., “Numerical Three-Dimensional Modeling of Fluid Flow in a Continuous Casting Tundish”, HTD-Vol. 212, General Papers in Heat Transfer and Heat Transfer in Hazardous Waste Processing, ASME 1992, pp. 57-62.
- Boothroyd, R. G. and Walton, P. J., Ind. Eng. Chem. Fundam. 12, 75 (1973).
- Camozzato, G. G., “Uma Análise Assintótica da Camada Limite Turbulenta Bifásica Fluido/Partícula”, Tese de Mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro (COPPE/UFRJ), Abril de 1997.
- Camozzato, G. G. and Silva Freire, A. P., “A Higher Order Correction for the Law

of the Wall for Particle Laden Flows”, 6° Congresso de Engenharia Mecânica Norte-Nordeste 1998 (V CEM-NNE), pp. 636-643.

Carlson, C. R. and Peskin, R. L., *Int. J. Multiphase Flow* 2, 67 (1975).

Chakraborty, S. e Sahai, Y., “Role of Near-Wall Node Location on the Prediction of Melt Flow and Residence Time Distribution in Tundishes by Mathematical Modelling”, *Metallurgical Transactions B*, Vol. 22B, August 1991, pp. 429-437.

Chen, H. S. e Pehlke, R. D., “Mathematical Modeling of Tundish Operation and Flow Control to Reduce Transition Slabs”, *Metallurgical and Materials Transactions B*, Vol. 27B, October 1996, pp. 745-756.

Choudhary, S. K. e Mazumdar, D., “Mathematical Modelling of Transport Phenomena in Continuous Casting of Steel”, *ISIJ International*, Vol. 34 (1994), No. 7, pp. 584-592.

Damle, C. e Sahai, Y., “A Criterion for Water Modeling of Non-Isothermal Melt Flows in Continuous Casting Tundishes”, *ISIJ International*, Vol. 36 (1996), No. 6, pp. 681-689.

Debroy, T. and Sychterz, J. A., “Numerical Calculation of Fluid Flow in a Continuous Casting Tundish”, *Metallurgical Transactions B*, Vol. 16B, September 1985, pp. 497-504.

Doig, I. D. and Roper, G. H., *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 6, 247 (1967).

Eaton, J. K., “Experiments and Simulations on Turbulence Modification by Dispersed Particles”, *Mechanics USA 1994, Appl. Mech. Rev.*, Vol. 47, no. 6, part 2, June 1994, pp. S44-S48.

Elghobashi, S. E. and Abou-Arab, T.W., “A Two-Equation Turbulence Model for Two-Phase Flows”, *Phys. Fluids*, Vol. 26, No. 4, April 1983, pp. 931-938.

Elghobashi, S. E., Abou-Arab, T., Rizk, M. and Mostafa, A., “Prediction of the Particle-Laden Jet with a Two-Equation Turbulence Model”, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 10, No. 6 (1984), pp. 697-710.

Elghobashi, S. E. and Truesdell, G. C., Direct Simulation of Particle Dispersion in a Decaying Grid Turbulence, Presented at the 7th Symposium of Turbulent Shear Flows, Stanford University, August 1989.

Fernández, E. F., Saboya, F.E.M. e Almeida, V.F., “Modelagem numérica da trajetória de inclusões no escoamento de aço”, XII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica (COBEM), Vol. 2 (1993), pp. 657-660.

Fung, J. and Perkins, R. J., in *Proceedings of the 2nd European Turbulence Conference*, Springer, New York, 1989.

Gomes, M.S.P., “Inertial Effects on the Retention of Particles in the Near Wake of Blunt Obstacles”, Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, COBEM, Dezembro 1995, Belo Horizonte.

Gonçalves, C. L., “Otimização da fluutuabilidade das inclusões no distribuidor do lingotamento contínuo”, Tese (T43), Universidade Federal de Minas Gerais, Departamento de Engenharia Metalúrgica.

Gore, R. A. and Crowe, C. T., “Turbulence Modification in Dispersed Multiphase Flows” (ASME FED, San Diego, CA, 1989, Vol. 80, pp. 31.

He, Y. and Sahay, Y., “The Effect of Tundish Wall Inclination on the Fluid Flow and Mixing: A Modeling Study”, *Metallurgical Transactions B*, Vol. 18B, March 1987, pp. 81-91.

Hetsroni, G., “Particle-Turbulence Interaction”, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15, No. 5 (1989), pp. 735-746.

Hinze, J. O., *Turbulence*, McGraw-Hill, New York, 1975.

Huang, X. and Thomas, B. G., “Intermixing Model of Continuous Casting During a Grade Transition”, *Metallurgical and Materials Transactions B*, Vol. 27B, August 1996, pp. 617-632.

Ilegbusi, O. J., “Application of the Two-Fluid Model of Turbulence to Tundish Problems”, *ISIJ International*, Vol. 34 (1994), No. 9, pp. 732-738.

- Ilegbusi, O. J. and Szekely, J., "Effect of Externally Imposed Magnetic Field on Tundish Performance", *Ironmaking and Steelmaking*, Vol. 16 (1989), No. 2, pp. 110-115.
- Jones, W. P. and Launder, B. E., "The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 15 (1972), pp. 301-314.
- Joo, S. and Guthrie, R. I. L., "Inclusion Behavior and Heat-Transfer Phenomena in Steelmaking Tundish Operations: Part I. Aqueous Modeling", *Metallurgical Transactions B*, Vol. 24B, October 1993, pp. 755-765.
- Joo, S., Han, J. W. and Guthrie, R. I. L., "Inclusion Behavior and Heat-Transfer Phenomena in Steelmaking Tundish Operations: Part II. Mathematical Model for Liquid Steel in Tundishes", *Metallurgical Transactions B*, Vol. 24B, October 1993, pp. 767-777.
- Joo, S. and Guthrie, R. I. L., "Inclusion Behavior and Heat-Transfer Phenomena in Steelmaking Tundish Operations: Part III. Computational Approach to Tundish Design", *Metallurgical Transactions B*, Vol. 24B, October 1993, pp. 779-788.
- Launder, B. E. and Spalding, D. B., "The Numerical Simulation of Turbulent Flows", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1974, Vol. 3, pp. 269-289.
- Lee, S. L. and Durst, F., *Int. J. Multiphase Flow* 8, 125 (1982).
- Mazumdar, D. and Guthrie, R. I. L., "Hydrodynamic Modeling of Some Gas Injection Procedures in Ladle Metallurgy Operations", *Metallurgical Transactions B*, Vol. 16B, March 1985, pp. 83-90.
- Mazumdar, D. and Guthrie, R. I. L., "Hydrodynamics of CAS Method of Alloy Additions", *Ironmaking and Steelmaking*, Vol. 12 (1985), No. 6, pp. 256-264.
- McLaughlin, J. B., *Phys. Fluids A* 1, 1211 (1989).
- Najjar, F. M., Thomas, B. G. and Hershey, D. E., "Numerical Study of Steady

Turbulent Flow through Bifurcated Nozzels in Continuous Casting”, Metallurgical and Materials Transactions B, Vol. 26B, August 1995, pp. 749-765.

Nieckele, A. O. e Almeida, V. F., “Turbulent Fluid Flow Calculation in a Continuous Casting Tundish”, 44º Congresso Anual da Associação Brasileira de Metais (ABM), Vol. 3 (1989), pp. 101-119.

Nieckele, A. O., Bianchi, M. V. e Dreux, M. A., “Simulação numérica tridimensional do escoamento turbulento em um distribuidor de aço para lingotamento contínuo”, 47º Congresso Anual da Associação Brasileira de Metais, Vol. 4 (1992), pp. 117-135.

Nieckele, A. O., “Modelamento matemático do escoamento em distribuidores de aço para lingotamento contínuo”, I Seminário de Modelamento, Simulação e Análise em Solidificação e Fundição, novembro de 1994, pp. 107-125.

Nieckele, A. O., Pires, L. F. G., Mello, A. H. B. e Furtado, H. S., “Análise do desempenho de distribuidores de aço para lingotamento contínuo de barragem dupla e quádrupla”, 49º Congresso Anual da Associação Brasileira de Metalurgia e Materiais, Vol. 5 (1994), pp. 351-363.

Nieckele, A. O., Pires, L. F. G., Mello, A. H. B. e Furtado, H. S., “Análise do desempenho de distribuidores de aço para lingotamento contínuo com barragens de múltiplos furos”, 50º Congresso Anual da Associação Brasileira de Metalurgia e Materiais, Vol. 3 (1995), pp. 367-380.

Nunes, M. J., “Remoção de inclusões não-metálicas durante o borbulhamento de argônio”, Tese de Mestrado, Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), agosto de 1986.

Patankar, S. V. and Spalding, D. B., “Heat and Mass Transfer in Boundary Layers”, Intertext Books, London, 1970.

Patankar, S. V., “Numerical Heat Transfer and Fluid Flow”, Academic Press - London and New York, 1979.

Peric, M. and Scheuerer, G., “CAST – A Finite Volume Method for Predicting

Two-Dimensional Flow and Heat Transfer Phenomena”, GRS–Technische Notiz SRR-89-01, September 1989.

Purtell, L. P. and Klebanoff, P. S., *Phys. Fluids* 24, 802 (1981).

Rashidi, M., Hetsroni, G. and Banerjee, S., “Particle-Turbulence Interaction in a Boundary Layer”, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 16, No. 6 (1990), pp. 935-949.

Reddy, K. V. S. and Pei, D. C. T., *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 8, 490 (1969).

Robertson, T. and Perkins, A., “Physical and Mathematical Modelling of Liquid Steel Temperature in Continuous Casting”, *Ironmaking and Steelmaking*, Vol. 13 (1986), No. 6, pp. 301-310.

Rogers, C. B. and Eaton, J. K., “The Effect of Small Particles on Fluid Turbulence in a Flat-Plate, Turbulent Boundary Layer in Air”, *Phys. Fluids A*, Vol. 3, No. 5, May 1991, pp. 928-937.

Sahay, Y. and Ahuja, R., “Fluid Flow and Mixing of Melt in Steelmaking Tundishes”, *Ironmaking and Steelmaking*, Vol. 13 (1986), No. 5, pp. 241-247.

Sahai, Y. and Emi, T., “Melt Flow Characterization in Continuous Casting Tundishes”, *ISIJ International*, Vol. 36 (1996), No. 6, pp. 667-672.

Sahai, Y. and Emi, T., “Criteria for Water Modeling of Melt Flow and Inclusion Removal in Continuous Casting Tundishes”, *ISIJ International*, Vol. 36 (1996), No. 9, pp. 1166-1173.

Schlichting, H., “Boundary Layer Theory”, McGraw Hill, 1975.

Shen, F., Khodadadi, J. M., Pien, S.J. and Lan, X.K., “Mathematical and Physical Modeling Studies of Molten Aluminum Flow in a Tundish”, *Metallurgical and Materials Transactions B*, Vol. 25B, October 1994, pp. 669-680.

Sherwood, T. K., Pigford, R. L. and Wilke, C. R., “Mass Transfer”, McGraw Hill, 1975.

Shirabe, K., “A Mathematical Model of the R-H Vacuum Degassing System”,

Submitted in Partial Fulfillment of the Requirement for the Degree of Master of Science, Massachusetts Inst. of Technology, June 1981.

Silva, S. P. S., Silva, A. J. e Castro, J. A., "Estudo da trajetória de inclusões no molde de lingotamento contínuo", 51º Congresso Anual da Associação Brasileira de Metalurgia e Materiais, agosto de 1996.

Singh, S. and Koria, S. C., "Model Study of the Dynamics of Flow of Steel Melt in the Tundish", ISIJ International, Vol. 33 (1993), No. 12, pp. 1228-1237.

Snyder, W. H. and Lumley, J. L., J. Fluid Mech. 48, 41 (1971).

Soo, S. L., Ihrig, H. K. and El Kouh, A. F., J. Basic Eng. 82, 609 (1960).

Squires, K. D. and Eaton, J. K., "Particle Response and Turbulence Modification in Isotropic Turbulence", Phys. Fluids A, Vol. 2, No. 7, July 1990, pp. 1191-1203.

Szekely, J., "Fluid Flow Phenomena in Metals Processing", Academic Press, Inc. - New York, 1979.

Tanaka, H., Nishihara, R., Kitagawa, I. and Tsujino, R., "Quantitative Analysis of Contamination of Molten Steel in Tundish", ISIJ International, Vol. 33 (1993), No. 12, pp. 1238-1243.

Tsuji, Y. and Morikawa, J., J. Fluid Mech. 120, 385 (1982).

Tsuji, Y., Morikawa, J. and Shiomi, H., J. Fluid Mech. 139, 417 (1984).

Wang, Q. and Squires, K. D., "Transport of Heavy Particles in a Three-Dimensional Mixing Layer", Journal of Fluids Engineering, Vol. 120, September 1998, pp. 613-620.

Wells, M. R. and Stock, D. E., J. Fluid Mech. 136, 31 (1983).

Yeung, P. K. and Pope, S. B., J. Fluid Mech. 207, 531 (1989).