

Roberto Lima da Costa Cisne Júnior

Transporte de Partículas em Canais Catraca

Fortaleza

30/01/2009

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

Roberto Lima da Costa Cisne Júnior

Transporte de Partículas em Canais Catraca

Dissertação submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Física, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física

Orientador:

Prof. Dr. José Soares de Andrade Júnior

Co-orientadora:

Dra. Talita Felipe de Vasconcelos

UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ - DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Fortaleza

30/01/2009

Roberto Lima da Costa Cisne Júnior

Transporte de Partículas em Canais Catraca

Dissertação submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Física, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física

Aprovada em 30/01/2009

BANCA EXAMINADORA

Dr. José Soares de Andrade Júnior (Orientador)
Universidade Federal do Ceará

Dra. Talita Felipe de Vasconcelos (Co-orientadora)
Universidade Federal do Ceará

Dr. Antônio José da Costa Sampaio
Universidade Estadual Vale do Acaraú

Dr. Eric Josef Ribeiro Parteli
Universidade Federal do Ceará

*À minha mãe
e
ao meu avô Enéias.*

Agradecimentos

- Ao professor Dr. José Soares de Andrade Júnior pela orientação e confiança que teve em mim. Pela dedicação ao ensino e à pesquisa, sendo característica de poucos que estão envolvidos no mundo acadêmico.
- Ao professor Josué Mendes Filho, chefe do departamento de Física da Universidade Federal do Ceará, pelo seu empenho frente ao departamento de Física, proporcionando ao departamento uma harmonia admirável.
- À Dra. Talita Felipe de Vasconcelos, por ter sido minha co-orientadora. Pelo acompanhamento e tempo dispendido à mim durante estes dois anos de mestrado. Pela seriedade e compromisso que tem em relação à carreira de pesquisa na universidade.
- À minha mãe Vera Maria Araújo Frota, pelo apoio e compreensão devido à minha saída de casa para vim fazer o mestrado. Um dos dons de poucas é o dom de Mãe, e saiba que você é uma das poucas.
- Às minhas irmãs Aparecida e Morgana, pelo amor, carinho, e afeto. Pela compreensão de minha ausência e apoio que me deram quando decidi fazer o curso de física.
- À minha Tia Fátima ao meu Tio José Nilson, por terem me recebido em sua casa e me fornecido toda proteção, carinho, e força nos momentos mais difíceis que passei durante o período em que fiz o mestrado. Em especial à minha Tia Fátima. Pessoa que mais me ajudou em tudo o que fosse possível, sem a qual a realização do meu mestrado teria sido inviável.
- Às minhas primas Larissa e Lorena. Pela companhia, carinho, afeto, compreensão, durante todo o período que passei junto à elas. Por terem me acolhido em suas casa e dividido o espaço comigo. Pelos muitos momentos bons que me proporcionaram, desde corriqueiras saídas para lanche, até cinema, festas.
- Ao meu primo Diego, pelas discussões, às vezes um pouco exageradas, sobre física. Pela amizade, apoio e força que me deu durante todo o convívio que tive com ele.
- Ao professor Dr. Antônio José da Costa Sampaio, não apenas por ter sido meu orientador durante minha graduação, mas pela enorme gama de conhecimentos, de física e da vida, que adquiri enquanto seu aluno.
- Aos professores da graduação: Siqueira, Guilherme, Ozório, Márcio Feijão, Márcio Gomes, Valmir, Praciano. Pelo conhecimento passado a mim, e pelas conversas e discussões sobre física. Pessoas que fazem parte da minha “família da física”.
- Aos meus colegas do grupo de pesquisa: Marília, Marcos, Petrucio, Samyr, Saulo, Lucas, Apiano, Erneson, Pablo; e aos professores André Auto, Eric Parteli, Ascânio.

- Aos meus colegas de mestrado: Gardênia, Aldilene, Cleânio, Valdenir, Nizomar, Rôner, Janilson, George.
- Às secretárias da coordenação de pós-graduação Rejane e Ana Cleide.
- Ao CNPq - Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, pelo apoio financeiro.

Resumo

Neste trabalho trataremos do transporte de fluido e partículas no interior de canais caracterizados por estruturas periódicas que lembram dentes de catraca, desta forma chamamos de *canais catraca*. Para tal tarefa iniciaremos com uma breve discussão sobre as características do escoamento em canais lisos, visto que os mesmos possuem solução analítica simples, e poderão nos ajudar a compreender o escoamento em canais mais complexos. Em seguida faremos o estudo do escoamento em canais catraca, e faremos a comparação entre os resultados obtidos para o escoamento em canais lisos e em canais catraca, mostrando algumas semelhanças e diferenças. Mostramos que a natureza da geometria do canal catraca adiciona um grau de complexidade ao problema do escoamento, refletindo-se nas propriedades dos campos de velocidade e pressão. Em seguida, faremos o estudo do comportamento do transporte de partículas com massa arrastadas por um fluido escoando no interior dos canais catraca, mostrando alguns resultados que indicam uma certa característica típica de canais lisos. Porém, devido os canais catracas possuírem uma estrutura que permite a quebra de simetria em relação aos dois únicos sentidos de fluxo permitidos, poderão aparecer mudanças no comportamento tanto do transporte de fluido como do transporte de partículas. Como ponto principal deste trabalho, analisaremos como surgem estas diferenças e quais os mecanismos desempenham papel fundamental para que isto aconteça.

Abstract

In this work we study the transport process of fluid flow and mass through channels that are characterized by periodic structures, namely *ratchet channels*. In the first part of this work, we approach a brief discussion on the characteristics of the flow in smooth channels, since they have simple analytical solution, and may help us understand the fluid flow through more complex channels. Then we study the fluid flow in ratchet channels, and we compare the results obtained for the fluid flow through smooth and ratchet channels, observing some similarities and differences between both of them. We show that the nature of the geometry of the ratchet channel adds a degree of complexity to the problem of the fluid flow, that affects the properties of the velocity and pressure fields. Moreover, we inquire into another aspect of the transport process, namely the transport of massive particle dragged by a fluid that flows in the interior of the ratchet channels previously mentioned. We show some results that indicate a certain typical similarity between ratchet and smooth channels. However, the ratchet channels possess a structure that allows the break of symmetry in relation of the two only allowed directions of flow. In this way, the nature of the particle transport process can be affected by this break of symmetry. The aim of this work is to analyze the dynamics of particle transport into a ratched channel and determine which mechanisms play a fundamental role in this process.

Sumário

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

INTRODUÇÃO	p. 15
1 ESCOAMENTO EM CANAIS LISOS	p. 17
1.1 Introdução aos fluidos	p. 17
1.2 Canal liso: análise analítica	p. 20
1.3 Fluidodinâmica Computacional	p. 24
1.3.1 Métodos Numéricos	p. 26
1.4 Canal liso: análise numérica	p. 30
2 ESCOAMENTO EM CANAIS CATRACA	p. 33
2.1 Canal catraca	p. 36
2.2 Teste de Convergência	p. 37
2.3 Resultados	p. 39
3 TRANSPORTE DE PARTÍCULAS EM CANAIS CATRACA	p. 46
3.1 Introdução	p. 46
3.2 Partículas em canais lisos	p. 47
3.2.1 Método numérico	p. 49
3.2.2 Resultados e Discussões	p. 50
3.3 Partículas em canais catraca	p. 53

3.3.1 Resultados e Discussões	p. 53
CONCLUSÃO	p. 62
Referências	p. 65

Lista de Figuras

1	Canal formado por duas placas planas paralelas.	p. 20
2	Perfil parabólico de velocidade no interior do canal. A velocidade varia do maior valor na zona central do canal, diminuindo à medida em que se aproxima das paredes do canal, onde nestas a velocidade é zero.	p. 22
3	Volume de controle usado para ilustrar a discretização da equação de transporte (eq. 1.17).	p. 29
4	Domínio discretizado do canal liso, com as regiões de fronteira indicadas. A malha quadrada contém 16x60 células onde as equações são resolvidas e seus valores armazenados.	p. 30
5	Perfil parabólico de velocidade em escala de cores. Fluido escoando da esquerda para a direita. Magnitude de velocidade variando de azul escuro (menor velocidade) até vermelho escuro (maior velocidade).	p. 31
6	Perfil linear de pressão em escala de cores. Fluido escoando da esquerda para a direita. Magnitude de pressão variando de azul escuro (menor pressão) até vermelho escuro (maior pressão).	p. 31
7	Perfil de velocidade na região de saída do canal liso. Comparação entre o resultado numérico e analítico.	p. 32
8	Máquina idealizada por Feynman [1].	p. 33
9	Esquema de um potencial catraca tipo <i>liga-desliga</i> induzindo o surgimento de uma direção preferencial de deslocamento para um sistema de partículas brownianas [2].	p. 34
10	(a) Deslocamento de gotas sobre uma superfície “catraqueada” [3]. (b) Dispositivo de separação de partículas em poros com formato de catraca [4].	p. 35
11	Canal tipo catraca.	p. 35

12	Canal catraca e parâmetros gerais.	p. 36
13	Gráfico dos resíduos gerados por uma simulação que usava uma malha com células de tamanho 0.166.	p. 38
14	Malhas usadas no teste de convergência. Cada malha é identificada pelo nome “nXX” onde “XX” representa o número de células quadradas que ocupam a região central do canal na direção vertical.	p. 38
15	Decaimento da pressão estática ao longo do canal.	p. 40
16	Variações dos dentes de catraca do canal. Os canais são caracterizados como (a) simétrico $\sigma = 1$, (b) intermediário $\sigma = 0.5$, (c) assimétrico $\sigma = 0$. Duas configurações do canal assimétrico são também analisadas, uma possuindo dentes <i>negativos</i> (d) e outra com um deslocamento de parede inferior por um fator $\lambda = 0.5$ (e).	p. 41
17	Perfil de velocidade nas regiões de entrada (<i>esq</i>) e saída (<i>dir</i>) do canal, comparados com o resultado analítico.	p. 41
18	Perfil de velocidades em um “dente”, para os canais simétrico, intermediário e assimétrico, respectivamente. Escoamento com $Re = 1$ no sentido <i>esq</i> \rightarrow <i>dir</i> . Magnitude de velocidade variando de zero (azul escuro) até a velocidade máxima alcançada (vermelho escuro).	p. 42
19	Linhas de corrente para os canais simétrico, intermediário e assimétrico, respectivamente (os mesmos da fig. 18). Escoamento com $Re = 1$ no sentido <i>esq</i> \rightarrow <i>dir</i>	p. 42
20	Permeabilidade do canal assimétrico para diferentes valores de Re nos sentidos <i>esq</i> \rightarrow <i>dir</i> (<i>esq</i>) e <i>dir</i> \rightarrow <i>esq</i> (<i>dir</i>). Valor da permeabilidade em relação à permeabilidade de um canal liso (k_0) com a mesma largura característica h	p. 43
21	Perfil de velocidades em um “dente”, para o canal intermediário. (a) Escoamento no sentido <i>esq</i> \rightarrow <i>dir</i> , e (b) <i>dir</i> \rightarrow <i>esq</i> . Escoamento com $Re = 562$. Magnitude de velocidade variando de zero (azul escuro) até a velocidade máxima alcançada (vermelho escuro).	p. 43

22	Perfil de velocidades em um “dente”, para o canal assimétrico. (a) Escoamento no sentido $esq \rightarrow dir$, e (b) $dir \rightarrow esq$. Escoamento com $Re = 562$. Magnitude de velocidade variando de zero (azul escuro) até a velocidade máxima alcançada (vermelho escuro).	p. 44
23	Perfil de velocidades em um “dente”, para duas variações do canal assimétrico ($\sigma = 0$). (a) Perfil para um canal assimétrico com dentes inclinados, e (b) canal com um deslocamento relativo entre a parede superior e inferior por um fator $\lambda = 0.5$. Escoamento com $Re = 1$ no sentido $esq \rightarrow dir$. Magnitude de velocidade variando de zero (azul escuro) até a velocidade máxima alcançada (vermelho escuro).	p. 44
24	Perfil de velocidades em um “dente”, para um canal com dentes inclinados. (a) Escoamento no sentido $esq \rightarrow dir$, e (b) sentido $dir \rightarrow esq$. Escoamento com $Re = 562$. Magnitude de velocidade variando de zero (azul escuro) até a velocidade máxima alcançada (vermelho escuro). . .	p. 45
25	Perfil de velocidades em um “dente”, para um canal com deslocamento relativo entre as paredes superior e inferior por um fator $\lambda = 0.5$. (a) Escoamento no sentido $esq \rightarrow dir$, e (b) sentido $dir \rightarrow esq$. Escoamento com $Re = 562$. Magnitude de velocidade variando de zero (azul escuro) até a velocidade máxima alcançada (vermelho escuro).	p. 45
26	Condição inicial de lançamento da partícula no interior do canal. O fluido tem um perfil parabólico de velocidade (a) e as partículas são injetadas varrendo um ângulo $0 \leq \theta \leq \pi/2$ com o eixo de simetria (b) com velocidade de módulo igual à velocidade média do fluido.	p. 49
27	Tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes.	p. 51
28	Partículas lançadas na forma de <i>spray</i> no interior de um canal liso com um fluido escoando com perfil parabólico com $Re = 1$. Partículas com (a) $St \approx 0.15$, (b) $St \approx 0.48$, (c) $St \approx 1.24$ e (d) $St \approx 6.2$	p. 52
29	Tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes.	p. 54
30	Trajetórias das partículas para diferentes números de Stokes na região de entrada do canal. (a) $St = 0.1$, (b) $St = 0.48$, (c) $St = 1.04$, (d) $St = 1.67$, (e) $St = 4.6$	p. 55

31	Trajetórias das partículas para diferentes número de Stokes na região de saída do canal. (a) $St = 0.1$, (b) $St = 0.48$, (c) $St = 1.04$, (d) $St = 1.67$, (e) $St = 4.6$	p. 57
32	Tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes para um canal catraca assimétrico ($\sigma = 0$). Coeficiente de restituição $K = 1$	p. 58
33	Trajetórias para uma partícula com $St = 1.38$. (a) $dir \rightarrow esq$ e (b) $esq \rightarrow dir$	p. 58
34	Velocidade de uma partícula com $St = 1.38$, com os sentidos de lançamento indicados.	p. 59
35	Tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes para um canal catraca assimétrico ($\sigma = 0$). Coeficiente de restituição $K = 0.5$	p. 60
36	Tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes para partículas lançadas no sentido $dir \rightarrow esq$. Gráficos para os canais catracas assimétrico (quadrado), intermediário (círculo) e simétrico (triângulo). Coeficiente de restituição $K = 1$	p. 61
37	Tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes para partículas lançadas no sentido $esq \rightarrow dir$. Gráficos para os canais catracas assimétrico (quadrado), intermediário (círculo) e simétrico (triângulo). Coeficiente de restituição $K = 1$	p. 61

Lista de Tabelas

- 1 Característica das malhas usadas no teste de convergência. A malha é nomeada com o nome padrão “XX”, onde “XX” é o número de células quadradas na direção vertical. O erro está relacionado ao valor calculado em relação à malha de menor célula (n50). p. 39
- 2 Coeficiente de arraste, seguindo a relação empírica proposta por Alexander e Morsi [5]. p. 48

INTRODUÇÃO

No presente trabalho abordamos o estudo do escoamento laminar viscoso e o transporte de massa em canais cuja principal característica é a presença de estruturas periódicas, isto é, estruturas que se repetem ao longo do canal. Devido ao fato de estas estruturas se assemelharem ao dentes de uma catraca, nos referimos a estes canais pelo nome “canal catraca”. Uma das características importantes deste tipo de canal é a possibilidade da quebra de simetria em relação ao transporte de quantidades (fluido, partícula) nos dois únicos sentidos possíveis: da esquerda para a direita e da direita para a esquerda.

O estudo do transporte de fluidos e partículas neste tipo de estrutura é de fundamental importância para o conhecimento de processos que ocorrem em meios porosos (recuperação de petróleo em rochas porosas e difusão em alguns tipos de catalisadores). O tipo de escoamento exibido é semelhante ao escoamento em estruturas fisiológicas como membranas rugosas, estruturas pulmonares artificiais e próteses de artérias [6, 7].

No capítulo 1 fazemos uma abordagem do escoamento de fluidos em canais lisos, isto é, canais em que as paredes são perfeitamente lisas, sem fatores que caracterizem rugosidade macroscópica que possam perturbar o escoamento em pontos relativamente distantes das paredes. Para este caso, uma abordagem analítica é conveniente, visto que as equações de transporte do fluido são bastantes simplificadas. Fazemos também uma comparação com os resultados obtidos por soluções numéricas, visto que estas são obtidas por processos de aproximação, o resultado é apenas uma aproximação do caso real, cuja solução pode ser obtida de forma fechada, isto é, exata. Verificamos o quão útil pode ser o método numérico, principalmente em casos de escoamento complexo, cuja solução não pode ser obtida por métodos analíticos (exatos), ou, quando possível, a solução apenas é calculada em determinadas regiões do domínio.

O capítulo 2 é dedicado à análise do escoamento em canais catraca. Este caso é estudado utilizando o software comercial que calcula os campos de velocidades, pressão, e várias propriedades do escoamento em si. Esta abordagem numérica é necessária pois a geometria do canal pode induzir campos de escoamento em regiões onde uma solução analítica se torna extremamente difícil ou até mesmo impossível de ser obtida. Uma

análise é feita para um determinado fluido newtoniano, incompressível, que escoar a diferentes velocidades. O parâmetro adimensional utilizado para caracterizar o fluido e sua velocidade de escoamento é o *Número de Reynolds*. Analisamos também a permeabilidade do canal, que nos indica o quanto o canal é resistente à passagem do fluido. Esta análise é realizada para diferentes configurações do canal catraca, onde o grau de assimetria da estrutura é variado.

No capítulo 3 tratamos do transporte de partículas com massa arrastadas por um fluido que escoar no interior de canais catraca. Esta investigação requer um conhecimento adequado acerca das propriedades de escoamento, bem como das propriedades do campo de velocidades, realizado no capítulo precedente. Um *spray* de partículas é injetado nas regiões de entrada do fluido no canal. Consideramos as partículas como sendo esferas pequenas e dispersas o suficiente para não perturbar o escoamento do fluido. Verificamos o comportamento do transporte destas partículas no interior dos canais medindo o tempo médio de trânsito, isto é, o tempo que estas partículas levam para percorrer todo o canal. Fazemos uma análise utilizando um parâmetro adimensional conhecido como *Número de Stokes*, o qual indica a relação entre o tempo de resposta da partícula ao escoamento e o tempo próprio de escoamento.

Para finalizar, apresentamos nossas conclusões acerca do trabalho desenvolvido. Sugestões e perspectivas são também delineadas objetivando a realização de trabalhos subsequentes que venham complementar este estudo ou mesmo expandir de maneira categórica a linha de pesquisa à qual pertence a presente contribuição.

1 ESCOAMENTO EM CANAIS LISOS

Os fluidos estão presentes no nosso cotidiano, seja no ar que respiramos, nos rios e mares que nos circundam, no sangue que percorre nosso corpo. O estudo da fluidodinâmica teve início há séculos e até hoje muito ainda é estudado devido à grande importância que exerce em nossas vidas. Egípcios tinham relógios de água; Arquimedes definiu as condições para que um corpo flutuasse ou não quando mergulhado. Os romanos construíram aquedutos a fim de levar água até suas cidades. De início, o estudo de fluidos em movimento foi desenvolvido de forma experimental, com a hidráulica. Leonard Euler foi quem primeiro descreveu o movimento dos fluidos através de equações matemáticas, as chamadas equações de Euler, estabelecendo relações entre o movimento dos fluidos e as forças que causam esse movimento (hidrodinâmica). No século XIX uma descrição matemática mais sofisticada foi desenvolvida com os trabalhos dos franceses Claude Navier (1822), Simeon Poisson (1829) e do inglês George Stokes, as chamadas equações de *Navier-Stokes* [8].

1.1 Introdução aos fluidos

A matéria existe basicamente em dois estados: sólido e fluido. Os fluidos normalmente podem existir nos estados líquido e gasoso. Um corpo sólido tem geralmente volume e forma bem definidos, que só se alteram (usualmente, pouco) em resposta a forças externas. Isso se deve à estrutura molecular coesa. Esta coesão é maior nos líquidos e pequena nos gases. Um líquido tem volume bem definido, mas não a forma: mantendo seu volume, amolda-se ao recipiente que o contém. Um gás não tem nem forma nem volume bem definidos, expandindo-se até ocupar todo o volume do recipiente que o contém. Líquidos e gases têm em comum, graças à facilidade de deformação, a propriedade de poderem “escoar” ou “fluir” facilmente, donde o nome de fluidos [9].

A diferença fundamental entre sólidos e fluidos está na maneira de responder às tensões tangenciais. Um sólido submetido a uma força externa tangencial à sua superfície deforma-se até que sejam produzidas tensões tangenciais internas que equilibram a força externa, permanecendo depois em equilíbrio, ou seja, em repouso. Se a força externa não for excessivamente grande, a deformação é elástica, ou seja, o sólido volta à situação inicial quando é retirada a força externa. Um fluido, ao contrário de um sólido, não consegue equilibrar uma força tangencial, o fluido “escoa” e permanece em movimento enquanto a força estiver sendo aplicada. Uma força arbitrariamente pequena pode produzir em um fluido uma deformação arbitrariamente grande, desde que atue durante um tempo suficiente [10].

Para tratarmos problemas que envolvem fluidos, onde o número de moléculas normalmente existentes em um volume macroscópico é enorme (cerca de 10^{19} moléculas em um volume de 1 cm^3 de ar atmosférico), precisamos de um modelo mais adequado. O conceito de meio contínuo é uma idealização da matéria, ou seja, um modelo para o estudo do comportamento macroscópico em que se considera uma distribuição contínua de massa. Este modelo tem validade somente para um volume macroscópico no qual exista um número muito grande de partículas de forma a manter uma média estatística bem definida. Assim em cada ponto do espaço as propriedades do fluido podem ser representadas por funções contínuas da posição e do tempo [11].

A área da física que estuda o movimento dos fluidos (gases e líquidos) é denominada “*fluidodinâmica*”. Os fluidos podem ser classificados como *newtoniano* ou *não-newtoniano* considerando a relação existente entre a tensão cisalhante (tangencial) e a taxa de deformação. A *Lei de Newton para a viscosidade* representa esta característica, e é dada por:

$$\sigma_{ij} = -\mu \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \quad (1.1)$$

onde v_j é a componente da velocidade na direção \hat{j} , σ_{ij} é a tensão de cisalhamento atuando sobre a superfície i sendo aplicada na direção j , μ é a viscosidade dinâmica ou molecular do fluido (a qual vamos sempre nos referir simplesmente por *viscosidade*), e o termo $\partial v_j / \partial x_i$ representa a taxa de deformação do fluido. O sinal negativo é devido ao fato de que o transporte de momento linear através do fluido, na direção y , ocorre no sentido contrário ao gradiente de velocidade de escoamento e de que a tensão cisalhante corresponde à densidade de fluxo de momento linear, pois

$$\sigma_{yx} = \lim_{\Delta A_y \rightarrow 0} \frac{\Delta F_x}{\Delta A_y}, \text{ onde } F_x = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q_x}{\Delta t},$$

sendo que σ_{yx} representa a quantidade de momento linear Δq na direção x , que cruza uma superfície de área ΔA na direção y , em um tempo Δt . Os fluidos também podem ser classificados como *incompressíveis*, quando sob a ação de uma força *normal*¹ o volume do fluido não sofre variação significativa, ou *compressíveis*, quando o volume pode sofrer variação significativa quando submetido à uma força *normal*.

A maior parte das aplicações práticas da fluidodinâmica diz respeito à água ou ao ar, ou fluidos que lembram aproximadamente estes. No estudo feito durante todo nosso trabalho o fluido que estudamos segue algumas características básicas: é isotrópico; newtoniano; incompressível; tem seu comportamento governado pelas leis da Mecânica Clássica, em oposição à Física Quântica.

A equação fundamental que vamos utilizar, derivada da lei de Newton (eq. 1.1), é conhecida como *equação de Navier-Stokes*. Ela será aplicada para o escoamento de fluidos incompressíveis na forma dada pela equação 1.2. Outra equação de extrema importância é a *equação da continuidade* (eq. 1.3):

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \vec{v} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (1.3)$$

onde v é a velocidade de escoamento do fluido, t o tempo, p a pressão, ρ e μ a densidade e a viscosidade do fluido, respectivamente. Adotaremos a seguinte notação para o vetor velocidade: $\vec{v} = u\hat{i} + v\hat{j}$. Para escoamentos incompressíveis e isotérmicos - a ênfase neste trabalho - podemos escrever estas equações como

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial(uv)}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial(uv)}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.6)$$

onde as equações 1.4 e 1.5 são conhecidas como as *equações de momento* para as direções x e y respectivamente.

¹Perpendicular à força *tangencial*, sendo uma força de compressão.

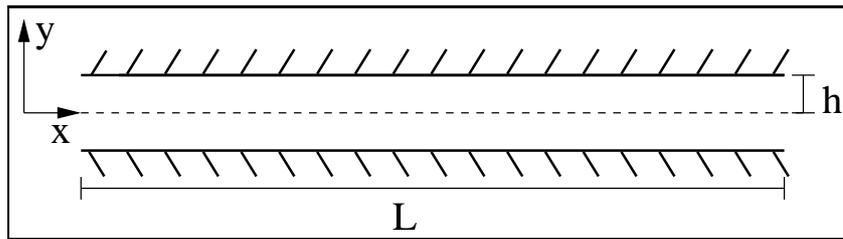


Figura 1: Canal formado por duas placas planas paralelas.

1.2 Canal liso: análise analítica

Escolhemos um sistema simples de escoamento, passível de solução analítica, com o objetivo de introduzir o assunto que pretendemos tratar e facilitar a compreensão dos aspectos gerais do escoamento no interior de canais. Para isso é dada uma breve explanação sobre o escoamento no interior de um canal formado por duas placas planas paralelas que permanecem em repouso em relação ao sistema de coordenadas. Como a geometria das paredes do canal é simples, isto é, sem nenhum fator geométrico que provoque efeitos inerentes aos canais rugosos, vamos nos referir a este canal por simplesmente *canal liso* (não-rugoso), como ilustrado na figura 1. Este canal tem uma abertura vertical $D = 2h$ (direção y), comprimento L (direção x) e uma largura suficientemente grande (direção z , saindo da página) de forma a serem desprezados efeitos nesta direção.

O escoamento, em geral, pode ser classificado de diversas maneiras, seguindo alguns critérios: *permanente*, quando suas propriedades em qualquer ponto não variam com o passar do tempo, caso contrário é dito *transitório*; *incompressível*, quando as variações da massa específica (densidade) do fluido podem ser desprezíveis, caso contrário é dito *compressível*; *uni*, *bi* ou *tridimensional* dependendo do número de coordenadas espaciais necessárias para a especificação do campo de velocidade; *uniforme*, quando o campo de velocidade de escoamento no instante considerado é constante ao longo do escoamento, caso contrário é dito *variável* ou *não uniforme*; *laminar*, quando o fluido escoar de forma suave e bem ordenada, caso o escoamento seja irregular, com turbilhões e redemoinhos é chamado *turbulento*. Vamos tratar aqui do escoamento laminar em regime permanente, de um fluido newtoniano e incompressível, em uma abordagem bidimensional (2D). As equações 1.2 e 1.3 neste caso não dependem do tempo, se tornando respectivamente:

$$(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \frac{\mu}{\rho}\nabla^2\vec{v} \quad , \quad (1.7)$$

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad . \quad (1.8)$$

Para o caso em estudo (canal liso) o fluido escoo na direção x no sentido positivo e de forma laminar, provocado por um gradiente de pressão aplicado nas extremidades do canal, possuindo assim velocidade apenas nesta direção ($\vec{v} = u\hat{i}$) e constante ao longo do canal ($\partial\vec{v}/\partial x = 0$). Devido à viscosidade do fluido, sua velocidade nas paredes do canal é zero (condição de não deslizamento) e aumenta à medida em que se afasta das paredes, de forma que a velocidade varia apenas na direção y . Aplicando estas condições na equação 1.7, temos:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (1.10)$$

onde o termo não linear $(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v}$ é nulo.

Na equação 1.10 verifica-se que a pressão p não depende da componente y , sendo assim constante ao longo desta direção. Na equação 1.9 temos de um lado um termo dependente apenas de y e do outro lado um termo que depende apenas de x , de forma que para isso ser válido ambos os termos devem ser constantes. Assim, $\partial p/\partial x = C$, onde C é uma constante qualquer. Desta forma a pressão é uma função linear apenas de x ao longo da direção de escoamento que podemos expressar por $\partial p/\partial x \equiv dp/dx = -\Delta p/L$ (a pressão diminui no sentido de escoamento do fluido). Para a velocidade temos:

$$u(y) = -\frac{1}{2\mu} \frac{\Delta p}{L} y^2 + ay + b \quad ,$$

onde as constantes a e b são determinadas de acordo com as condições de contorno. Devido à simetria do problema, o perfil de velocidades deve ser simétrico em relação ao eixo x , de forma que

$$\left. \frac{du}{dy} \right|_{y=0} = 0 \implies a = 0$$

e a velocidade deve ser nula nas paredes do canal

$$u \Big|_{y=\pm h} = 0 \implies b = \frac{\Delta p}{2\mu L} h^2 \quad .$$

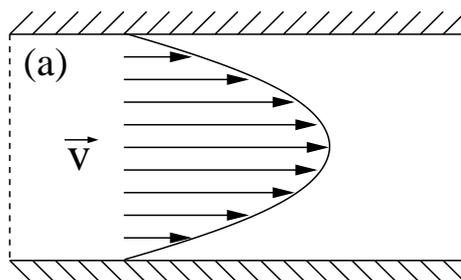


Figura 2: Perfil parabólico de velocidade no interior do canal. A velocidade varia do maior valor na zona central do canal, diminuindo à medida em que se aproxima das paredes do canal, onde nestas a velocidade é zero.

Temos como resultado a expressão:

$$u(y) = \frac{(\Delta p)h^2}{2\mu L} \left[1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right] \quad (1.11)$$

Obtemos assim que a velocidade de escoamento possui um perfil parabólico (ver figura 2), sendo nula nas paredes e máxima no centro, cujo valor é:

$$u_{max} = \frac{(\Delta p)h^2}{2\mu L}$$

onde podemos escrever a equação 1.11 como:

$$u(y) = u_{max} \left[1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right] . \quad (1.12)$$

A velocidade média de escoamento pode ser calculada como

$$\begin{aligned} V &= \frac{1}{A} \int u dA \\ &= \frac{u_{max}}{2h} \int_{-h}^h \left[1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right] dy \quad , \quad dA = dy \\ &= \frac{2}{3} u_{max} \end{aligned}$$

A vazão volumétrica Q , através do sistema (atravessando uma superfície $A = 2h$, visto que estudamos o caso bidimensional) é dada por

$$Q = \int u dA = VA = \frac{4hu_{max}}{3} = \frac{2(\Delta p)h^3}{3\mu L} .$$

Um parâmetro importante na análise de escoamento de fluido no interior de canais é

um fator adimensional chamado *Número de Reynolds* (Re), definido por:

$$Re = \frac{\rho V D}{\mu}, \quad (1.13)$$

onde ρ é a densidade (massa específica) do fluido, V é a velocidade média no interior do canal, D é o comprimento característico (abertura) do canal e μ é a viscosidade do fluido. O número de Reynolds relaciona as quantidades $V\rho$ e μ/D que representam os efeitos inerciais e viscosos respectivamente, de forma que quanto maior for Re , menos importante será a influência da viscosidade sobre o padrão do escoamento, sendo mais atuantes os efeitos inerciais (ρ). Quanto menor o número de Reynolds, maior será o papel da viscosidade em relação aos efeitos inerciais [12]. A transição entre o fluxo laminar e turbulento é usualmente indicada por um número de Reynolds crítico (Re_{crit}), o qual depende das condições de escoamento e deve ser determinado experimentalmente. Dentro de um certo intervalo em torno deste ponto, existe uma região de transição gradual onde o escoamento não é nem inteiramente laminar, nem inteiramente turbulento, de forma que a previsão do comportamento pode ser difícil.

Quando se estuda o escoamento de fluidos em meios desordenados, um parâmetro que caracteriza o sistema é a *permeabilidade*, a qual relaciona a velocidade média de escoamento do fluido através do sistema com a diferença de pressão a qual o sistema está submetido. A expressão é dada pela lei de Darcy. Para o caso de um canal, podemos escrever esta expressão como:

$$V = -\frac{K \Delta p}{\mu L}, \quad (1.14)$$

onde K é a permeabilidade, L o comprimento do canal na direção do escoamento, e ΔP a diferença de pressão [13].

A lei de Darcy é análoga à lei de Ohm para correntes elétricas. O parâmetro *permeabilidade* relaciona a vazão do fluido, através de um canal, com a pressão aplicada neste fluido necessária para que esta vazão ocorra. Quanto menor a pressão necessária para se obter uma determinada vazão em um canal, maior a permeabilidade do canal. Assim, a permeabilidade indica a “resistência” do canal em relação ao escoamento de um fluido.

Podemos verificar que, para um canal liso, temos:

$$|K| = \mu V \frac{L}{\Delta p} = \frac{\mu V h^2}{3\mu V} = \frac{h^2}{3}. \quad (1.15)$$

Vemos então que a permeabilidade para um canal liso só depende da abertura (ou largura) do canal. Logo, em um determinado canal liso, cujo parâmetro h é fixo, a permeabilidade é independente do valor do número de Reynolds do escoamento.

1.3 Fluidodinâmica Computacional

Soluções analíticas para as equações de Navier-Stokes só foram determinadas para poucos casos. A dificuldade de se obter soluções analíticas está no fato de as equações de Navier-Stokes serem equações diferenciais parciais não-lineares, e a teoria matemática para estes casos ainda não está desenvolvida o bastante para que se possa obter soluções analíticas em regiões arbitrárias e condições de contorno gerais. Para se estudar o comportamento de sistemas onde uma solução analítica não é viável, experimentos são feitos em túneis de vento e tanques de água empregando tais sistemas. Devido ao custo elevado para a realização destes experimentos, é comum se dirigir a atenção em apenas alguns pontos dos mesmos. Portanto nem sempre esta abordagem é satisfatória. Duas razões fundamentais podem ser citadas: a primeira em relação à dificuldade de realização dos experimentos em laboratório, mesmo em escala reduzida, como por exemplo o estudo de reentrada de um corpo na atmosfera; o segundo está no custo e tempo de montagem que podem consumir valores proibitivos, como por exemplo em uma simulação do movimento de água no subsolo.

Com o advento do computador a partir dos anos 1950, surgiu uma terceira alternativa utilizando técnicas computacionais para se obter resultados numéricos das equações, possibilitando assim a descrição do escoamento através do campo de velocidade resultante das simulações computacionais.

A *fluidodinâmica computacional* é a área da computação científica que estuda métodos computacionais para simulação de fenômenos que envolvem fluidos em movimento com ou sem troca de calor [8]. Basicamente, o usuário de CFD² está interessado em obter as distribuições de velocidades, pressões e temperaturas na região do escoamento. Da mesma forma que em um experimento convencional de laboratório, na CFD as técnicas computacionais são limitadas pelos parâmetros utilizados na simulação, porém o usuário tem a facilidade para alterar estes parâmetros, como por exemplo a geometria, velocidade e temperatura, pois estes são apenas “dados de entrada” para o simulador. Por isso muitas vezes se diz que as técnicas computacionais estão muito mais próximas das experimentais que das teóricas, como se fossem “experimentos numéricos”.

Para começarmos a estudar um fenômeno físico, é preciso *modelar* o problema. Por *modelar* queremos nos referir ao processo de determinar quais parâmetros físicos (como temperatura e pressão) atuam no sistema, e como eles o afetam. Usualmente os modelos

²*Computational fluid dynamics*, em inglês.

só admitem soluções analíticas se forem feitas simplificações, como desprezar grandezas, visto que elas podem ter uma influência desprezível na solução do problema. Situações envolvendo fluidos em movimento raramente possuem solução analítica. Para tratar o modelo computacional, é necessário expressar as equações de forma adequada no domínio em que são válidas.

A discretização do domínio é necessária, tendo em vista que, computacionalmente, somente podemos lidar com uma região contínua R (infinitos pontos) se determinarmos uma fórmula analítica para a solução do problema. No caso de técnicas numéricas não é possível tratar R como contínua, visto que o método numérico obtém a solução em pontos (x, t) , por exemplo, por cálculos de adição e multiplicação. Temos então que escolher apenas alguns pontos dentro da região R e calcular a solução do problema apenas neles. Tal processo é conhecido como “*discretização*” e o conjunto de pontos discretos que constituem o domínio é chamado de *malha*³. Os termos que aparecem nas equações que governam o escoamento são escritos em função dos valores das incógnitas (velocidade, pressão, etc) nestes pontos. Temos então um conjunto de equações algébricas, acopladas ou não, geralmente lineares. Em casos em que as equações são não-lineares, um processo de linearização é necessário para a resolução do sistema. As equações são modificadas em pontos perto da fronteira do sistema, onde são introduzidas as condições de contorno. Estas, juntamente com as condições iniciais, propriedades físicas do sistema e parâmetros do escoamento, determinam as condições para a solução do problema.

Com os resultados obtidos da simulação, é necessária a interpretação física do problema a fim de eliminar possíveis erros gerados. Estes erros estão associados aos limites das técnicas numéricas inerentes ao processos de discretização das equações, de arredondamento nos cálculos feitos no computador, e da aproximação numérica das condições auxiliares.

É de fundamental importância a escolha adequada das *condições auxiliares* de qualquer problema modelado por equações diferenciais. O comportamento físico do sistema depende fortemente destas condições, que subdividem-se em *condições iniciais* e *condições de fronteira*. A condição inicial para a equação de Navier-Stokes está basicamente associada à quantidade $\nabla \cdot \vec{v} = 0$, ou seja, ela deve satisfazer a equação da continuidade. Em relação às condições de fronteira, citaremos algumas:

- *Região de entrada do fluido*: em geral se conhece a velocidade do fluido ou sua vazão na região de entrada no domínio.

³ *Grid* ou *mesh*, em inglês.

- *Paredes sólidas*: quando temos um escoamento de um fluido viscoso, normalmente definimos uma velocidade tangencial u_t do fluido em relação à parede como sendo igual a zero. Dizemos que a fronteira é *não-eskorregadia* (*no-slip*, em inglês). Isto reflete no fato do fluido está parado em relação à parede, o que implica também que a componente normal da velocidade (u_n) ser também nula, pois o mesmo não pode penetrar na parede.
- *Região de saída do fluido*: esta é uma das condições mais difíceis de serem tratadas, pois podem gerar problemas em todo o campo de escoamento se forem escolhidas especificações incorretas.

A melhor forma de extrair informações destes dados é através da *visualização científica* que corresponde à forma gráfica de apresentar as várias propriedades do escoamento: campos de velocidade, pressão, temperatura, concentração de substâncias, e qualquer outra de interesse, facilitando assim o entendimento dos processos que ocorrem no escoamento.

1.3.1 Métodos Numéricos

Aqui vamos apresentar os métodos numéricos utilizados para a solução das equações que governam o escoamento do fluido. Para tal tarefa usamos o software comercial *Fluent* [14].

No presente trabalho utilizamos um método numérico conhecido como “método baseado na pressão” onde o campo de velocidade é obtido das equações de momento (eq. 1.4 e 1.5). O campo de pressão é extraído resolvendo a equação da pressão a qual é obtida manipulando as equações da continuidade e do momento. No processo de discretização do domínio usamos a técnica de “volumes de controle” que consiste em: dividir o domínio em volume de controle discretos (volumes finitos) usando uma grade computacional (malha); integrar as equações governantes sobre cada volume de controle a fim de gerar equações algébricas para as variáveis dependentes (discretas); linearizar as equações discretizadas e resolver o sistema de equações lineares resultante para se obter os novos valores (atualizados) das variáveis dependentes.

O método *baseado na pressão* usa um algoritmo onde as equações governantes são resolvidas sequencialmente (isto é, separadas uma da outra). Como estas equações são acopladas, o cálculo deve ser feito iterativamente a fim de obter a convergência da solução numérica. Cada equação é *desacoplada* quando está sendo resolvida.

Cada iteração consiste das seguintes etapas:

1. Atualização das propriedades do fluido (densidade, viscosidade). Na primeira iteração são utilizados os valores iniciais das variáveis.
2. Resolução das equações de momento, uma após outra, usando os valores correntes de pressão e fluxo de massa na face do volume de controle, desta forma atualizando o campo de velocidades.
3. Resolução da equação de correção para a pressão, derivada da equação da continuidade e das equações de momento linearizadas. Sendo resolvida esta equação, as correções necessárias da pressão, dos campos de velocidade e dos fluxos de massa nas faces do volume de controle são obtidas, para que a equação da continuidade seja satisfeita.
4. Quando for o caso, equações para grandezas escalares são resolvidas usando os valores previamente atualizados das demais variáveis.
5. Verificação da convergência das equações.

Estas etapas são repetidas até ser alcançado o critério de convergência.

A discretização das equações governantes pode ser ilustrada considerando a equação diferencial de convecção-difusão (ou de transporte) para a propriedade ϕ .

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\phi\vec{v}) = \nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi) + S_\phi \quad (1.16)$$

A variável genérica ϕ representa uma propriedade do escoamento (como concentração, velocidade ou temperatura). Se $\phi = u$ temos a equação do momento na direção x , se $\phi = T$ a equação de calor, etc.

A importância da equação 1.16 está na sua generalidade. Por exemplo, a distribuição da concentração de um poluente em um rio é modelada por uma equação de transporte. Podemos também escrever esta equação a partir da integração em um volume de controle V , obtendo-se sua forma integral:

$$\int_V \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \int_V \nabla \cdot (\rho\phi\vec{v}) dV = \int_V \nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi) dV + \int_V S_\phi dV$$

e após algumas modificações pode ser escrita como

$$\int_V \frac{\partial\rho\phi}{\partial t} dV + \oint \rho\phi\vec{v} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\phi \nabla\phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV \quad (1.17)$$

onde:

ρ = densidade

\vec{v} = vetor velocidade (= $u\hat{i} + v\hat{j}$ em 2D)

\vec{A} = vetor de área

Γ_ϕ = coeficiente de difusão de ϕ

$\nabla\phi$ = gradiente de ϕ (= $(\partial\phi/\partial x)\hat{i} + (\partial\phi/\partial y)\hat{j}$ em 2D)

S_ϕ = Termo-fonte de ϕ

O *Fluent*, usando volume de controle, converte a equação escalar de transporte (eq. 1.17) em uma equação algébrica que pode ser resolvida numericamente. Esta técnica de volume de controle consiste em integrar a equação de transporte sobre cada pequeno volume, fornecendo uma equação discreta que obedece à lei de conservação.

A equação 1.17 é aplicada a cada volume de controle, ou célula, no domínio computacional. A célula triangular 2D mostrada na figura 3 é um exemplo de volume de controle. A discretização da equação 1.17 sobre uma dada célula resulta na seguinte forma:

$$\frac{\partial\rho\phi}{\partial t}V + \sum_f^{N_{faces}} \rho_f \vec{v}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\phi \nabla\phi_f \cdot \vec{A}_f + S_\phi dV \quad (1.18)$$

onde

N_{faces} = número de faces (superfícies) em volta da célula

ϕ_f = valor de ϕ conduzido através da face f

$\rho_f \vec{v}_f \cdot \vec{A}_f$ = fluxo de massa através da face

\vec{A}_f = área da face f , $|A|$ (= $|A_x\hat{i} + A_y\hat{j}|em2D$)

$\nabla\phi_f$ = gradiente de ϕ na face f

V = volume da célula

O *Fluent* armazena os valores discretos da variável ϕ (valor desconhecido) no centro das células, como ilustrado na figura 3 para os pontos c_0 e c_1 . Porém a equação 1.18 necessita dos valores ϕ_f nas faces. Estes valores são obtidos com a utilização de uma

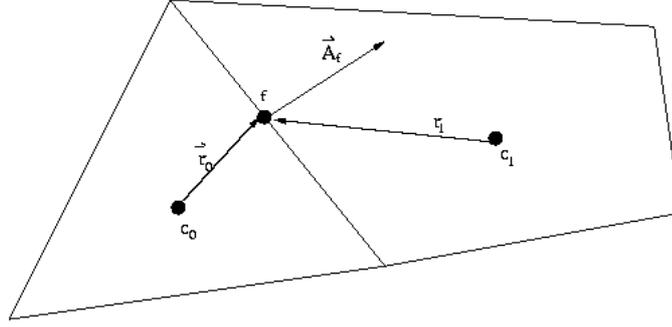


Figura 3: Volume de controle usado para ilustrar a discretização da equação de transporte (eq. 1.17).

discretização *upwind*⁴, em que a aproximação da derivada espacial depende da direção de propagação das características.

No presente trabalho escolhemos o esquema *upwind* com uma precisão de segunda ordem, no qual os valores de ϕ_f nas faces são obtidos através de uma expansão em série de Taylor com relação ao valor central, de acordo com a expressão

$$\phi_f = \phi + \nabla\phi \cdot \Delta\vec{r} \quad (1.19)$$

onde ϕ e $\nabla\phi$ são os valores central e seu gradiente na célula a montante e $\Delta\vec{r}$ é o vetor deslocamento entre o centro da célula à montante e o ponto central da superfície desta célula (ver fig. 3). Para a quantidade $\nabla\phi$, usamos uma expressão baseada no teorema de Green-Gauss, discretizado da seguinte forma

$$(\nabla\phi)_{c0} = \frac{1}{V} \sum_f \bar{\phi}_f \vec{A}_f \quad \text{com} \quad \bar{\phi}_f = \frac{\phi_{c0} + \phi_{c1}}{2}. \quad (1.20)$$

A equação de transporte 1.18 possui valores da variável escalar ϕ , bem como da mesma quantidade das células vizinhas, ambos desconhecidos. Esta equação, em geral, será não-linear com respeito à esta variável. A forma linearizada desta equação pode ser escrita como

$$a_P \phi_P = \sum_k a_k \phi_k + b, \quad (1.21)$$

onde o índice P é referente à célula central e k às células vizinhas, a_P e a_k são os coeficientes linear para ϕ_P e ϕ_k respectivamente, e b é a contribuição da parte constante do termo-fonte S_c em $S = S_c + S_P \phi$ e das condições de contorno. O número de células vizinhas para cada célula depende da topologia da malha usada, mas geralmente é igual ao número de faces que circundam a célula (número de faces da célula).

⁴Expressão inglesa que significa *à montante* de um ponto no escoamento, ou seja, na direção de onde vem o escoamento.

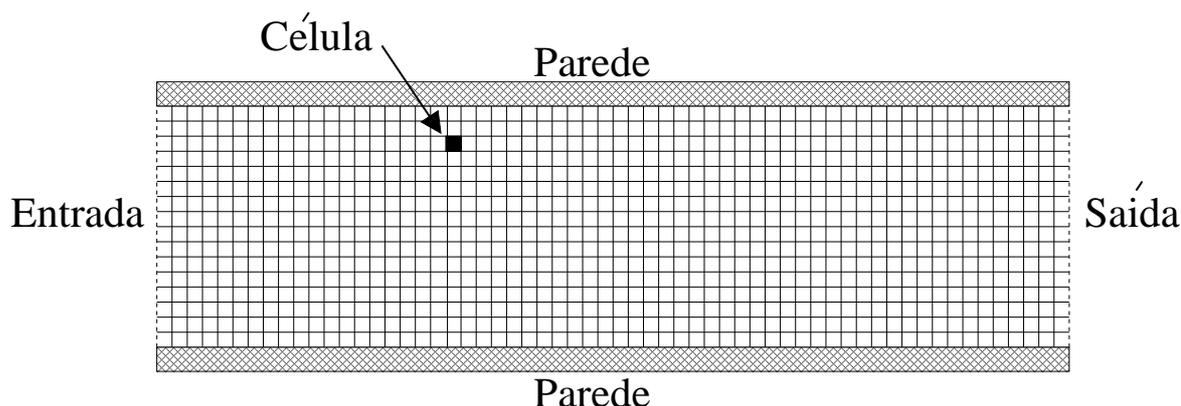


Figura 4: Domínio discretizado do canal liso, com as regiões de fronteira indicadas. A malha quadrada contém 16x60 células onde as equações são resolvidas e seus valores armazenados.

Para a verificação da convergência da solução um dos critérios usados é definido em termos de “resíduos”, os quais fornecem uma medida do grau em que as equações de conservação estão sendo satisfeitas ao longo do campo de escoamento. O Resíduo R^ϕ computado pelo *Fluent* vinculado ao método baseado na pressão está relacionado ao “desequilíbrio” gerado pela eq. 1.21 somado sobre todas as células P , escrito como

$$R^\phi = \frac{\sum_P |\sum_k a_k \phi_k + b - a_P \phi_P|}{\sum_P |a_P \phi_P|}. \quad (1.22)$$

Os resíduos para cada variável do escoamento (velocidade, pressão, etc) dão uma medida da magnitude do erro na solução em cada interação. Em geral, a solução pode ser considerada convergida se os resíduos são da ordem de 10^{-3} .

1.4 Canal liso: análise numérica

Nesta seção vamos analisar o escoamento de um fluido entre duas placas paralelas, mas diferentemente da abordagem feita na seção 1.2, aqui faremos o tratamento numérico do problema. Da mesma forma que antes, o fluido é tratado de forma que ele seja newtoniano e incompressível. Não há interação do tipo gravitacional.

Na figura 4, podemos ver a malha usada para discretizar o domínio. As paredes do canal são tratadas de forma que o fluido não deslize, assim a velocidade relativa entre a parede e a camada de fluido adjacente à esta é zero. Na região de entrada é adotado um perfil parabólico de velocidade de acordo com a equação 1.12. Na região de saída, adotamos como condição de contorno de pressão, esta sendo constante e igual à zero.

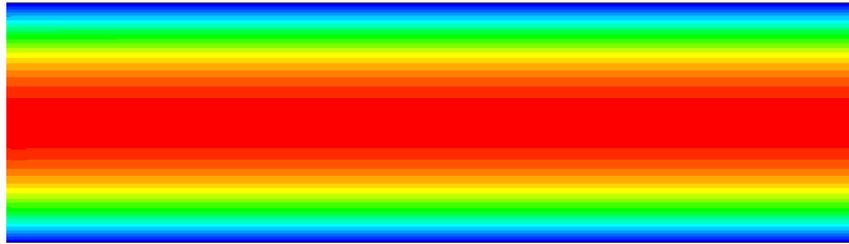


Figura 5: Perfil parabólico de velocidade em escala de cores. Fluido escoando da esquerda para a direita. Magnitude de velocidade variando de azul escuro (menor velocidade) até vermelho escuro (maior velocidade).

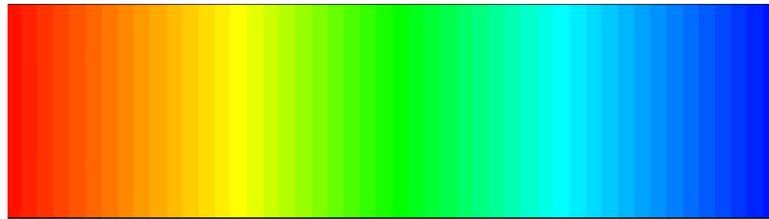


Figura 6: Perfil linear de pressão em escala de cores. Fluido escoando da esquerda para a direita. Magnitude de pressão variando de azul escuro (menor pressão) até vermelho escuro (maior pressão).

A velocidade adotada na condição de contorno da porção de entrada no canal é tal que a velocidade de escoamento do fluido possui um valor relativamente baixo se comparado com velocidades que podem provocar turbulência ($R \approx 2000$). Desta forma, o problema é tratado usando equações (seção 1.3.1) para um fluido escoando em regime estacionário, isto é, os termos são independentes do tempo. As equações são resolvidas usando um esquema *upwind* de primeira ordem. A malha utilizada contém 16×60 células nas quais são armazenados os valores, como por exemplo pressão, velocidade, densidade, temperatura, etc (fig. 4). Nesta simulação, a convergência das equações (momento e continuidade) foi obtida quando os valores dos resíduos atingiram valores iguais a 10^{-6} .

Nas figuras 5 e 6 mostramos os campos de velocidade e pressão, respectivamente, obtidos a partir de simulações computacionais. Qualitativamente, observamos que o escoamento é laminar, com um perfil de velocidade parabólico e constante ao longo do canal. Podemos ver também, através da figura 7, a concordância entre os resultados numérico e analítico através do perfil de velocidade exibido na região de saída do canal.

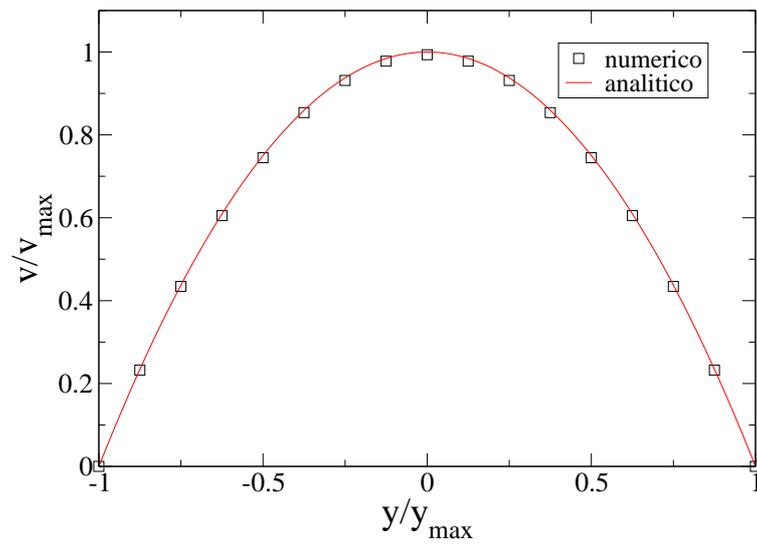


Figura 7: Perfil de velocidade na região de saída do canal liso. Comparação entre o resultado numérico e analítico.

2 ESCOAMENTO EM CANAIS CATRACA

A natureza da *catraca* vem sendo estudada tanto no âmbito da física clássica [4] como da física quântica [15]. Feynman em seus *Lectures* [1] aborda uma experiência com uma máquina a qual podia realizar trabalho através dos movimentos aleatórios de partículas. Dois recipientes contendo gases com temperaturas iguais ($T_1 = T_2 = T$), isolados, conectados por um eixo no qual uma extremidade possuía palhetas e a outra, uma catraca. Devido ao choque das moléculas do gás nas palhetas, estas oscilam ora girando em um sentido, ora no outro. Para fazer com que este movimento seja retificado, isto é, o eixo gire apenas em um sentido, uma lingüeta é conectada à catraca (fig. 8). Desta forma poderia-se levantar um pequeno objeto preso ao eixo. Levando em conta o problema de maneira mais detalhada pode-se chegar à conclusão de que só é possível a realização de trabalho se a temperatura das palhetas (T_1) for maior que a temperatura da catraca (T_2).

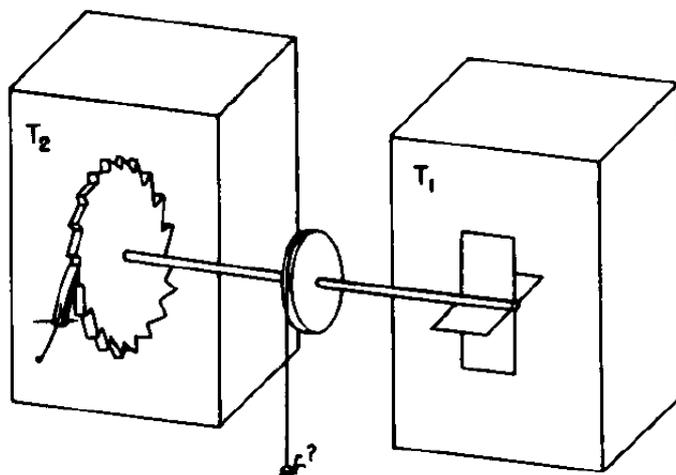


Figura 8: Máquina idealizada por Feynman [1].

Esta idéia de uma máquina funcionando através de movimentos aleatórios de partículas (moléculas) deu origem ao que hoje chamamos de “Motores Brownianos” ou “Motores

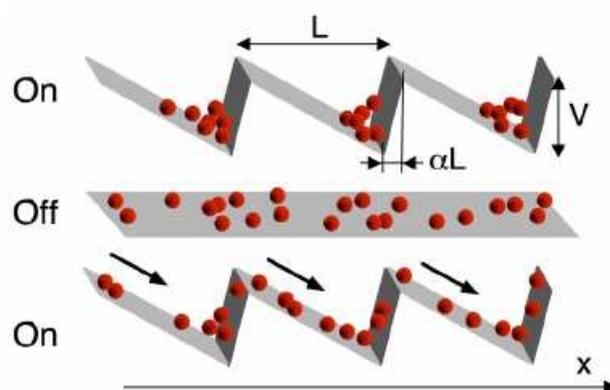


Figura 9: Esquema de um potencial catraca tipo *liga-desliga* induzindo o surgimento de uma direção preferencial de deslocamento para um sistema de partículas brownianas [2].

Moleculares” [16, 17]. As proteínas que fazem parte do metabolismo celular são um exemplo de tais motores, visto que fazem parte de processos como o *transporte passivo* (proteínas de canal) e *transporte ativo* (proteínas carregadoras, chamadas de bombas), processos que são semelhantes aos desempenhados por motores. A energia necessária para o funcionamento destes *motores* vem da energia química, sendo esta transformada em energia mecânica. O motor browniano age estabelecendo uma direção preferencial de deslocamento de partículas. Estas partículas constituem um sistema fora do equilíbrio (movimento browniano) que, quando submetido à alguma propriedade física que possui uma assimetria espacial ou temporal (um potencial elétrico assimétrico, por exemplo) passa a ter um comportamento “organizado”. Podemos ilustrar tal situação através de um sistema composto de partículas que se movem aleatoriamente, submetidas à um *potencial catraca* [18], de acordo com a figura 9. Durante a fase *On* as partículas se concentram em torno da região de potencial mínimo. Na fase *Off* as partículas seguem seu movimento aleatório seguindo uma difusão isotrópica. Uma troca periódica ou aleatória entre os estados *On* e *Off* induz o aparecimento de uma corrente no sentido positivo de x . Esta ilustração pode ser vista no trabalho de Heiner Linke [2].

Pesquisas sobre o *efeito catraca* vêm sendo desenvolvidas com contribuições de trabalhos teóricos [18–20] e experimentais [21–23]. Idéias foram surgindo baseando-se no princípio da quebra de simetria em busca do efeito catraca. Linke [3] aplicou este princípio para desenvolver um mecanismo onde gotas poderiam se deslocar sobre uma superfície em formato de catraca através do *efeito Leidenfrost* (figura 10-a). Kettner [4] também usa a mesma idéia da catraca em um dispositivo capaz de separar partículas imersas em um líquido que oscila dentro de estruturas porosas cujos poros são constituídos de canais cujas paredes possuem um perfil de catraca (figura 10-b).

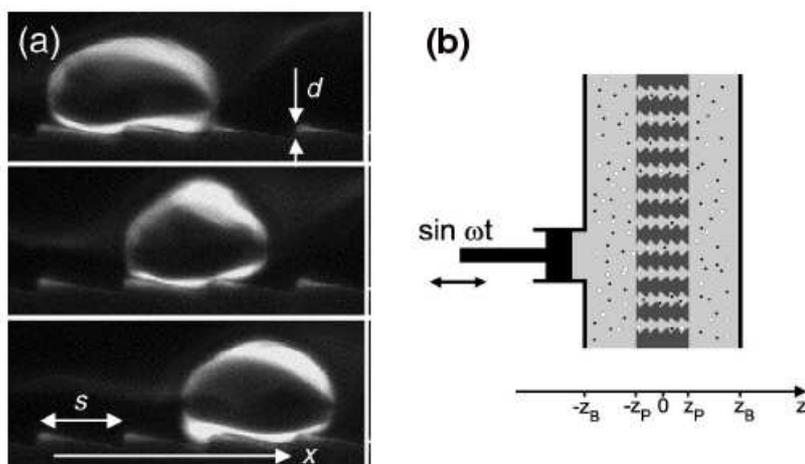


Figura 10: (a) Deslocamento de gotas sobre uma superfície “catraqueada” [3] . (b) Dispositivo de separação de partículas em poros com formato de catraca [4].

O estudo do escoamento viscoso no interior de canais desta natureza é de grande importância para o processo de transporte em meios porosos, tais como extração de petróleo do interior de rochas porosas e processos de filtragem em geral. As propriedades do escoamento devido à periodicidade geométrica podem ser aplicadas a modelos de geração de ventos por ondas em água, formação de ondulações em rios e dunas, formação de ondulações em superfícies em fusão [24]. Canais com constricções são também estudados, de forma teórica [25] e experimental [26], com aplicação em lesões vasculares. Trabalhos anteriores [24–29] consideraram o escoamento em canais com geometria sem quebra de *simetria direcional*, isto é, a largura do canal varia periodicamente e de forma simétrica. Assim surge o interesse em estudar uma estrutura com quebra de simetria direcional (canal catraca), de forma a verificar a dependência do escoamento devido às propriedades desta peculiar geometria.

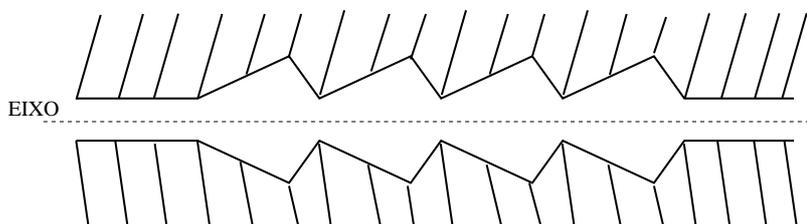


Figura 11: Canal tipo catraca.

Neste capítulo faremos um estudo sobre o escoamento em canais cuja geometria possui características que podem provocar efeitos inerentes a canais rugosos. O canal que tratamos possui uma largura que varia de forma periódica, porém assimétrica, na direção do eixo do canal (direção do escoamento), de acordo com a figura 11. Devido às paredes do canal possuírem um formato que lembra dentes de uma catraca, vamos nos referir a

este canal como sendo um *canal catraca*. Consideramos um modelo 2D para o escoamento estacionário de um fluido newtoniano e incompressível, em regime de escoamento variando de baixos Reynolds, onde os efeitos viscosos são dominantes, até altos Reynolds, onde os efeitos de inércia são importantes.

2.1 Canal catraca

Nesta seção vamos analisar um escoamento um pouco mais complexo em relação ao discutido no primeiro capítulo. Devido às regiões onde o fluido pode desenvolver vórtices, as equações governantes envolvem termos não-lineares, os quais não aparecem no escoamento em um canal liso. Optamos assim por abordar o problema usando técnicas numéricas.

O *canal catraca* que vamos usar é ilustrado na figura 11, possuindo regiões auxiliares, uma na entrada e uma na saída. Estas duas regiões são formadas por trechos de um canal liso, possuindo um perfil de velocidade característico de um *escoamento de Poiseuille*. Empregamos estas regiões de forma a obter um escoamento “bem comportado” nestas regiões, visto que a escolha das condições de contorno de entrada e saída são críticas na resolução das equações governantes. O canal catraca é caracterizado pelos parâmetros indicados na figura 12.

O canal possui um comprimento total L . As paredes do canal são formadas por estruturas sólidas periódicas de comprimento característico l , que vamos nos referir por “dentes”. Cada dente possui uma altura H . A largura do canal é caracterizada pelo comprimento de menor abertura h . O fator de simetria que vamos utilizar para classificar

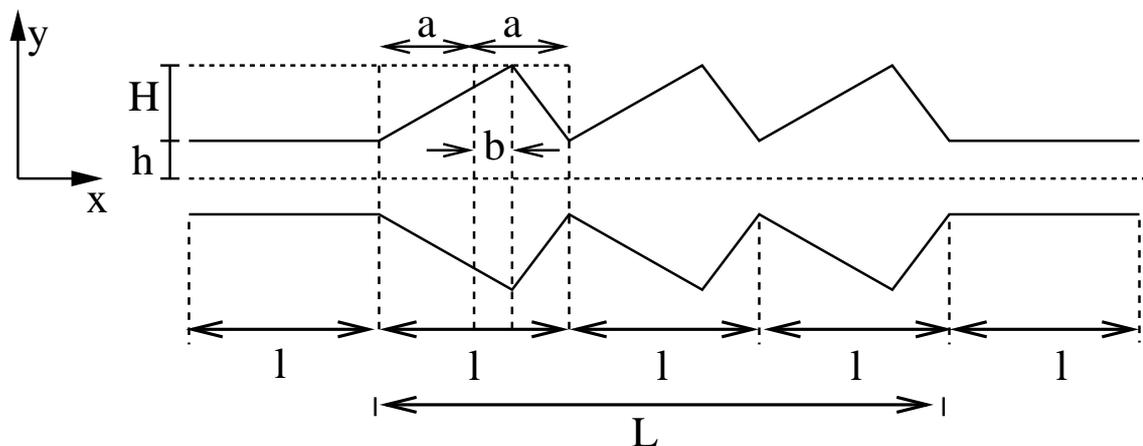


Figura 12: Canal catraca e parâmetros gerais.

o grau de simetria do canal é definido por

$$\sigma = 1 - \frac{b}{a}, \quad (2.1)$$

onde $a = l/2$ e $0 \leq b \leq a$. Para $b = 0$ temos um fator $\sigma = 1$ que está associado à um canal simétrico, enquanto para $b = a \rightarrow \sigma = 0$ está para um canal de máxima assimetria (observe a figura 16).

Da mesma forma da análise feita no capítulo 1, utilizamos aqui um fluido newtoniano e incompressível, com densidade ρ e viscosidade μ . Como condições de contorno temos um perfil parabólico de velocidade para o fluido na região de entrada do canal (escoamento Poiseuille), e uma pressão constante e igual a zero na região de saída. O fluido não desliza nas paredes do canal, de forma que nestas ele possui velocidade igual à zero (tanto normal quanto tangencial). Analisamos o caso em que o fluido escoar em regime estacionário, isto é, a velocidade do fluido não varia com o tempo.

2.2 Teste de Convergência

Antes de prosseguir com os resultados que obtivemos nas simulações, expomos aqui o método que usamos para verificar convergência da solução numérica. Usamos tanto a convergência em termos dos *resíduos* dos cálculos, como também em termos da independência da malha computacional, tendo em vista que os resultados não podem depender da malha que utilizamos.

Na figura 13 está o gráfico dos resíduos gerado por uma simulação que utilizava uma malha com células de tamanho 0.166, para um fluido escoando com $Re = 1$. No gráfico, o eixo x representa as *iterações* e o eixo y os *resíduos*. As iterações de 0 a 200 (eixo x) estão relacionadas à uma convergência de primeira ordem, enquanto as iterações de 200 a 300 estão relacionadas à uma convergência de segunda ordem. Usamos um critério de convergência no qual a simulação termina quando os resíduos atingem um valor igual a $1,0 \cdot 10^{-06}$ para a continuidade e velocidades na direção x e y .

Como a solução das equações não pode depender da malha computacional, fizemos testes usando malhas de diferentes tamanhos de células, como ilustrado na figura 14. A região central do canal é constituída por células quadradas, enquanto a região das paredes contém células triangulares. Cada malha é identificada pelo nome “nXX” onde “XX” representa o número de células quadradas que ocupam a região central do canal na direção vertical.

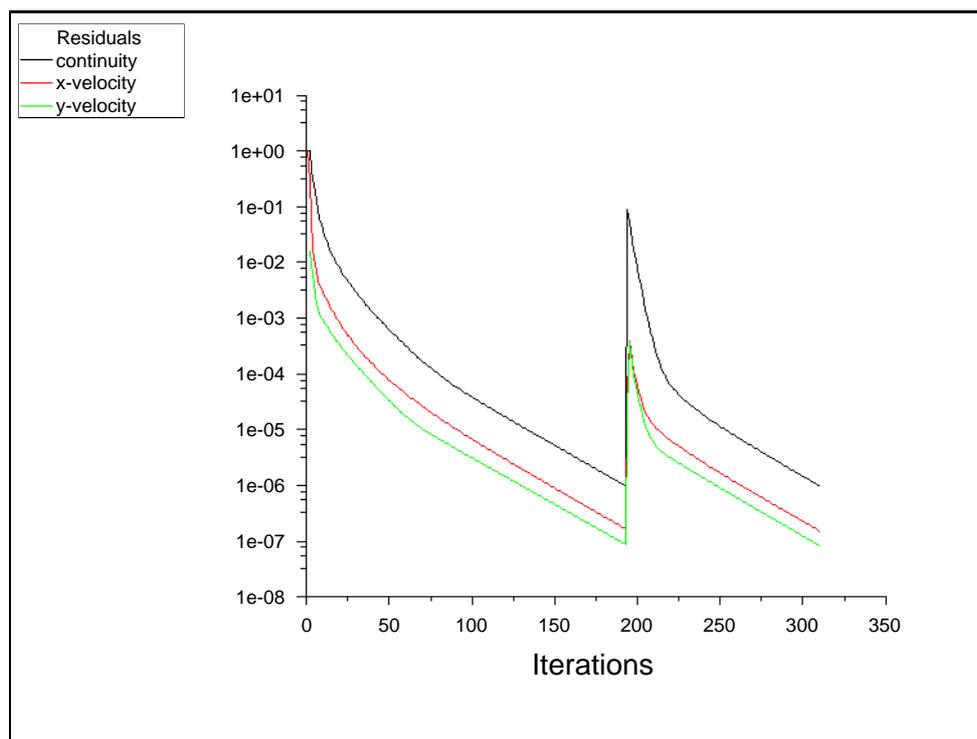


Figura 13: Gráfico dos resíduos gerados por uma simulação que usava uma malha com células de tamanho 0.166.

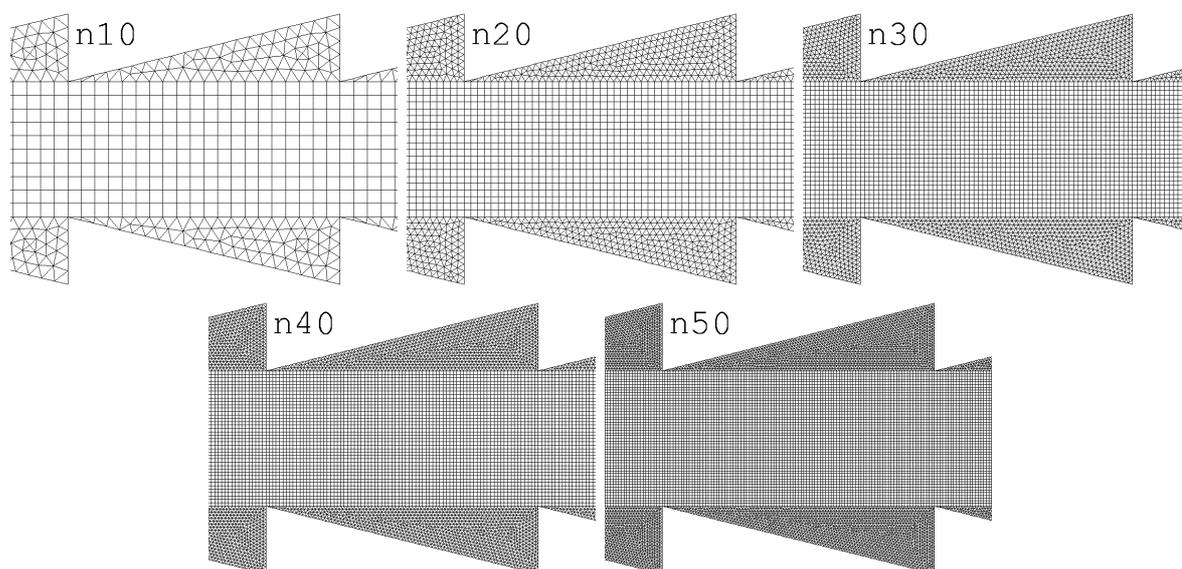


Figura 14: Malhas usadas no teste de convergência. Cada malha é identificada pelo nome “nXX” onde “XX” representa o número de células quadradas que ocupam a região central do canal na direção vertical.

Estamos interessados em verificar se os valores numéricos obtidos, como solução das equações governantes, estão com boa precisão. Simulamos primeiro o escoamento utilizando uma malha com células relativamente grandes. Verificamos os valores obtidos nesta primeira simulação. Uma nova malha é gerada, esta contendo células de tamanho menor,

isto é, uma malha mais “fina”. Verificamos novamente os valores obtidos. Os valores da variável de interesse poderão possuir valores diferentes nas duas malhas, devido ao limite do cálculo numérico em si. Prosseguimos refinando a malha até alcançarmos uma solução onde estes valores possuem diferenças insignificantes. Assim, alcançamos um limite onde a relação entre o custo computacional e a precisão da solução são eficientes, isto é, o tempo dispendido no estudo do problema é minimizado¹. Para ilustrar este procedimento, escolhemos nesta seção a *pressão estática* como a variável de interesse. Analisamos a variação da pressão estática ao longo do canal como indicativo de convergência. No gráfico apresentado na figura 15 pode-se ver esta variação. Duas regiões são mostradas com mais detalhes, uma em $0.1 < x < 0.2$ e outra em $2.5 < x < 2.6$. Usaremos a região que apresenta os maiores valores de pressão ($0.1 < x < 0.2$) para observarmos a convergência da solução, visto que a diferença entre os valores de cada malha são mais evidenciados. Na tabela 1 estão os valores da pressão no ponto $x = 0.2$ do canal, onde calculamos o valor da pressão estática em cada ponto sobre uma linha vertical localizada neste ponto e calculamos a média ponderada pela área, que no caso (2D) é o comprimento da linha. Podemos observar que a malha *n30* já mostra uma boa precisão do resultado, desta forma passa a ser a mais adequada na análise do problema.

Tabela 1: Característica das malhas usadas no teste de convergência. A malha é nomeada com o nome padrão “XX”, onde “XX” é o número de células quadradas na direção vertical. O erro está relacionado ao valor calculado em relação à malha de menor célula (n50).

Malha	Tamanho da célula	Pressão Estática	Erro
n10	0.500	122.74030	0.0319795
n20	0.250	125.37503	0.0102927
n30	0.166	126.15194	0.0040708
n40	0.125	126.44452	0.0017475
n50	0.100	126.66548	0.0000000

2.3 Resultados

Analisaremos aqui cinco configurações do canal catraca. As três principais configurações estão relacionadas ao grau de simetria do canal, podendo este possuir um fator de simetria σ (ver eq. 2.1) com os valores 1, 0.5 e 0, isto é, um canal simétrico, intermediário e assimétrico respectivamente. Duas outras configurações do canal catraca

¹O tempo computacional pode ser inviável se empregarmos uma malha com células muito pequenas, pois consome muitos recursos de memória e processamento.

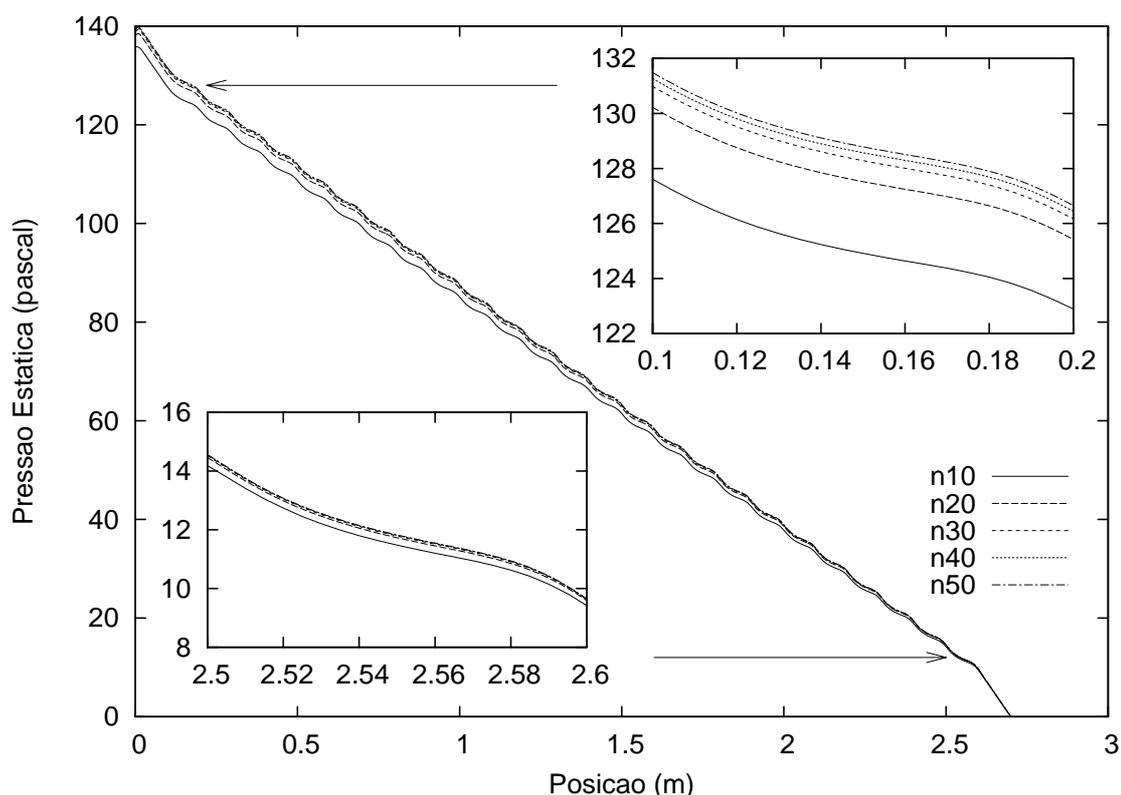


Figura 15: Decaimento da pressão estática ao longo do canal.

estão relacionadas ao canal assimétrico ($\sigma = 0$), nas quais uma possui *dentes* com uma certa inclinação, e outra com um deslocamento relativo entre a parede superior e inferior. Ilustramos na figura 16 estas cinco configurações do canal. O fluido escoava no interior do canal nos sentidos: *esquerda para direita* ($esq \rightarrow dir$) e *direita para esquerda* ($dir \rightarrow esq$). O fluido que empregamos em todas análises neste trabalho possui uma densidade $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ e viscosidade $\mu = 1 \text{ kg/m} \cdot \text{s}$. Além disso, admitimos que o escoamento é estacionário e o fluido é contínuo, newtoniano e incompressível. A condição de *não-deslizamento* é empregada em toda a interface sólido-fluido.

Na região de entrada do fluido no canal temos como condição de contorno um perfil parabólico de velocidades, característico de um escoamento de Poiseuille. Na saída do canal temos como condição de contorno uma pressão constante igual à zero (sobre uma linha transversal ao eixo do canal). O gráfico do perfil de velocidade na entrada e saída é mostrado na figura 17. Podemos ver a boa concordância dos resultados comparando com o escoamento de Poiseuille.

O perfil de velocidades para canais com $\sigma = 1$, $\sigma = 0.5$ e $\sigma = 0$, com um escoamento para $Re = 1$ no sentido $esq \rightarrow dir$ é mostrado na figura 18 em escala de cores. Podemos observar que o escoamento é laminar com um perfil de velocidade semelhante nos três

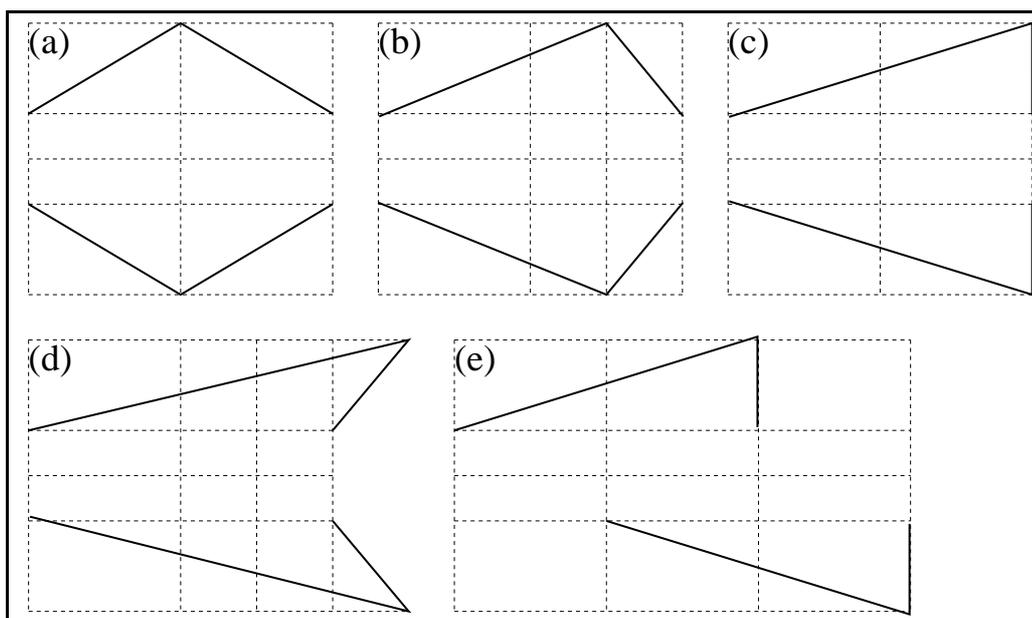


Figura 16: Variações dos dentes de catraca do canal. Os canais são caracterizados como (a) simétrico $\sigma = 1$, (b) intermediário $\sigma = 0.5$, (c) assimétrico $\sigma = 0$. Duas configurações do canal assimétrico são também analisadas, uma possuindo dentes *negativos* (d) e outra com um deslocamento de parede inferior por um fator $\lambda = 0.5$ (e).

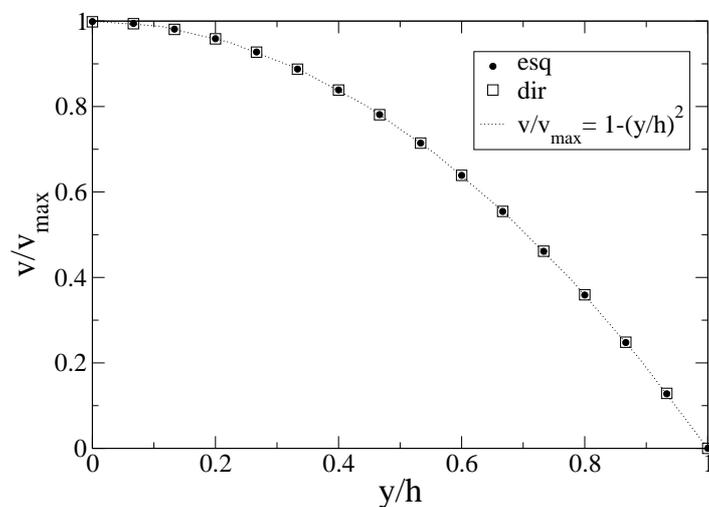


Figura 17: Perfil de velocidade nas regiões de entrada (esq) e saída (dir) do canal, comparados com o resultado analítico.

casos, mas com diferenças nas regiões próximas às paredes devido às diferenças nas geometrias. É possível perceber que a variação da largura do canal, em virtude dos dentes, possibilita o surgimento de constrictões no canal, ocasionando mudanças significativas nos campos de velocidade, como mostrado na figura 18. A figura 19 ilustra um adensamento das linhas de corrente nas regiões mais estreitas do canal. Zonas de recirculação de fluido

são formadas no interior dos dentes, sendo que a velocidade de recirculação é muito baixa se comparada à velocidade de escoamento no centro do canal. O perfil de velocidade é mantido quando o fluido escoa no sentido *dir* → *esq*, visto que para um número de Reynolds baixo, efeitos inerciais devido à interação do fluido com as paredes do canal são desprezíveis, se comparados aos efeitos devido à viscosidade do fluido.

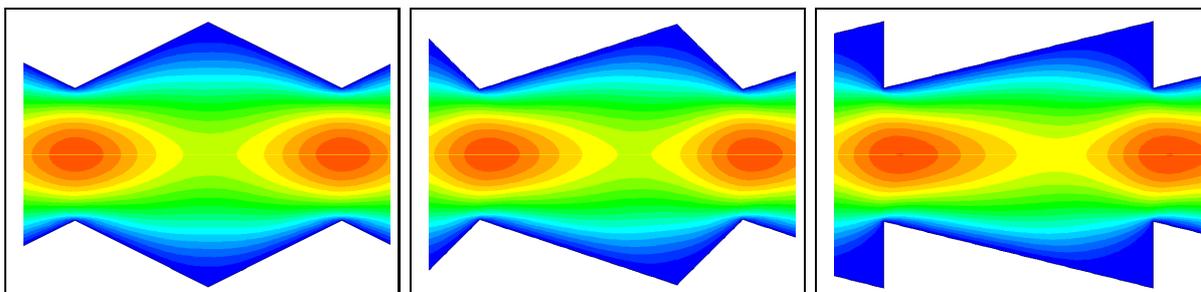


Figura 18: Perfil de velocidades em um “dente”, para os canais simétrico, intermediário e assimétrico, respectivamente. Escoamento com $Re = 1$ no sentido *esq* → *dir*. Magnitude de velocidade variando de zero (azul escuro) até a velocidade máxima alcançada (vermelho escuro).

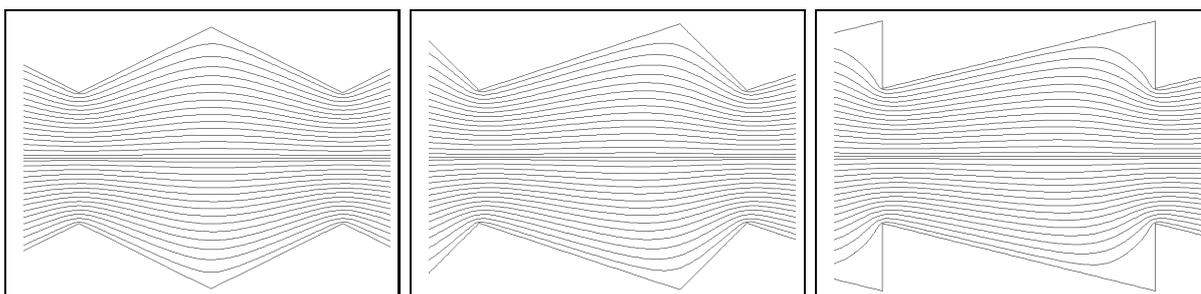


Figura 19: Linhas de corrente para os canais simétrico, intermediário e assimétrico, respectivamente (os mesmos da fig. 18). Escoamento com $Re = 1$ no sentido *esq* → *dir*.

Fizemos uma análise da permeabilidade dos canais para diversos valores do número de Reynolds, desde $Re = 1$ até $Re = 562$, onde o escoamento do fluido permanece laminar. Observamos que existe uma diferença da permeabilidade para o escoamento nos dois diferentes sentidos, da ordem de 5%. O gráfico mostrado na figura 20 ilustra o comportamento da permeabilidade em função do número de Reynolds do fluido. Percebemos que a diferença entre a permeabilidade nos diferentes sentidos de escoamento aumenta à medida em que se aumenta a velocidade do escoamento (número de Reynolds). Nas figuras 21 e 22 podemos ver o perfil de velocidades para o escoamento com $Re = 562$ nos canais intermediário e assimétrico, respectivamente. Observamos uma pequena diferença do perfil de velocidade para estes dois casos comparando o escoamento *esq* → *dir* com o *dir* → *esq*.

Embora a diferença de permeabilidade seja pequena, este comportamento pode sugerir

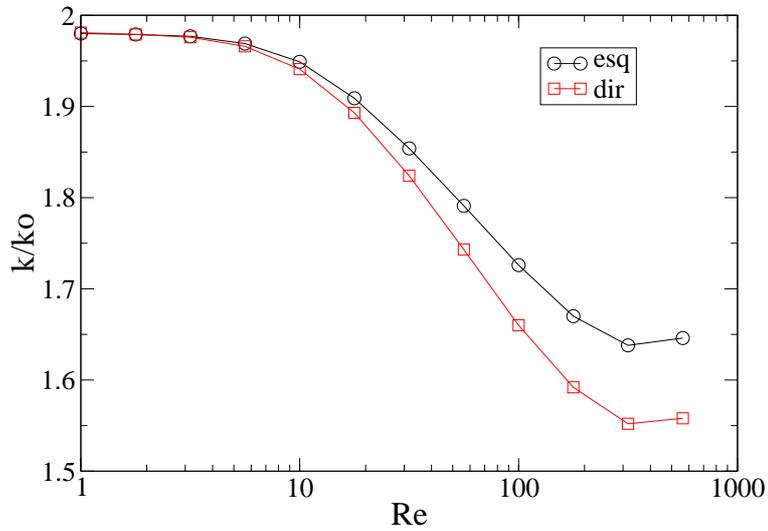


Figura 20: Permeabilidade do canal assimétrico para diferentes valores de Re nos sentidos $esq \rightarrow dir$ (*esq*) e $dir \rightarrow esq$ (*dir*). Valor da permeabilidade em relação à permeabilidade de um canal liso (k_0) com a mesma largura característica h .

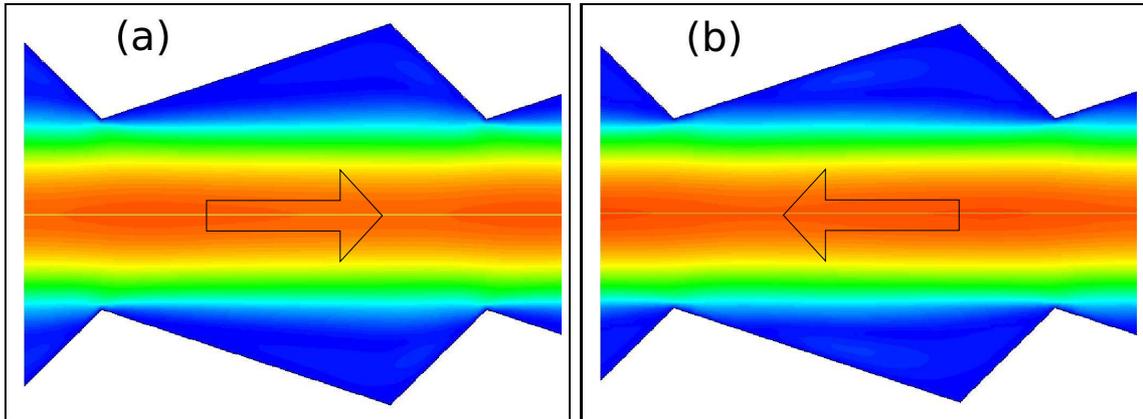


Figura 21: Perfil de velocidades em um “dente”, para o canal intermediário. (a) Escoamento no sentido $esq \rightarrow dir$, e (b) $dir \rightarrow esq$. Escoamento com $Re = 562$. Magnitude de velocidade variando de zero (azul escuro) até a velocidade máxima alcançada (vermelho escuro).

que exista algum “efeito catraca”, apesar de estarmos tratando de um escoamento no regime estacionário. Exaustivas simulações computacionais foram feitas para verificar se este efeito, embora mínimo, existia realmente. Este efeito é minimizado à medida que se aumenta a simetria do canal ($\sigma > 0$), onde a diferença entre as permeabilidades se torna cada vez menor, isto é, $k_{esq \rightarrow dir} / k_{dir \rightarrow esq} \approx 1$.

Analisamos também dois casos com variações do canal assimétrico. Os resultados mostram que nestas duas variações o comportamento em relação à permeabilidade é se-

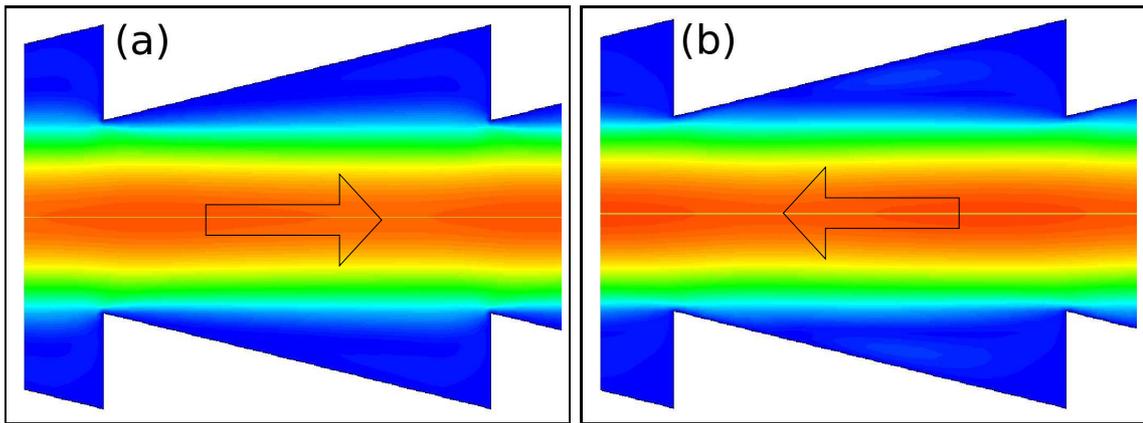


Figura 22: Perfil de velocidades em um “dente”, para o canal assimétrico. (a) Escoamento no sentido *esq* \rightarrow *dir*, e (b) *dir* \rightarrow *esq*. Escoamento com $Re = 562$. Magnitude de velocidade variando de zero (azul escuro) até a velocidade máxima alcançada (vermelho escuro).

melhante ao mostrado pelo canal catraca assimétrico. Podemos ver nas figuras 23 os perfis de velocidade para o escoamento com baixo valor do número de Reynolds, e nas figuras 24 e 25 para um valor relativamente grande.

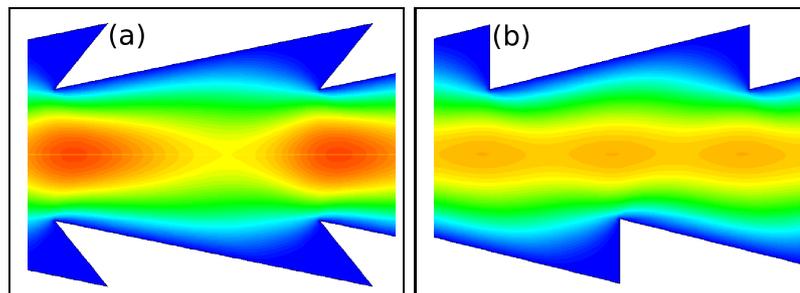


Figura 23: Perfil de velocidades em um “dente”, para duas variações do canal assimétrico ($\sigma = 0$). (a) Perfil para um canal assimétrico com dentes inclinados, e (b) canal com um deslocamento relativo entre a parede superior e inferior por um fator $\lambda = 0.5$. Escoamento com $Re = 1$ no sentido *esq* \rightarrow *dir*. Magnitude de velocidade variando de zero (azul escuro) até a velocidade máxima alcançada (vermelho escuro).

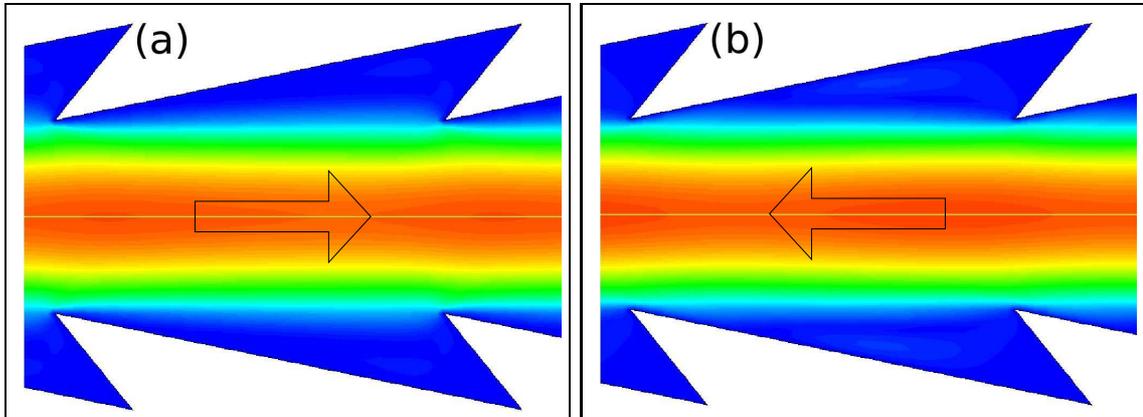


Figura 24: Perfil de velocidades em um “dente”, para um canal com dentes inclinados. (a) Escoamento no sentido *esq* \rightarrow *dir*, e (b) sentido *dir* \rightarrow *esq*. Escoamento com $Re = 562$. Magnitude de velocidade variando de zero (azul escuro) até a velocidade máxima alcançada (vermelho escuro).

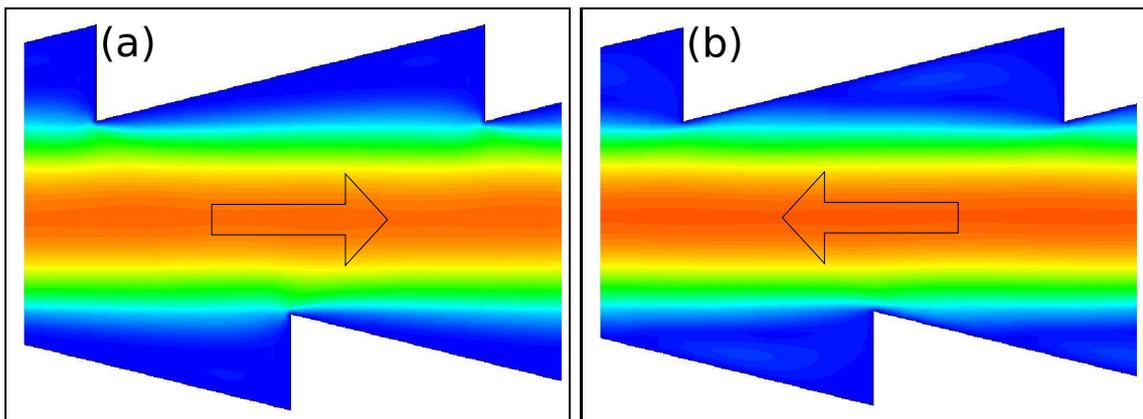


Figura 25: Perfil de velocidades em um “dente”, para um canal com deslocamento relativo entre as paredes superior e inferior por um fator $\lambda = 0.5$. (a) Escoamento no sentido *esq* \rightarrow *dir*, e (b) sentido *dir* \rightarrow *esq*. Escoamento com $Re = 562$. Magnitude de velocidade variando de zero (azul escuro) até a velocidade máxima alcançada (vermelho escuro).

3 TRANSPORTE DE PARTÍCULAS EM CANAIS CATRACA

3.1 Introdução

No capítulo anterior estudamos o escoamento de um fluido no interior de canais liso e catraca. Neste capítulo vamos tratar do transporte de partículas no interior destes canais, onde fatores geométricos e a própria forma do escoamento desempenham um papel fundamental na dinâmica das partículas.

O estudo do transporte de partículas por um fluido é de grande importância em diversos campos de estudo como engenharia química, mecânica de fluidos, geologia e biologia, as quais envolvem sistema de partículas imersas em líquido ou gás [13, 30]. Como aplicação na área industrial podemos citar o estudo de danos em turbinas provocados pela erosão causada por poeira; dispositivos (filtros) que separam pequenas partículas imersas em um fluido de acordo com propriedades como tamanho e forma [4]. Na área biológica, o estudo da deposição de partículas em modelos de bifurcação (modelo pulmonar [31]) ajuda no controle de problemas relacionados à respiração.

O conhecimento das trajetórias das partículas no interior de canais é de fundamental importância para o estudo geral dos efeitos provocados por estas na estrutura do canal, assim como do efeito do próprio canal sobre as partículas. No âmbito industrial, a estimativa da eficiência de filtros que capturam partículas sólidas carregadas por um fluido requer o conhecimento das trajetórias destas partículas [5].

3.2 Partículas em canais lisos

Aqui faremos uma análise sobre o transporte de partículas com massa no interior de um canal liso, isto é, um canal formado por duas placas planas paralelas. Consideramos as partículas como sendo esferas pequenas o suficiente para não perturbar o escoamento do fluido, e dispersas o suficiente de forma a não interagirem entre si. Desta forma as partículas apenas interagem com o fluido, através do arraste, e com as paredes da estrutura, através de colisões. Estas colisões com as paredes do canal podem ser de maneira elástica ou inelástica de acordo com o coeficiente de restituição k definido como a razão entre a velocidade da partícula (normal e tangencial à parede) imediatamente depois da colisão e a velocidade imediatamente antes da colisão [32], seguindo a equação

$$k = \frac{v_p^f}{v_p^i}, \quad (3.1)$$

onde v_p^i é a velocidade da partícula antes da colisão e v_p^f é a velocidade depois da colisão.

Escolhemos uma abordagem bidimensional por ser mais conveniente neste tipo de situação (onde o escoamento pode ser modelado em 2D). No nosso modelo desprezamos efeitos devido à força gravitacional. O movimento de uma partícula imersa em um fluido é regido pela segunda lei de Newton:

$$m_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = \sum \vec{F}_p \quad (3.2)$$

onde m_p e \vec{v}_p são a massa e a velocidade da partícula respectivamente, e $\sum \vec{F}_p$ é o somatório das forças que atuam sobre a partícula. Podemos definir o *Número de Reynolds das partículas* como sendo:

$$Re_p = \rho |\vec{v} - \vec{v}_p| d_p / \mu \quad (3.3)$$

onde ρ é a densidade do fluido, $|\vec{v} - \vec{v}_p|$ é a velocidade relativa da partícula em relação ao fluido, d_p é o diâmetro da partícula e μ é a viscosidade do fluido. Na situação onde $Re_p \sim |\vec{v} - \vec{v}_p| \ll 1$, a razão entre a densidade da partícula e a densidade do fluido é $\rho_p/\rho \gg 1$ e o diâmetro da partícula $d_p > 1\mu m$, todas as forças, exceto a força de arraste, podem ser desprezadas usando argumentos de ordem de magnitude [31]. A força de arraste é dada por:

$$F_D = \frac{1}{2} \rho (v - v_p)^2 A_p C_D \quad (3.4)$$

onde A_p é a área da seção transversal da partícula perpendicular à velocidade, e C_D é o coeficiente de arraste [10]. Desta forma, a equação resultante para o movimento da

partícula pode ser expressa como:

$$\frac{d\vec{v}_p}{dt} = \frac{18\mu}{d_p^2\rho_p}(\vec{v} - \vec{v}_p)\phi_D \quad (3.5)$$

onde

$$\phi_D = C_D \frac{Re_p}{24}, \quad (3.6)$$

para a condição limite de escoamento no regime de Stokes ($0 < Re_p \leq 1.0$).

O coeficiente de arraste C_D , adimensional, é dado por:

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{Re} + \frac{a_3}{Re^2} \quad (3.7)$$

onde as constantes a_1 , a_2 e a_3 são estabelecidas para diversos valores do número de Reynolds, de acordo com dados experimentais, segundo Alexander e Morsi [5], conforme apresentado na tabela 2.

Tabela 2: Coeficiente de arraste, seguindo a relação empírica proposta por Alexander e Morsi [5].

Re_p	C_D
< 0.1	$24/Re_p$
$0.1 < Re_p < 1$	$22.73/Re_p + 0.0903/Re_p^2 + 3.69$
$1 < Re_p < 10$	$29.1667/Re_p - 3.8889/Re_p^2 + 1.222$
$10 < Re_p < 100$	$46.5/Re_p - 116.67/Re_p^2 + 0.6167$
$100 < Re_p < 1000$	$98.33/Re_p - 2778/Re_p^2 + 0.3644$
$1000 < Re_p < 5000$	$148.62/Re_p - 4.75 \cdot 10^4/Re_p^2 + 0.375$
$5000 < Re_p < 10000$	$-490.546/Re_p + 57.87 \cdot 10^4/Re_p^2 + 0.46$
$10000 < Re_p < 50000$	$-1662.5/Re_p + 5.4167 \cdot 10^6/Re_p^2 + 0.5191$

Podemos reescrever a velocidade do fluido e da partícula de forma adimensional

$$v^* = \frac{v}{(v - v_p)} \quad (3.8)$$

$$v_p^* = \frac{v_p}{(v - v_p)}. \quad (3.9)$$

Também podemos escrever o tempo de trânsito da partícula da seguinte forma adimensional:

$$t^* = \frac{t}{d/(v - v_p)}, \quad (3.10)$$

onde d é a largura de entrada do duto.

Então, da equação 3.5 temos:

$$\frac{d\vec{v}_p^*}{dt^*} = \frac{18\mu}{d_p^2 \rho_p} (\vec{v} - \vec{v}_p) \phi_D. \quad (3.11)$$

O comportamento de partículas suspensas em um fluido pode ser analisado através de um parâmetro adimensional conhecido como *Número de Stokes* [13], definido por:

$$St = \frac{\rho_p d_p^2 v}{18d\mu}. \quad (3.12)$$

Podemos observar que o número de Stokes pode ser interpretado como a razão entre o tempo de resposta da partícula à ação do fluido (t_R) e o tempo de escoamento (t_E),

$$St = \frac{t_R}{t_E}. \quad (3.13)$$

A trajetória da partícula depende fortemente do número de Stokes, mas também depende das condições iniciais da partícula (posição e velocidade) bem como da geometria do canal. Analisaremos o comportamento das partículas observando as trajetórias tomadas por elas de acordo com as condições iniciais de lançamento. Escolhemos apenas uma posição inicial de lançamento situada sobre o eixo de simetria do canal. O fluido possui um perfil parabólico de velocidade, mostrado na figura 26 (a). As partículas são injetadas na forma de um *spray*, varrendo um ângulo θ de 0 a $\pi/2$ com o eixo de simetria, de acordo com a figura 26 (b).

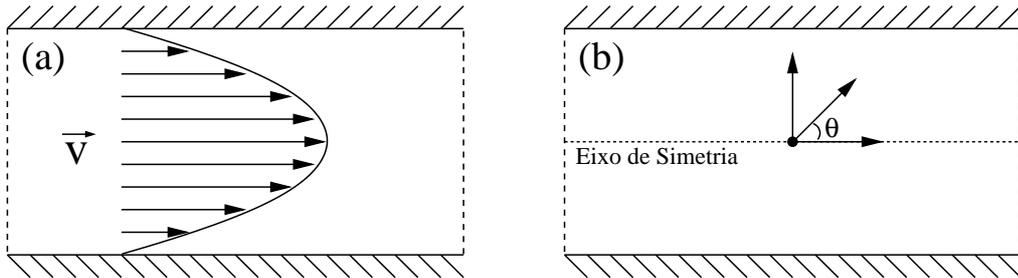


Figura 26: Condição inicial de lançamento da partícula no interior do canal. O fluido tem um perfil parabólico de velocidade (a) e as partículas são injetadas varrendo um ângulo $0 \leq \theta \leq \pi/2$ com o eixo de simetria (b) com velocidade de módulo igual à velocidade média do fluido.

3.2.1 Método numérico

Utilizamos o software FLUENT para realizar as simulações com partículas no canal. Este programa usa o método dos “volumes de controle” para calcular o campo de velo-

idades do fluido, como foi visto no capítulo anterior. Após resolvidas as equações do escoamento para o fluido, são calculadas então as trajetórias das partículas integrando-se a equação do movimento (eq. 3.5) no tempo. Assim é obtida a velocidade da partícula em cada ponto ao longo da trajetória, com sua trajetória dada por

$$\frac{dx}{dt} = v_p \quad (3.14)$$

Problemas que envolvem escoamento de fluido em geometrias complicadas geralmente requerem um tratamento numérico. A solução analítica de problemas deste tipo podem ser inviáveis, podendo apenas serem obtidas em pequenas regiões do domínio considerado. Desta forma, uma solução numérica nos possibilita ter uma visão mais geral, uma aproximação da solução analítica, se esta existir. Para o caso que envolve transporte de *partículas com massa*, o qual é a situação que iremos tratar, é necessário o conhecimento tanto das características das partículas, como também do *campo de forças* ao qual elas estarão submetidas. Este campo está relacionado ao campo de velocidades do fluido que *transporta* as partículas. De posse deste campo podemos calcular as trajetórias das mesmas por uma integração numérica. Neste trabalho trataremos do caso de transporte de partículas pequenas e dispersas o bastante de forma que não interferem no perfil de escoamento do fluido e não colidem entre si. A trajetória da partícula é então calculada de forma *desacoplada* do fluido, isto é, depois de calculado o campo de velocidade do fluido, como descrito no capítulo 1, calculamos as trajetórias das partículas.

3.2.2 Resultados e Discussões

Um fluido newtoniano e incompressível escoar no interior do canal com número de Reynolds baixo ($Re \sim 1$). Assim temos um escoamento tipo Poiseuille. Partículas, caracterizadas por um determinado número de Stokes, são injetadas no interior do canal em um determinado ponto no centro do canal (onde a velocidade do fluido é máxima). As partículas possuem velocidade inicial de magnitude igual à da velocidade média do fluido na secção reta, mas com a direção varrendo um ângulo de $0 \leq \theta \leq \pi/2$ com o eixo x (direção de escoamento) devido à simetria do canal.

As partículas são injetadas na forma de um spray, lançando-se partículas de diferentes números de Stokes em cada injeção. Analisamos o tempo de trânsito, definido como o tempo que as partículas levam para sair do canal. Vale lembrar que o canal possui um tamanho finito $L/d = 30$, onde L é o comprimento total do canal e d é um parâmetro de escala que usamos de maneira semelhante ao comprimento do dente no caso do canal

catraca. A figura 27 mostra o comportamento do tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes. Podemos observar a existência de três regiões de comportamentos distintos das partículas.

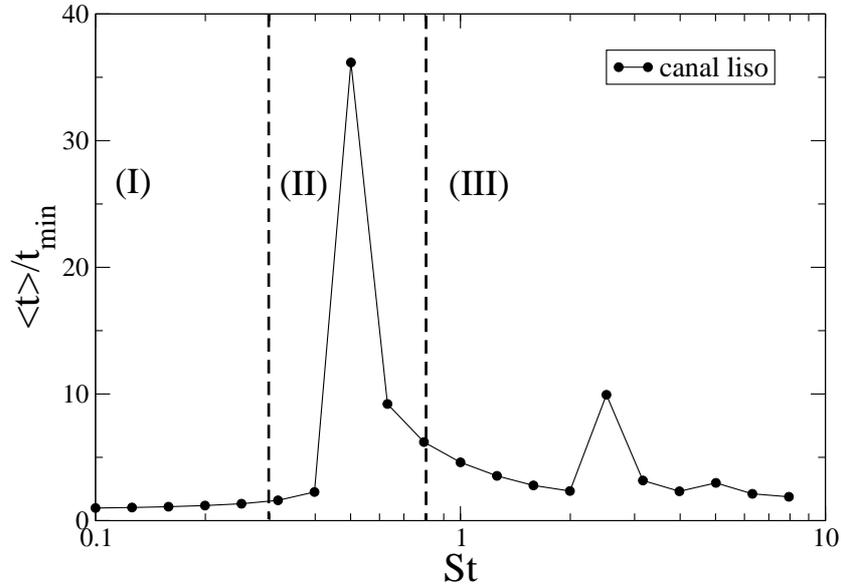


Figura 27: Tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes.

Na primeira região, caracterizada por partículas com baixos St , as partículas se comportam como traçadoras, seguindo as linhas de corrente da velocidade e transitando no interior da estrutura sem sofrer qualquer colisão com as paredes. Assim, independentemente do ângulo de lançamento, as partículas seguem a trajetória do fluido a partir do ponto de injeção das mesmas. Isto pode ser visto na figura 28(a), que ilustra as trajetórias de partículas lançadas no interior do canal. É possível ver a adaptação, quase instantânea, das partículas ao campo de velocidades do escoamento. Lembrando da definição da equação 3.13, nesta situação temos $t_R \ll t_E$. Neste caso as partículas são lançadas varrendo ângulos de 0 a $\pi/2$, mas por não possuírem inércia suficiente para vencer a força de resistência do fluido, logo tomam a direção do escoamento naquele ponto.

Na situação em que as partículas possuem número de Stokes intermediário ($0.4 < St < 0.8$), o tempo de resposta à ação do fluido é da ordem do tempo de escoamento, $t_R \approx t_E$. Assim, o transporte das partículas é controlado pelo acoplamento de dois mecanismos: as colisões entre as partículas e a parede da estrutura e a interação do fluido com estas partículas. Nesta região, podemos observar elevados tempos de trânsito através do pico apresentados na figura 27. Isto acontece porque, ao serem lançadas no interior

do canal, as partículas sofrem uma colisão contra a parede da estrutura e, devido à ação do escoamento, acomodam-se, logo após o choque, ao campo de velocidades, transitando próximas à parede do canal, onde a velocidade de escoamento é menor. Tal fato acarreta um aumento em $\langle t \rangle$.

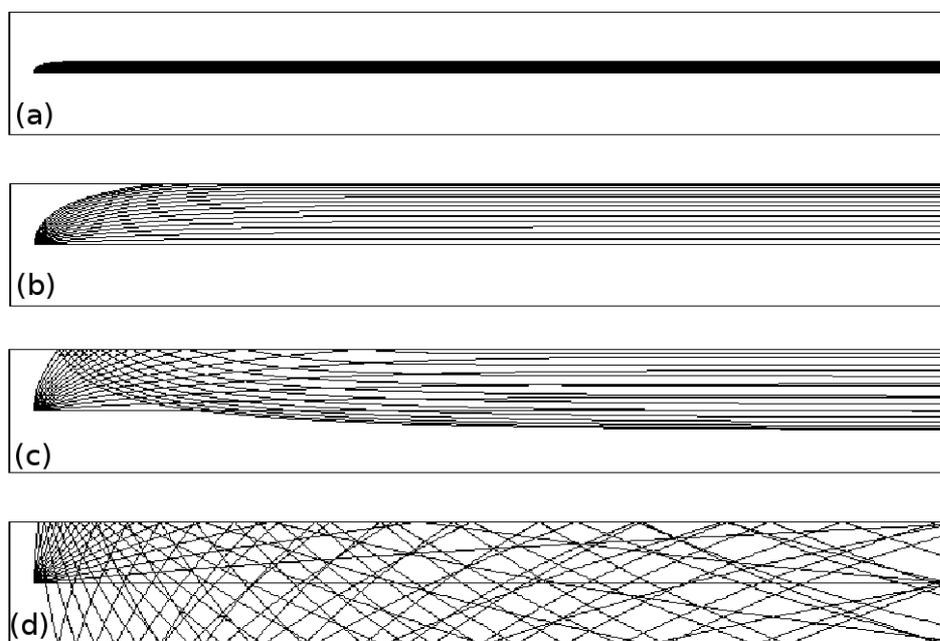


Figura 28: Partículas lançadas na forma de *spray* no interior de um canal liso com um fluido escoando com perfil parabólico com $Re = 1$. Partículas com (a) $St \approx 0.15$, (b) $St \approx 0.48$, (c) $St \approx 1.24$ e (d) $St \approx 6.2$.

A elevação no número de Stokes provoca uma diminuição significativa no tempo médio de trânsito, como mostra o trecho III da figura 27. Isto ocorre porque após as colisões, as partículas possuem energia suficiente para cruzar as linhas de corrente e transitar na parte mais central do canal, onde as velocidades de escoamento do fluido são maiores.

Concluimos então que o comportamento, no que diz respeito ao tempo de trânsito das partículas, está fortemente relacionado com o tipo de partícula lançada, caracterizado pelo número de Stokes.

3.3 Partículas em canais catraca

Após o estudo do comportamento do transporte de partículas em canais lisos, faremos agora uma análise semelhante em canais tipo catraca. Conforme mencionado anteriormente, utilizamos o FLUENT para calcular o campo de velocidade do fluido, assim como faremos para determinar as trajetórias das partículas.

Na primeira parte deste trabalho realizamos um estudo sobre o comportamento do transporte de fluido no interior de canais catracas. Analisamos vários casos de geometrias e escoamentos de vários número de Reynolds. Obtivemos os perfis de velocidades em cada caso, como também calculamos a permeabilidade do canal. Para canais assimétricos ($\sigma = 0$) verificamos que, para grandes valores do número de Reynolds, pequenas diferenças em relação à permeabilidade do canal surgem. Estas diferenças estão relacionadas ao sentido de escoamento do fluido. Embora estas diferenças possam ser desprezíveis em relação ao escoamento, elas podem nos indicar que o canal pode exibir alguma *anisotropia*¹.

Um fluido escoando em um canal liso possui um perfil de velocidades uniforme e constante ao longo do canal. Uma partícula de massa desprezível (partícula traçadora) que segue uma determinada linha de corrente não sofre variação de velocidade ao longo do canal. No canal catraca, por este possuir paredes com uma certa irregularidade em relação ao canal liso, partículas traçadoras que percorrem o canal poderão sofrer variações na velocidade. Estas variações caracterizam uma certa aceleração. Quando um determinado fluido transporta partículas que possuem uma certa quantidade de massa, estas poderão apresentar um comportamento que depende tanto da forma do campo de velocidades do fluido, como também da estrutura do canal em si. Prosseguimos agora com o estudo do transporte de partículas com massa no interior de canais catraca. Analisamos o caso onde o fluido que transporta as partículas escoar em regime estacionário, com um baixo número de Reynolds ($Re = 1$).

3.3.1 Resultados e Discussões

Primeiramente analisamos o transporte de partículas em um canal catraca caracterizado pelo fator de simetria com valor $\sigma = 1$, isto é, um canal simétrico. Podemos observar no gráfico apresentado na figura 29 que o transporte de partículas neste canal, da mesma forma como um canal liso, pode ser considerado possuindo três regimes. Para $St < 0.4$ as partículas se comportam como traçadoras, seguindo assim as linhas de corrente indepen-

¹Característica que um objeto possui em que uma certa propriedade física varia com a direção.

dentemente do ângulo de lançamento. Para partículas com número de Stokes no intervalo $0.4 < St < 2.5$, podemos verificar a presença de elevados tempos de trânsito, exibindo um valor máximo (pico) determinando um número de Stokes crítico em torno de $St_{crit} \approx 1$, logo então caindo para valores menores. Finalmente para $St > 2.5$, as partículas se comportam de maneira *balística*, sendo que as colisões com as paredes do canal dominam o comportamento do transporte das partículas.

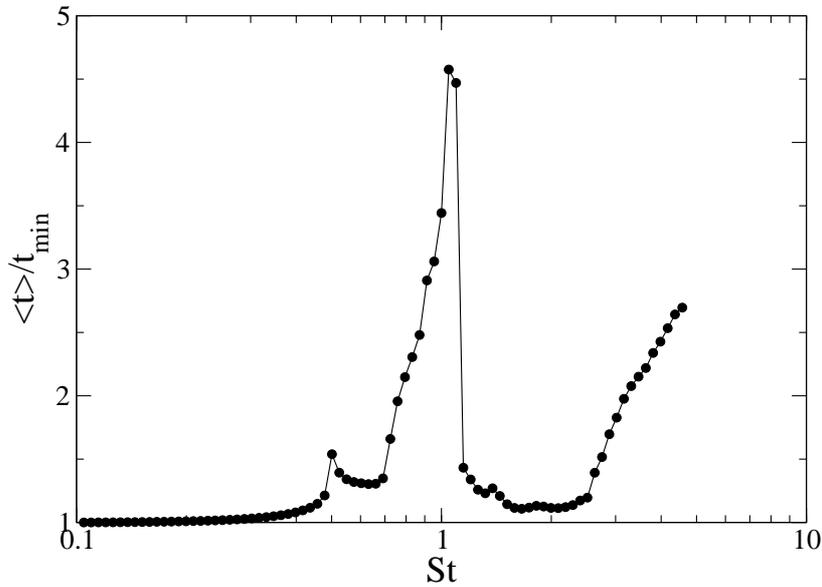


Figura 29: Tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes.

Podemos observar nas figuras 30(a-e) as trajetórias das partículas na região de entrada do canal para diferentes valores de St . Na figura 30(a) temos as trajetórias para partículas de $St = 0.1$. Podemos ver que as partículas, por possuírem um baixo valor para o número de Stokes, se adaptam rapidamente ao escoamento, seguindo assim uma trajetória em linha próxima ao eixo do canal. Nesta situação, as partículas percorrem o canal em uma região cujas velocidades de escoamento do fluido são as maiores, logo conseguem percorrer todo o canal em rápida velocidade, possuindo assim o menor tempo de trânsito.

Na figura 30(b) podemos ver as trajetórias para partículas com $St = 0.48$. As partículas começam a alcançar regiões próximas às paredes do canal, mas devido à geometria do mesmo, elas logo conseguem sair destas regiões para outras onde o fluido possui velocidades maiores, saindo do canal em um intervalo de tempo relativamente pequeno. Já na figura 30(c), algumas partículas seguem trajetórias bem definidas próximas às paredes do canal. Nesta região, devido à condição de não-deslizamento, o fluido possui baixa

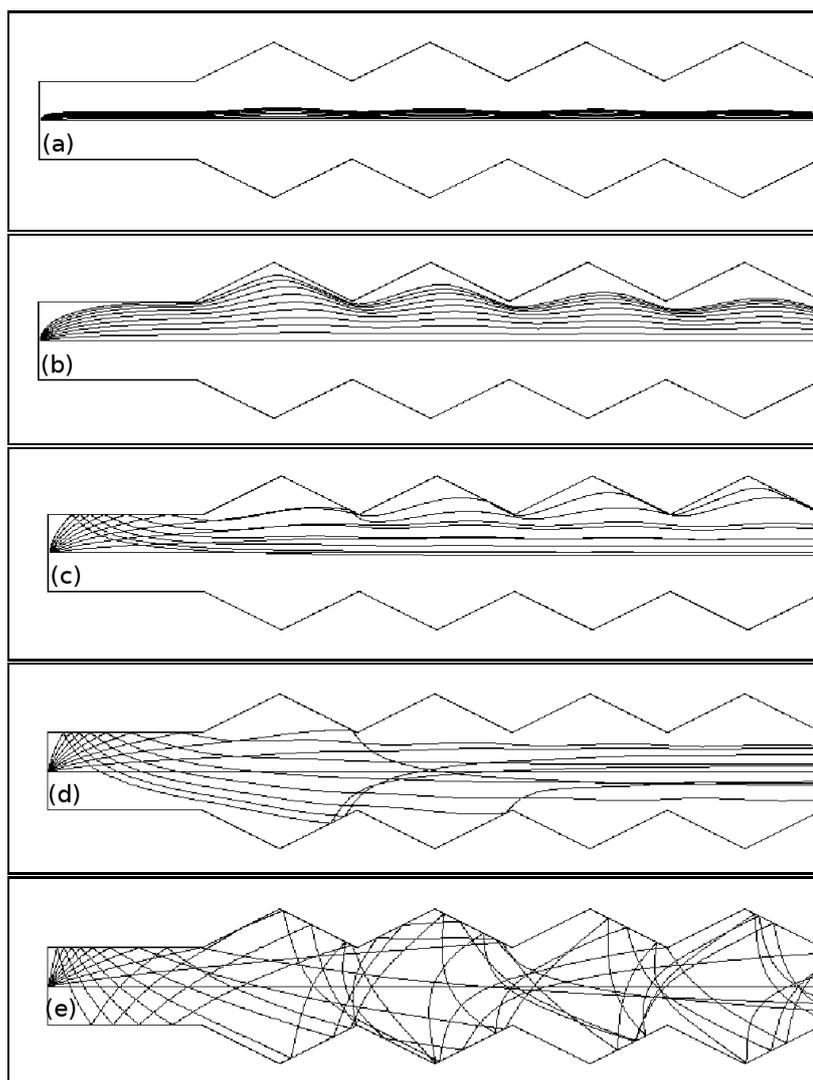


Figura 30: Trajetórias das partículas para diferentes números de Stokes na região de entrada do canal. (a) $St = 0.1$, (b) $St = 0.48$, (c) $St = 1.04$, (d) $St = 1.67$, (e) $St = 4.6$.

velocidade (em relação às regiões no centro do canal), como no canal liso. Logo certa quantidade de partículas, devido à condição inicial de lançamento na forma de *spray*, como também devido ao número de Stokes que possuem, conseguem percorrer todo o canal próximas às paredes, na zona de baixa velocidade, elevando assim o tempo de trânsito médio das partículas no canal. Quanto mais partículas conseguirem percorrer o canal nestas zonas, maior o tempo de trânsito. Na figura 30(d), as partículas que são lançadas de forma a percorrer o canal próximas às paredes, possuem inércia suficiente para saírem das linhas de corrente do fluido, colidindo então com a parede. Na colisão estas são lançadas para as regiões centrais do canal, percorrendo assim todo o canal em um tempo menor que antes. Para $St > 2.5$ as partículas apresentam trajetórias notadamente balísticas. Isto ocorre porque o tempo de resposta das partículas à ação do escoamento é excessivamente elevado, de modo que a acomodação das partículas ao campo de velocidades é

lenta. Como vemos na figura 30(e), as partículas conseguem se mover entre as linhas de corrente, e colidir contra as paredes da estrutura ainda na porção lisa inicial do canal, retornando às regiões centrais do duto.

Uma característica importante para o transporte de partículas em canais tipo catraca é exibida nas figuras 31(a-e). Podemos ver a trajetória das partículas na região de saída do canal para os mesmos valores do número de Stokes das partículas das trajetórias exibidas na figura 30. Para valores de St menores que 2.5 o transporte de partículas é dominado pelo escoamento característico do fluido no interior do canal catraca. À medida que as partículas percorrem o canal, na tentativa de seguirem as linhas de corrente, as partículas são *impulsionadas* para a região central do canal. Porém, para valores de St próximos a 1, quando o tempo de adaptação das partículas ao escoamento é da ordem do tempo de escoamento do fluido no canal, algumas partículas conseguem atravessar *todo* o canal nas regiões próximas às paredes do canal, elevando assim o tempo de trânsito (fig. 31(c)). Este é um comportamento típico do transporte de partículas em canal liso. Porém, à medida em que St aumenta, as paredes do canal passam a desempenhar um papel importante, logo o comportamento é diferenciado daquele do canal liso. Este comportamento diferenciado está no fato do escoamento ser *não uniforme*, isto é, a velocidade das partículas traçadoras varia ao longo do canal, o que não ocorre para um canal liso.

Até agora analisamos o comportamento das partículas em um canal catraca com $\sigma = 1$, simétrico, e comparamos com a situação semelhante a um canal liso, que também é simétrico quando lançamos partículas da direita para esquerda e da esquerda para direita conforme discutimos anteriormente. Agora vamos analisar o que acontece quando o canal catraca não possui este tipo de simetria. Vamos analisar o caso para um canal com $\sigma = 0$, isto é, totalmente assimétrico.

Na figura 32 plotamos o gráfico do tempo médio de trânsito das partículas, no interior do canal catraca assimétrico, em função do número de Stokes. Podemos ver que partículas transportadas no sentido *dir* \rightarrow *esq* apresentam um comportamento semelhante ao apresentado pelas partículas lançadas no canal catraca simétrico. Porém, para o deslocamento no sentido *esq* \rightarrow *dir*, podemos ver a ausência de picos (altos valores do tempo médio de trânsito), ou seja, o tempo médio de trânsito é praticamente constante em relação a mudanças no número de Stokes.

A causa do desaparecimento do pico está relacionada à trajetória seguida pela partícula quando esta se desloca em regiões de baixa velocidade próximas às paredes. Para visualizarmos melhor este comportamento, apresentamos na figura 33 as trajetórias que ilus-

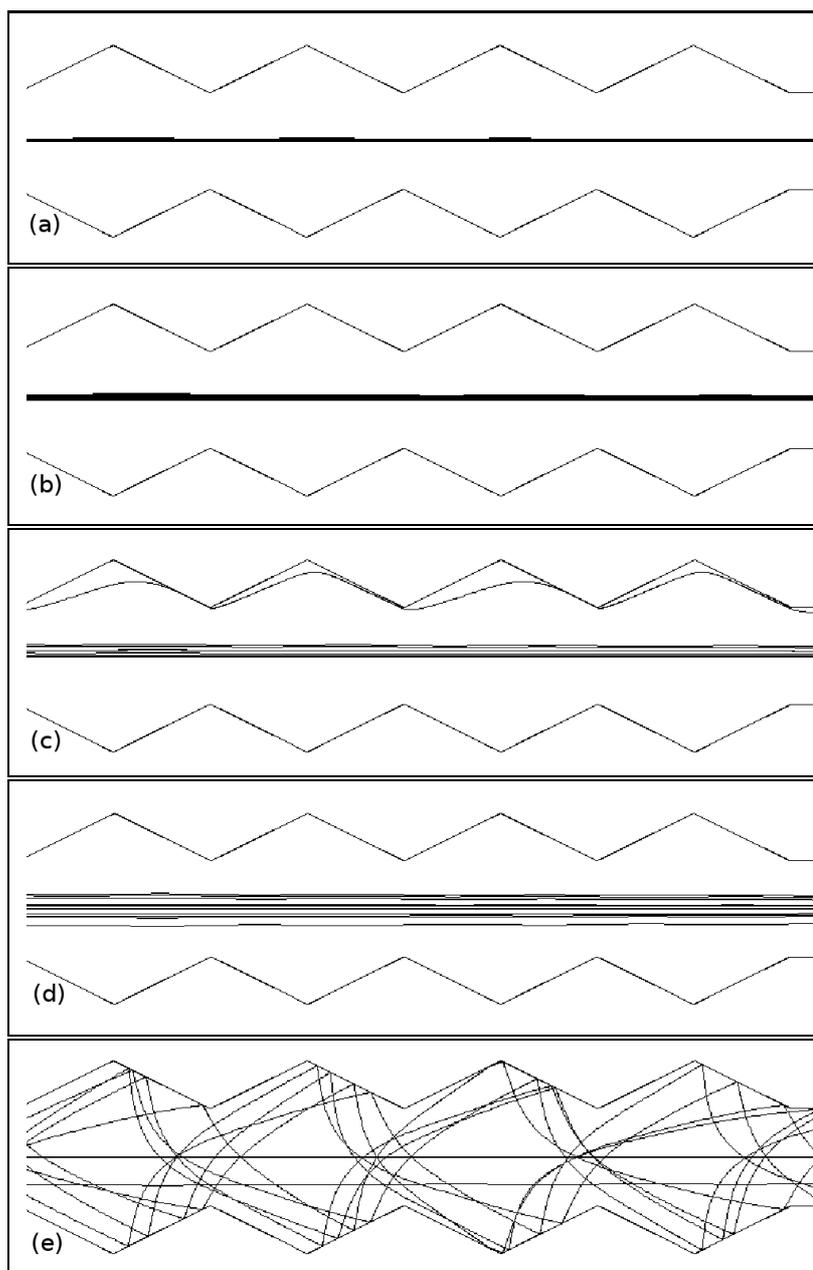


Figura 31: Trajetórias das partículas para diferentes número de Stokes na região de saída do canal. (a) $St = 0.1$, (b) $St = 0.48$, (c) $St = 1.04$, (d) $St = 1.67$, (e) $St = 4.6$.

tram esta situação. Podemos observar que uma partícula que percorre o canal no sentido *dir* \rightarrow *esq* (figura 33(a)) poderá percorrer todo o canal próxima à parede, o que acarretará um aumento no tempo de trânsito. Já no caso desta mesma partícula, lançada sob as mesmas condições iniciais da primeira, mas percorrendo o canal no sentido *esq* \rightarrow *dir* (figura 33(b)), o comportamento é diferente. As partículas que se deslocam neste sentido podem colidir frontalmente com a parede vertical do dente, desviando-se para o centro do canal no sentido contrário ao da corrente do fluido, se adaptando rapidamente ao escoamento. Desta forma, poderão sair rapidamente do canal, adquirindo assim um baixo

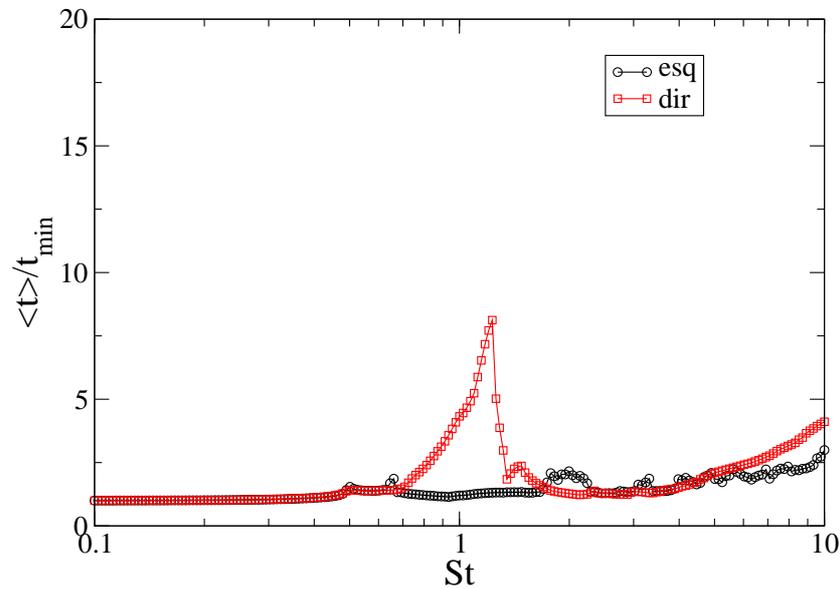


Figura 32: Tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes para um canal catraca assimétrico ($\sigma = 0$). Coeficiente de restituição $K = 1$.

tempo de trânsito.

Na figura 34 podemos verificar de forma quantitativa a diferença das velocidades adquiridas pela partícula nos dois sentidos considerados. Podemos ver que quando a partícula colide com a parede (33(a)), ela retorna no sentido contrário do escoamento adquirindo assim uma velocidade negativa, como apresentado na figura 34.

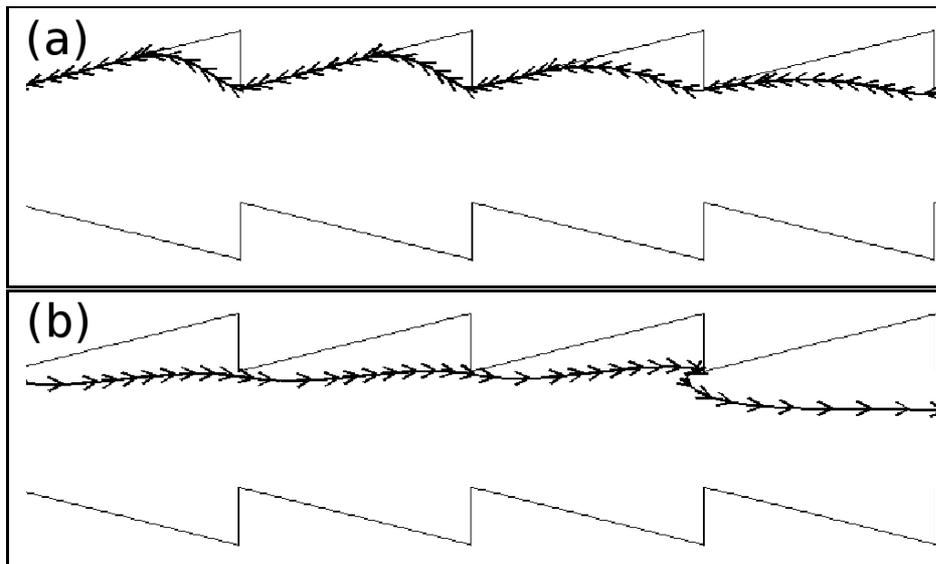


Figura 33: Trajetórias para uma partícula com $St = 1.38$. (a) *dir* \rightarrow *esq* e (b) *esq* \rightarrow *dir*.

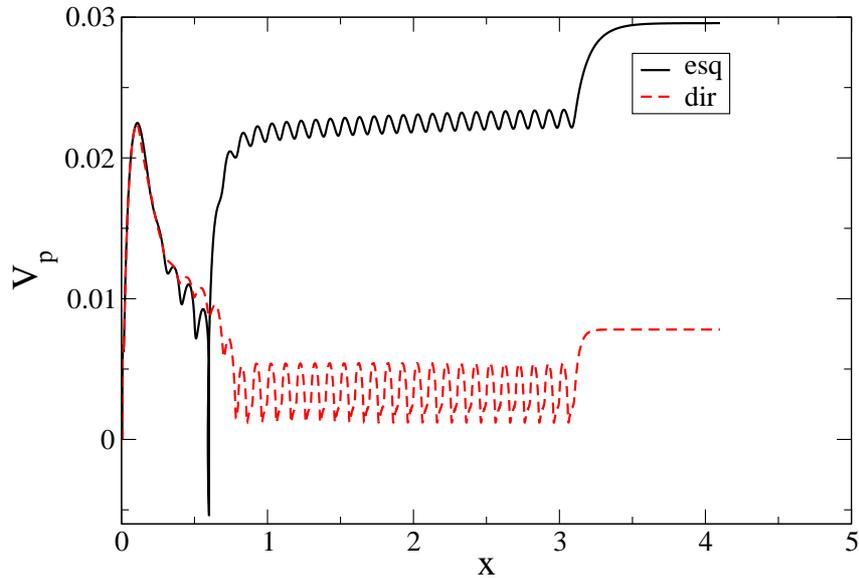


Figura 34: Velocidade de uma partícula com $St = 1.38$, com os sentidos de lançamento indicados.

Até agora, fizemos uma análise considerando o coeficiente de restituição de valor $k = 1$, isto é, tratamos apenas de casos onde as colisões das partículas com as paredes do canal são totalmente elásticas, sendo que as partículas não perdem energia devido as colisões. Analisamos agora alguns casos onde a partícula pode perder energia ao colidir com as paredes. Na figura 35 podemos observar a elevação do tempo médio de trânsito das partículas na região onde ocorrem os maiores valores do tempo médio (ver fig. 32). Este comportamento pode ser explicado devido ao fato de que, quando as partículas colidem com a estrutura do canal, perdem energia e tendem a ficar próximas às paredes em uma distância menor que no caso onde $k = 1.0$. Desta forma, transitam pelo canal com uma velocidade menor, pois quanto mais próximo à parede, menor é a velocidade de escoamento do fluido (condição de não deslizeamento).

Podemos concluir que, embora não exista diferenças significativas entre o escoamento $esq \rightarrow dir$ e $dir \rightarrow esq$, podemos observar que o mesmo não acontece para o transporte de partículas. Mesmo para baixo número de Reynolds, diferenças significativas surgem em relação ao transporte de partículas nos canais catraca assimétricos.

A geometria do canal desempenha um papel importante no que diz respeito ao tempo de trânsito médio das partículas. A seguir, comparamos o tempo médio de trânsito das partículas para três simetrias diferentes do canal catraca. Na figura 36, caso em que as

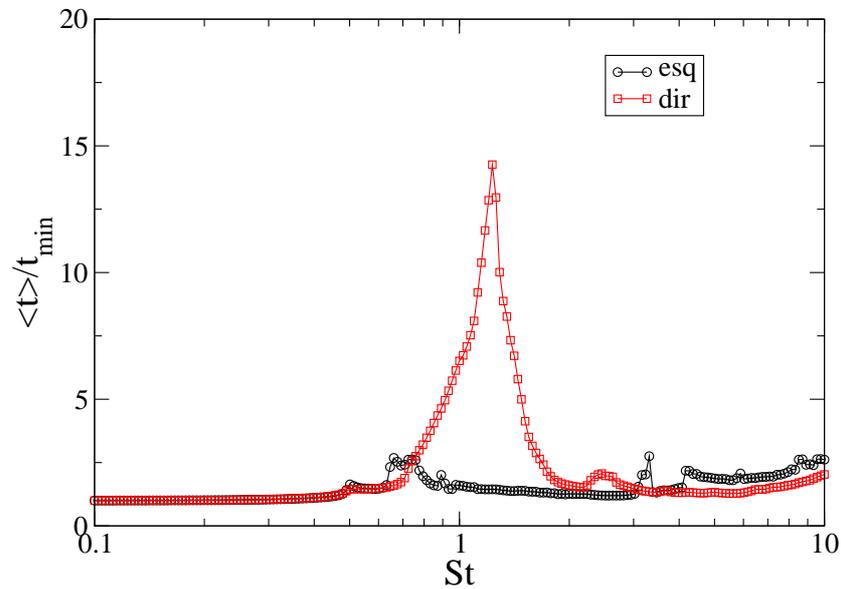


Figura 35: Tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes para um canal catraca assimétrico ($\sigma = 0$). Coeficiente de restituição $K = 0.5$.

partículas são lançadas no sentido $dir \rightarrow esq$, vemos que para o canal assimétrico o tempo em que as partículas percorrem o canal é elevado comparado com o tempo para um canal simétrico. Desta forma, quanto maior a simetria do canal, menor o tempo de trânsito das partículas. Para o caso das partículas percorrendo o canal no sentido $esq \rightarrow dir$, como mostrado na figura 37, temos um comportamento contrário, ou seja, quanto maior a simetria maior o tempo de trânsito. Logo, a simetria do canal, caracterizado pelo parâmetro σ , é um fator que controla o tempo de trânsito das partículas no canal.

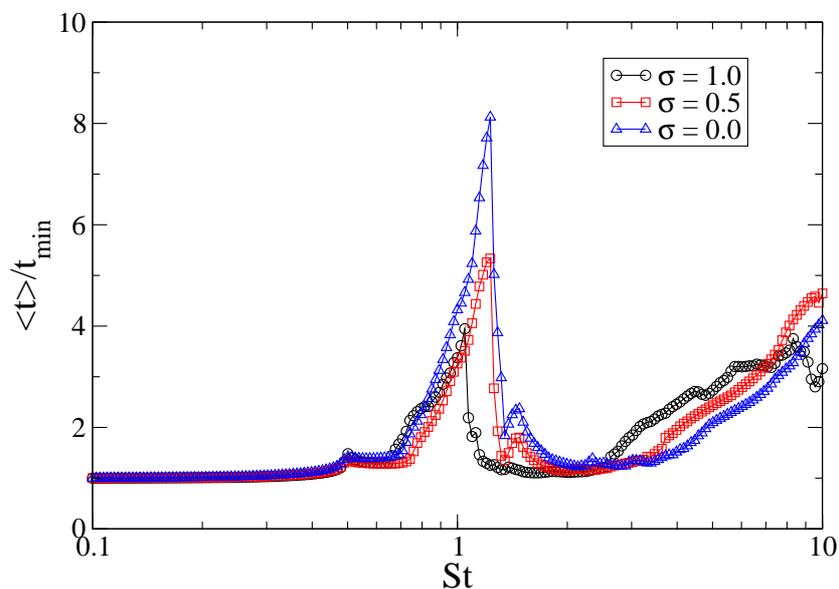


Figura 36: Tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes para partículas lançadas no sentido *dir* \rightarrow *esq*. Gráficos para os canais catracas assimétrico (quadrado), intermediário (círculo) e simétrico (triângulo). Coeficiente de restituição $K = 1$.

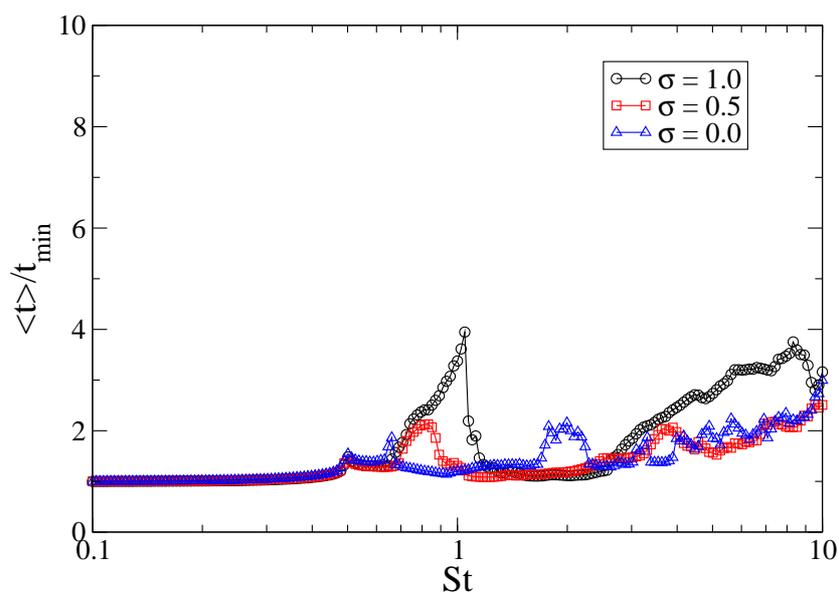


Figura 37: Tempo médio de trânsito das partículas em função do número de Stokes para partículas lançadas no sentido *esq* \rightarrow *dir*. Gráficos para os canais catracas assimétrico (quadrado), intermediário (círculo) e simétrico (triângulo). Coeficiente de restituição $K = 1$.

CONCLUSÃO

Neste trabalho analisamos os efeitos produzidos por um *canal catraca* sobre o transporte de fluidos e massa no seu interior. Comparamos situações envolvendo canais catraca com o canal liso, sempre verificando semelhanças e diferenças que ocorrem nos dois casos. A principal característica do canal catraca é o fato de possuir uma estrutura que permite uma quebra de simetria na direção do escoamento, podendo assim exibir características em um dado sentido, sendo que esta poderá não aparecer no sentido inverso.

Para analisar o escoamento de fluido no interior de canais catraca, a nível macroscópico, comparamos ao transporte do mesmo fluido em um canal liso. Verificamos que o escoamento exibe um comportamento semelhante no que diz respeito ao perfil de velocidades, para os dois casos. Observamos que as regiões próximas às paredes dos canais são regiões de baixa velocidade de escoamento do fluido. Nas regiões centrais dos canais o fluido possui as maiores velocidades, sendo que para o canal liso esta velocidade é máxima sobre o eixo do canal e constante quando se percorre todo o canal. Já no canal catraca esta situação é um pouco diferente. O fluido possui as maiores velocidades sobre o eixo do canal, mas existe uma variação desta velocidade ao longo do canal, alcançando os valores maiores nas zonas de constricção, onde a largura do canal é igual à largura da região lisa do canal (região de entrada).

O principal fator que analisamos para caracterizar o escoamento foi a permeabilidade do canal. Verificamos que para elevados valores do número de Reynolds a permeabilidade diminui, isto é, o canal impõe uma resistência maior à medida em que se aumenta a velocidade do escoamento. O que nos interessa, no entanto, é verificar as diferenças que possam aparecer quando o fluido escoar nos diferentes sentidos possíveis. Para pequenos valores do número de Reynolds ($Re < 10$), nenhuma diferença entre os sentidos de escoamento surge quando o fluido escoar. Para elevados valores do número de Reynolds ($Re > 100$) podemos verificar uma pequena diferença entre os escoamentos $esq \rightarrow dir$ e $dir \rightarrow esq$. Esta diferença é de, no máximo, 5%, o que nos leva a crer que, para o canal estudado, embora ocorram mudanças na permeabilidade do canal quando se altera o número de Reynolds, estas mudanças não são significativas. Porém, esta pequena diferença de 5% pode indicar uma possível diferença de comportamento quanto ao transporte

de alguma *quantidade*, como por exemplo partículas com *massa*, nos diferentes sentidos. Fizemos também um estudo em alguns canais catracas de estruturas diversas, sendo que também não observamos diferenças em relação ao transporte de fluido para estas diferentes configurações. Logo podemos concluir que, para o transporte de fluido no interior do canal catraca estudado, nenhuma modificação significativa ocorre quando comparamos o comportamento do escoamento do fluido entre os sentidos $esq \rightarrow dir$ e $dir \rightarrow esq$.

Para o transporte de partículas no interior destas estruturas (canais catraca) verificamos que surgem diferenças quando injetamos partículas em um fluido escoando em sentidos diferentes. Estudamos o efeito dos aspectos morfológico e topológico do canal catraca sobre o comportamento de partículas com diferentes números de Stokes interagindo com a geometria através de colisões. Partículas são *transportadas* pelo fluido, seguindo assim o sentido do escoamento. A injeção das partículas é feita em um determinado ponto sobre o eixo de simetria, sendo esta injeção na forma de um *spray*. Caracterizamos as partículas por um parâmetro adimensional, o *Número de Stokes*, que relaciona o tempo de resposta da partícula à ação do fluido com o tempo próprio do escoamento. Cada injeção é feita para um número de Stokes diferente. Desta forma analisamos o tempo médio de trânsito no canal para cada grupo de partículas (*spray*). Para um canal catraca simétrico ($\sigma = 1$), as partículas possuem um comportamento semelhante ao mostrado no canal liso. Três regimes básicos são estabelecidos de acordo com o número de Stokes. O primeiro regime acontece quando as partículas possuem baixos valores de St . Desta forma estas partículas rapidamente se adaptam ao escoamento, se comportando como partículas traçadoras. No segundo regime, quando $St \approx 1$, as partículas possuem inércia suficiente para chegar às paredes do canal, podendo percorrer todo canal próximas às paredes com baixa velocidade (região de baixa velocidade de escoamento). Neste regime, o tempo médio de trânsito das partículas poderá alcançar valores elevados. E, por fim, observamos um terceiro regime, onde as partículas possuem inércia suficiente para colidir diversas vezes com as paredes do canal, tendo em vista o elevado tempo de resposta da partícula à ação do fluido.

Quando quebramos a simetria do canal (canal com $\sigma = 0$), surge um interessante comportamento no que diz respeito ao tempo de trânsito entre partículas sendo transportadas no sentido $esq \rightarrow dir$ e $dir \rightarrow esq$. Partículas transportadas no sentido $esq \rightarrow dir$, próximas às paredes, poderão se chocar com as paredes de forma acentuada. Desta forma, sendo lançadas para regiões centrais do canal, saindo rapidamente deste. Partículas lançadas da esquerda se comportam de maneira diferente das lançadas da direita devido ao fato de “enxergarem” o canal de maneira diferente. Logo, para esta estrutura do ca-

nal catraca, estrutura assimétrica, o comportamento caracterizado pelo segundo regime (número de Stokes intermediário), no qual aparecem elevados tempos de trânsitos das partículas, para este canal não aparecem.

Apesar deste trabalho representar mais uma contribuição para o entendimento das propriedades de transporte em estruturas periódicas, também temos o objetivo de iniciar uma série de estudos, especialmente no que concerne a fenômenos de transporte em geometrias complexas. O seguinte conjunto de sugestões desponta como um passo natural a ser dado para a realização de futuros trabalhos nesta área de pesquisa:

- Este estudo foi inteiramente baseado na suposição de que o fluxo de partículas no interior da estrutura periódica é baixo, assim como o diâmetro das mesmas reduzido, de modo que o escoamento não é perturbado pela presença das citadas partículas. Pretendemos modelar o escoamento e o transporte de partículas considerando o acoplamento entre a fase discreta (partículas) e o fluido (escoamento). Nesta circunstância, o processo de escoamento acontece concomitantemente ao transporte de partículas. Em outras palavras, os campos de velocidade e pressão serão afetados pela presença das partículas e vice-versa.
- Nossa descrição detalhada da mecânica de fluidos e transporte de partículas no interior de canais catraca foi baseada nas suposições de que o escoamento é laminar e estacionário e o fluido contínuo, newtoniano e incompressível. Portanto, o escoamento ocorre no regime de Stokes, caracterizado por baixos valores do número de Reynolds. Nesta situação, as forças viscosas sobrepem-se às forças inerciais. Aspiramos modelar o transporte de partículas em diferentes regimes de escoamento do fluido, onde o número de Reynolds assume valores elevados. Nesta circunstância, teremos um regime de escoamento turbulento e os efeitos inerciais serão bem característicos.
- Pretendemos também realizar simulações transientes.

Referências

- 1 FEYNMAN, R. P.; LEIGHTON, R. B.; SANDS, M. *The Feynman Lectures on Physics*. MA: Addison-Wesley, 1966.
- 2 LINKE, H.; DOWNTON, M. T.; ZUCKERMANN, M. J. Performance characteristics of brownian motors. *Chaos*, v. 15, 2005.
- 3 LINKE, H. et al. Self-propelled leidenfrost droplets. *Physical Review Letters*, v. 96, 2006.
- 4 KETTNER, C. et al. Drift ratchet. *Physical Review E*, v. 61, p. 312–323, 2000.
- 5 MORSI, S. A.; ALEXANDER, A. J. An investigation of particles trajectories in two-phase flow systems. *J. Fluid Mech.*, v. 55, p. 193–208, 1972.
- 6 SOBEY, I. J. On flow through furrowed channels. part1. calculated flow patterns. *J. Fluid Mech.*, v. 96, p. 1, 1980.
- 7 SAVVIDES, G. N.; GERRAD, J. H. Numerical analysis of the flow through a corrugate tube with applications to arterial prostheses. *J. Fluid Mech.*, v. 138, p. 129, 1984.
- 8 FORTUNA, A. de O. *Técnicas Computacionais para Dinâmica dos Fluidos*. São Paulo: edusp, 2000.
- 9 NUSSENZVEIG, H. M. *Curso de Física Básica*. 4. ed. São Paulo: Edgard Blücher, 2002.
- 10 FABER, T. E. *Fluid Dynamics For Physicists*. Cambridge: Cambridge University, 1997.
- 11 LIVI, C. P. *Fundamentos de Fenômenos de Transporte*. Rio de Janeiro: LTC, 2004.
- 12 ROUSE, H. *Elementary Mechanics of Fluid*. New York, NY: John Wiley, 1946.
- 13 HERRMANN, H. J. et al. Transport of particles in fluid. *Physica A*, v. 372, p. 374–386, 2006.
- 14 FLUENT INC. *Fluent 6.3 User's Guide*. [S.l.], 2006.
- 15 REIMANN, P.; GRIFONI, M.; HÄNGGI, P. Quantum ratchets. *Physical Review Letters*, v. 79, p. 10–13, 1997.
- 16 JULICHER, F.; AJDARI, A.; PROST, J. Modeling molecular motors. *Reviews of Modern Physics*, 69, n. 4, p. 1269–1281, 1997.

- 17 DOWNTON, M. T. et al. Single-polymer brownian motor: A simulation study. *Physical Review E*, v. 73, 2006.
- 18 MAGNESCO, M. O. Forced thermal ratchets. *Physical Review Letters*, v. 71, p. 1477–1481, 1993.
- 19 DOERING, C. R.; HORSTHEMKE, W.; RIORDAN, J. Nonequilibrium fluctuation-induced transport. *Physical Review Letters*, v. 72, p. 2984–2987, 1994.
- 20 ARIZMENDI, C. M.; FAMILY, F. Memory correlation effect on thermal ratchet. *Physica A*, v. 251, p. 368–381, 1998.
- 21 ROUSSELET, J. et al. Directional motion of brownian particles induced by a periodic asymmetric potential. *Nature*, v. 370, p. 446–448, 1994.
- 22 FAUCHEUX, L. P. et al. Optical thermal ratchet. *Physical Review Letters*, v. 74, p. 1504–1507, 1995.
- 23 LEE, S.-H.; GRIER, D. G. Flux reversal in a two-state symmetric optical ratchet. *Physical Review E*, v. 71, 2005.
- 24 HEMMAT, M.; BOHAN, A. Creeping flow through sinusoidally constricted capillaries. *Phys. Fluids*, v. 7, p. 2111–2121, 1995.
- 25 FORRESTER, J. H.; YOUNG, D. F. Flow through a converging-diverging tube and its implications in occlusive vascular disease - 1. *Journal of Biomechanics*, v. 3, p. 297–305, 1970.
- 26 FORRESTER, J. H.; YOUNG, D. F. Flow through a converging-diverging tube and its implications in occlusive vascular disease - 2. *Journal of Biomechanics*, v. 3, p. 307–316, 1970.
- 27 DEIBER, J. A.; SCHOWALTER, W. R. Flow through tubes with sinusoidal axial variations in diameter. *AIChE Journal*, v. 25, p. 638–645, 1979.
- 28 NISHIMURA, T. Oscillatory flow and mass transfer within asymmetric and symmetric channels with sinusoidal wavy walls. *Heat and Mass Transfer*, v. 30, p. 269–278, 1995.
- 29 GRAHAM, D. R.; HIGDON, J. J. L. Oscillatory forcing of flow through porous media. part 1. steady flow. *J. Fluid Mech.*, v. 465, p. 213–235, 2002.
- 30 VASCONCELOS, T. F. de. *Transporte de Partículas em Estruturas Irregulares: Aplicações em Fisiologia Pulmonar, Fraturas e Meios Porosos*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal do Ceará / Ecole Polytechnique, 2008.
- 31 COMER, J. K.; KLEINSTREUER, C.; KIM, C. S. Flow structures and particles deposition patterns in double-bifurcation airway models. part 2. aerosol transport and deposition. *J. Fluid Mech.*, v. 435, p. 55–80, 2001.
- 32 FANG, Y. et al. Anomalous behavior of a single particle falling through a funnel. *Physical Review E*, v. 77, n. 041302, 2008.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)