

UNIVERSIDADE DO VALE DO RIO DOS SINOS
UNIDADE ACADÊMICA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

ANÁLISE NUMÉRICA SOBRE A INFLUÊNCIA DE VARIAÇÕES DA SEÇÃO
TRANSVERSAL DE MICROCANAIS NO ESCOAMENTO LAMINAR

FABIANO DA ROSA HOLLWEG

Dissertação de Mestrado

São Leopoldo, novembro de 2012

ANÁLISE NUMÉRICA SOBRE A INFLUÊNCIA DE VARIAÇÕES DA SEÇÃO
TRANSVERSAL DE MICROCANAIS NO ESCOAMENTO LAMINAR

Fabiano da Rosa Hollweg

Trabalho submetido ao Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica da Universidade do Vale do Rio
dos Sinos - UNISINOS como pré-requisito parcial para
a obtenção do título de Mestre em Engenharia
Mecânica

Mestre em Engenharia Mecânica

Orientadora: Prof^ª Dr^ª Rejane de César Oliveski

Co-orientadora: Prof^ª Dr^ª Jacqueline Biancon Copetti

Banca Examinadora:

Prof^ª Dr^ª Ligia Damasceno Ferreira Marczak – Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Prof^ª Dr^ª Maria Luiza Sperb Indrusiak – Universidade do Vale do Rio dos Sinos
Prof. Dr. Mario Henrique Macagnan – Universidade do Vale do Rio dos Sinos

H745a Hollweg, Fabiano da Rosa.
Análise numérica sobre a influência de variações da
seção transversal de microcanais no escoamento laminar /
por Fabiano da Rosa Hollweg. – 2012.
127 f.: il. ; 30 cm.

Dissertação (mestrado) — Universidade do Vale do
Rio dos Sinos, Programa de Pós-Graduação em Engenharia
Mecânica, 2012.

“Orientação: Prof. Dra. Rejane de César Oliveski ;
co-orientação Prof. Dra. Jacqueline Biancon Copetti.”

1. Microeletrônica. 2. Dinâmica dos fluidos.
Fluidodinâmica computacional. I. Título.

CDU 621.3.049.77

Catalogação na Publicação:
Bibliotecária Fabiane Pacheco Martino - CRB 10/1256

Trabalho desenvolvido no Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade do Vale do Rio dos Sinos – UNISINOS, do qual se fez uso do laboratório de simulação para desenvolvimento e pesquisa. O trabalho foi parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), sendo o mesmo referente ao projeto 551074/2011-6 (Uma abordagem teórica e computacional para a geração de entropia em micro e nanofluidos).

RESUMO

Nas últimas décadas, a miniaturização de dispositivos de natureza eletroeletrônica em diversas áreas de aplicação, como biomédica, química e de tecnologia de computadores, tem proporcionado alta eficiência de espaço em equipamentos. Paralelamente, essa redução em espaço físico é contrabalançada pelo alto desempenho exigido com relação aos sistemas de refrigeração nestes equipamentos. Por isso, o controle térmico é uma das áreas mais críticas para o desenvolvimento da microeletrônica moderna.

Diversos estudos experimentais e numéricos foram realizados por vários pesquisadores, nas últimas décadas, com vistas a investigar a hidrodinâmica e a transferência de calor em microescala. Porém, os resultados obtidos revelam divergências entre si. Em geral, estas podem ser visualizadas pela análise dos números de Poiseuille e de Nusselt, quando estes são comparados aos resultados previstos pela teoria convencional. Normalmente, as divergências relatadas com relação a medições em microescala estão associadas a fatores geométricos do microcanal, como a sua razão de aspecto, o seu diâmetro hidráulico e condições superficiais de rugosidade. Alguns desvios encontrados com relação ao fator de fricção foram atribuídos às variações da seção transversal dos microcanais.

O objetivo deste trabalho foi analisar numericamente como as características hidrodinâmicas e de transferência de calor podem ser influenciadas com relação a variações na seção transversal dos microcanais. Os resultados obtidos para o escoamento laminar monofásico de água em microcanais com deformidades na seção transversal foram comparados aos obtidos para microcanais geometricamente perfeitos, por meio dos números de Poiseuille e de Nusselt local. Desvios para os números de Poiseuille e de Nusselt local, por meio de imperfeições e variações da seção transversal dos microcanais, foram verificados. Alguns desvios para o número de Poiseuille se mostraram dependentes do número de Reynolds. No entanto, alguns resultados obtidos para o número de Nusselt local mostraram que o mesmo é mais sensível à forma da seção transversal do microcanal do que o número de Poiseuille. Esses resultados foram determinados através das equações de conservação da massa, Navier-Stokes e energia, por dinâmica dos fluidos computacional (CFD).

Palavras-Chave: microcanais, Poiseuille, Nusselt, CFD.

ABSTRACT

In recent years, the reduction of electronic devices in several application fields, such as biomedicine, chemistry and computer technology has been providing high efficiency related to the space in equipment. At the same time, this reduction in physical space is counterweighted by the high performance required at the refrigeration systems in such equipment. Therefore, the thermal control is one of the most critical areas for the development of modern microelectronic devices.

A lot of experimental and numerical studies have been done by several researchers, in the last decades, seeking to investigate the hydrodynamic and heat transfer in microscale. However, the results show divergences among them. In general, these related diversions can be viewed through the Poiseuille and Nusselt numbers, when compared to the predicted results through conventional theory. Usually, the reported divergences related to the measurements in microscale are associated to the microchannel geometric factors, such as channel aspect ratio, channel hydraulic diameter and surface roughness. Some deviations related to the friction factor were attributed to cross-section variations of the microchannels.

The aim of this work was verify numerically how the hydrodynamic and heat transfer characteristics can be influenced by cross-section variations of the microchannels. The results obtained for the single-phase laminar flow of water in microchannels with deformities at the cross-section were compared to the perfect ones, through Poiseuille and local Nusselt numbers. Deviations at Poiseuille and local Nusselt numbers, through imperfections and variations of the cross-section of microchannels, were verified. Some deviations at Poiseuille number were dependent on Reynolds number. However, some results obtained for the local Nusselt number showed that it is more sensitive to the shape of the cross-section of the microchannel than Poiseuille number. Such results were obtained through mass conservation, Navier-Stokes and energy equations, by computational fluid dynamics (CFD).

Keywords: microchannels, Poiseuille, Nusselt, CFD.

LISTA DE ABREVIATURAS

CAD – “Computer-aided design”.

CFD – Dinâmica de Fluidos Computacional (“Computational Fluid Dynamics”).

DSMC – Método Direto de Simulação de Monte Carlo (“Direct Simulation Monte Carlo”).

EDL – Dupla Camada Elétrica (“Electrical Double Layer”).

EES – “Engineering Equation Solver”.

EUA – Estados Unidos da América.

LCT – Termografia de Cristal Líquido (“Liquid Crystal Thermography”).

MEMS – Sistemas Micro-eletromecânicos (“Micro-Electro-Mechanical-Systems”).

SEM – Microscópio de Escaneamento Eletrônico (“Scanning Electronic Microscope”).

LISTA DE SÍMBOLOS

Nomenclatura

a – largura da seção transversal de um microcanal com seção transversal retangular [m]

A – área [m²]

b – altura da seção transversal de um microcanal com seção transversal retangular [m]

c_p – calor específico do fluido a pressão constante [J/(kg K)]

c_v – calor específico do fluido a volume constante [J/(kg K)]

d – diâmetro local [m]

D – diâmetro [m]

$dp/dz = \Delta p/L$ – gradiente de pressão [Pa/m]

$dT_m/dz = \Delta T_m/L$ – gradiente de temperatura média [K/m]

dw/dy – gradiente de velocidade [s⁻¹]

e – incerteza [-]

e_G – incerteza sobre um parâmetro G qualquer [-]

f – fator de fricção (atrito) de Darcy [-]

h – coeficiente local de transferência de calor por convecção [W/(m² K)]

k – condutividade térmica [W/(m K)]

L – comprimento [m]

\dot{m} – vazão mássica [kg/s]

ML – maior largura da seção transversal de um tubo [m]

Nu – número de Nusselt local [-]

p – pressão [Pa]

P – potência [W]

Per – perímetro [m]

Po – número de Poiseuille [-]

Pr – número de Prandtl ($Pr = \mu c_p/k$) [-]

q – taxa de transferência de calor [W]

Q – vazão volumétrica [m³/s]

q''_{sup} – fluxo de calor superficial [W/m²]

r – coordenada radial ou raio local [m]

R – raio [m]

RA – razão de aspecto do canal [-]

Re – número de Reynolds [-]

R_{hid} – resistência hidrodinâmica [Pa s/m³]

R_{tc} – resistência térmica de convecção [m² K/W]

T – temperatura [K]

u – velocidade do fluido na direção x [m/s]

v – velocidade do fluido na direção y [m/s]

w – velocidade do fluido na direção axial, z [m/s]

w_m – velocidade média do fluido na direção axial, z [m/s]

x, y, z – coordenadas retangulares [m]

y – ordenada ou altura do canal [m]

z – cota ou posição axial [m]

Símbolos gregos

α – difusividade térmica [m²/s]

$\Delta\Phi$ – variação da variável genérica Φ

Δp – perda de carga [Pa]

ε – erro (relativo) [%]

η – desvio relativo para o diâmetro hidráulico [%]

θ – ângulo [°]

μ – viscosidade dinâmica [Pa s]

ν – viscosidade cinemática [m²/s]

ξ – rugosidade [m]

ρ – massa específica [kg/m³]

τ – tensão de cisalhamento [Pa]

Φ – variável genérica

ψ – potencial elétrico em qualquer ponto da dupla camada elétrica [V]

Sub-índices

ap – aparente

C – característico

$conv$ – convecção

dh – desenvolvido hidrodinamicamente

dt – desenvolvido termicamente

e – entrada

ef – efetivo

eh – entrada hidrodinâmico

et – entrada térmico

h – hidráulico

hid – hidrodinâmica

ideal – valor ideal de alguma grandeza física

m – média

máx – máximo

mín – mínimo

num – numérico

p – pressão constante

R – relativa

s – saída

st – seção transversal

sup – superficial

t – valor teórico

tc – térmica de convecção

v – volume constante

visc – viscosa

Super-índices

* – forma adimensional do parâmetro selecionado

— – valor médio do parâmetro selecionado

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Faixa de escalas comuns ao homem e a natureza.	26
Figura 2.2 – Imagens de um microcanal de silício com seção transversal trapezoidal.	37
Figura 2.3 – Seção transversal de microtubos: (a) vidro com rugosidade superficial, (b) vidro siliconado, (c) sílica fundida e (d) teflon.....	43
Figura 2.4 – Seção transversal retangular deformada.	44
Figura 2.5 – Seção transversal de um microtubo com irregularidades no perímetro interno...	45
Figura 2.6 – Modelo representativo do efeito eletrocinético na parede de um microcanal.....	49
Figura 4.1 – Fluxograma das etapas para uma simulação com o software Ansys CFX.	56
Figura 4.2 – Domínio computacional do Caso 1.....	1
Figura 4.3 – Domínio computacional do Caso 2.....	1
Figura 4.4 – Detalhes da seção transversal aproximadamente trapezoidal do Caso 3.	60
Figura 4.5 – Microcanal com seção transversal do tipo trapezoidal: (a) medidas da seção transversal, em milímetros (mm); (b) vista em 3D da geometria do tubo.	61
Figura 4.6 – Refinamento axial aplicado na região de entrada do microtubo ideal.....	74
Figura 4.7 – Refinamento transversal ao escoamento: (a) microtubos; microcanaís de seção transversal (b) retangular ($RA = 0,8$ e $0,81$) e (c) do tipo trapezoidal.....	75
Figura 4.8 – Malhas testadas para os microtubos: (a) suavização; (b) sem suavização.....	76
Figura 4.9 – Malhas testadas para os microtubos: (a) suavização; (b) sem suavização. Destaque (à direita) para os elementos do canto superior da grade central.	77
Figura 4.10 – Detalhes da variação da seção transversal para os microtubos do Caso 2.....	1
Figura 5.1 – Caso 1. Microtubos com $\eta = \pm 3\%$ e $Re = 200$: perfis de (a) velocidade e (b-d) temperatura.....	86
Figura 5.2 – Caso 1: Número de Poiseuille vs. número de Reynolds.	88
Figura 5.3 – Caso 1: Desvio do número de Poiseuille (ε_{Po}) vs. número de Reynolds.	89
Figura 5.4 – Caso 1: Número de Nusselt local vs. número de Reynolds.	90
Figura 5.5 – Caso 1. $\varepsilon_{Nu} = (Nu - 4,37 /4,37) \times 100\%$: Desvio do número de Nusselt local (ε_{Nu}) vs. número de Reynolds.	90

Figura 5.6 – Caso 2. Microtubos com $\eta(z^* = 1) = \pm 5\%$ e $Re = 200$: Perfis de (a;c;e) velocidade e (b;d;f) temperatura.	92
Figura 5.7 – Caso 2: Número de Poiseuille vs. número de Reynolds.	94
Figura 5.8 – Caso 2: Desvio do número de Poiseuille (ε_{Po}) vs. número de Reynolds.	95
Figura 5.9 – Caso 2. Número de Nusselt local vs. posição axial adimensional para $\eta(z^* = 1) =$ (a) $\pm 1\%$, (b) $\pm 3\%$, (c) $\pm 5\%$	96
Figura 5.10 – Caso 2. $\varepsilon_{Nu} = (Nu - 4,37 /4,37) \times 100\%$: Desvio do número de Nusselt local (ε_{Nu}) vs. posição axial adimensional para $\eta(z^* = 1) =$ (a) $\pm 1\%$, (b) $\pm 3\%$, (c) $\pm 5\%$	98
Figura 5.11 – Caso 3. Microcanais com $Re = 200$: Perfis de (a) velocidade e (b-d) temperatura tomados no plano central dos canais (com $x = y = 0$).	100
Figura 5.12 – Caso 3: Número de Poiseuille vs. número de Reynolds.	103
Figura 5.13 – Caso 3: Desvio do número de Poiseuille (ε_{Po}) vs. número de Reynolds.	105
Figura 5.14 – Caso 3: Número de Nusselt local vs. número de Reynolds.	106
Figura 5.15 – Caso 3: Desvio do número de Nusselt local (ε_{Nu}) vs. número de Reynolds.	107

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Sistema de classificação pelos efeitos de rarefação para gases comuns na pressão atmosférica.	25
Tabela 2.2 – Esquema de classificação de canais bastante adotado.	25
Tabela 4.1 – Diâmetros hidráulicos para os microtubos do Caso 1, e os desvios correspondentes ao diâmetro hidráulico ideal.	58
Tabela 4.2 – Diâmetros hidráulicos na saída dos microtubos do Caso 2, e seus desvios correspondentes ao diâmetro hidráulico ideal.	59
Tabela 4.3 – Parâmetros geométricos dos tubos estudados no Caso 3.	62
Tabela 4.4 – Diâmetros hidráulicos dos tubos do Caso 3 e seus desvios η	63
Tabela 4.5 – Microtubo ideal: número de elementos, Po , Nu e seus respectivos erros ε	70
Tabela 4.6 – Microcanal de $RA = 0,8$: número de elementos, Po , Nu e seus respectivos erros ε	72
Tabela 4.7 – Microcanal destrutivo: número de elementos, Po , Nu e seus respectivos erros ε	73
Tabela 5.1 – Caso 1: Microtubos com $\eta = \pm 3\%$, $Re = 200$ e $q''_{sup} = 2 \text{ kW/m}^2$. Grandezas geométricas, hidrodinâmicas e térmicas.	87
Tabela 5.2 – Caso 2: Microtubos com $\eta(z^* = 1) = \pm 5\%$, $Re = 200$ e $q''_{sup} = 2 \text{ kW/m}^2$. Grandezas geométricas, hidrodinâmicas e térmicas.	93
Tabela 5.3 – Caso 3: Microcanais com $Re = 200$ e $q''_{sup} = 2 \text{ kW/m}^2$. Grandezas geométricas, hidrodinâmicas e térmicas.	101
Tabela 5.4 – Parâmetros geométricos da seção transversal dos tubos do Caso 3.	104

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	15
1.1 MOTIVAÇÃO.....	19
1.2 JUSTIFICATIVA	20
1.3 OBJETIVO	20
1.3.1 Objetivo Geral	21
1.3.2 Objetivos Específicos.....	21
1.4 ESTRUTURA DO TEXTO.....	22
2 ESCOAMENTO EM ESCALAS REDUZIDAS.....	23
2.1 MICROFLUIDOS E MICRO-SISTEMAS	23
2.2 MICROCANAIS E SUAS CLASSIFICAÇÕES	24
2.3 FLUIDODINÂMICA E TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM MICROESCALA	26
2.3.1 Relatos sobre o Fator de Fricção de Darcy e o Número de Poiseuille	29
2.3.2 Relatos sobre a Transferência de Calor	31
2.3.3 Concordâncias e Contradições	33
2.4 DIVERGÊNCIAS COM A TEORIA DO CONTÍNUO	34
2.5 RUGOSIDADE SUPERFICIAL.....	36
2.6 INCERTEZA EXPERIMENTAL	38
2.6.1 Incerteza Experimental em Tubos com Seção Transversal Circular	39
2.6.2 Incerteza Experimental em Tubos com Seção Transversal Retangular	41
2.7 VARIAÇÕES DA SEÇÃO TRANSVERSAL.....	42
2.8 DISSIPACÃO VISCOSA	46
2.9 EFEITO ELETROCINÉTICO	48
2.10 TRANSFERÊNCIA DE CALOR CONJUGADA	50
3 LEI DE HAGEN-POISEUILLE E RESISTÊNCIA HIDRODINÂMICA	52
3.1 LEI DE HAGEN-POISEUILLE.....	52
3.2 RESISTÊNCIA HIDRODINÂMICA PARA O CASO DE TUBOS COM SEÇÃO TRANSVERSAL CIRCULAR	52
3.3 RESISTÊNCIA HIDRODINÂMICA PARA O CASO DE TUBOS COM SEÇÃO TRANSVERSAL RETANGULAR	53
3.4 RESISTÊNCIA HIDRODINÂMICA E POTÊNCIA HIDRODINÂMICA	54
4 ABORDAGEM NUMÉRICA.....	55

4.1 ANSYS CFX	55
4.2 CASOS DE ESTUDO	56
4.2.1 Caso 1.....	57
4.2.2 Caso 2.....	58
4.2.3 Caso 3.....	59
4.3 CONDIÇÕES OPERACIONAIS	63
4.4 MODELO MATEMÁTICO	63
4.4.1 Equações Diferenciais para o Escoamento.....	64
4.4.2 Condições Iniciais e de Contorno	65
4.4.3 Equações para a Determinação de Parâmetros Geométricos	65
4.4.4 Equações para a Hidrodinâmica do Escoamento	66
4.4.5 Equações para a Transferência de Calor no Escoamento	67
4.4.6 Equações para a Determinação de Erros	68
4.4.7 Grandezas Adimensionais.....	69
4.5 ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DE MALHA.....	70
4.5.1 Refinamento das Malhas.....	73
4.5.2 Qualidade dos Elementos das Malhas	76
4.5.3 Razão de Aspecto dos Elementos das Malhas.....	78
4.6 PROCEDIMENTO ADOTADO	81
4.6.1 Determinação das Propriedades Termofísicas do Fluido de Trabalho	81
4.6.2 Determinação dos Parâmetros Hidrodinâmicos do Escoamento	82
4.6.3 Determinação dos Parâmetros Térmicos do Escoamento.....	83
4.6.4 Considerações sobre os Efeitos de Entrada.....	83
5 RESULTADOS E DISCUSSÕES	85
5.1 CASO 1	85
5.1.1 Perfis de Velocidade e Temperatura.....	86
5.1.2 Número de Poiseuille	88
5.1.3 Número de Nusselt Local	89
5.2 CASO 2	91
5.2.1 Perfis de Velocidade e Temperatura.....	91
5.2.2 Número de Poiseuille	94
5.2.3 Número de Nusselt Local	95
5.3 CASO 3	99
5.3.1 Perfis de Velocidade e Temperatura.....	99
5.3.2 Número de Poiseuille	103

5.3.3 Número de Nusselt Local	106
6 CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	108
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	111
APÊNDICE A – Cálculo da Incerteza para os Números de Poiseuille e Nusselt local em Tubos com Seção Transversal Circular.....	118
APÊNDICE B – Cálculo da Incerteza para os Números de Poiseuille e Nusselt local em Tubos com Seção Transversal Retangular	121
ANEXO A – Propriedades Termofísicas do Fluido de Trabalho para os Tubos Ideais.....	125

1 INTRODUÇÃO

O século XVII foi produtivo para que algumas áreas da Física ganhassem novas concepções e um desenvolvimento mais conciso. Foi nessa época que Sir Isaac Newton formulou suas leis da Mecânica, as quais fazem parte da Mecânica Clássica. Essas leis permitem descrever e efetuar previsões sobre o movimento dos objetos. Isto inclui os planetas do nosso sistema solar e demais corpos macroscópicos em geral. A mecânica newtoniana mostrou-se equivalente às leis de Kepler para o movimento planetário. As leis de Newton também generalizaram algumas observações de Galileu, com relação ao movimento de um corpo (HALLIDAY; RESNICK; WALKER, 1996a; MARION; THORNTON, 1995).

Porém, o fim do século XIX e o começo do século XX reservaram surpresas aos físicos desse período. Diversas conclusões teóricas derivadas da Mecânica Clássica não concordavam com certas conclusões obtidas das teorias do eletromagnetismo clássico, além daquelas envolvendo fenômenos atômicos, as quais estavam bem apoiadas experimentalmente (HALLIDAY; RESNICK; WALKER, 1996b; SEARS; ZEMANSKY; YOUNG, 1985; EISBERG; RESNICK, 1979). Maxwell, no século XIX, foi infeliz ao tentar entender a estrutura do átomo, de acordo com a teoria cinética dos gases, juntamente com suas observações experimentais realizadas a partir da luz emitida pelos átomos. Essas incompatibilidades entre a teoria (clássica) e os resultados de seus experimentos, neste contexto, o levaram a especular que deveria haver algo errado, de certa forma, com a Mecânica Clássica (HALLIDAY; RESNICK; WALKER, 1996a). Ele escreveu certa vez, frustrado nas suas tentativas de entender o átomo, que “nada mais restava, senão adotar uma atitude de ignorância consciente que é o prelúdio de todo avanço verdadeiro no conhecimento” (HALLIDAY; RESNICK; WALKER, 1996a, p. 221).

No entanto, das discrepâncias surgidas no referido período, com relação às teorias clássicas (newtonianas), proporcionou-se o surgimento de duas novas áreas da Física: a Mecânica Relativística de Einstein, que revolucionou os conceitos de espaço e tempo, e a Mecânica Quântica, a qual, por exemplo, permitiu efetuar previsões sobre o movimento e estado dos objetos e demais corpos em nível microscópico, dentre outros benefícios proporcionados. Nesse sentido, pode-se dizer que a Mecânica Quântica também alicerçou o desenvolvimento da indústria de semicondutores, na década de cinquenta do século passado, com o advento do transistor (MALVINO, 1986).

Até o início dos anos cinquenta, basicamente todos os equipamentos eletrônicos eram constituídos de válvulas. As mesmas eram dispositivos eletrônicos de baixo brilho que, em geral, dissipavam grandes quantidades de calor. Estas exigiam uma potência elétrica um tanto elevada, proveniente de robustas fontes de tensão. O tempo de vida útil deste tipo de dispositivo, em condições de operação, não era muito longo. Frequentemente as válvulas eram substituídas nos aparelhos, o que encarecia o custo de manutenção dos mesmos. Os equipamentos industriais constituídos de válvulas eram pesados e grandes, além de caros. Isto ocasionava um problema a mais para consumidores e projetistas. Um exemplo disso eram os computadores dessa época, os quais chegavam a ocupar uma sala inteira (MALVINO, 1986).

Então, em 1951, William Shockley revolucionou o mundo da eletrônica com a invenção do primeiro transistor de junção, desenvolvido nos laboratórios da Bell, nos EUA. Em termos financeiros, o advento do transistor proporcionou o nascimento da indústria dos multibilhões de dólares dos semicondutores. Em termos tecnológicos, o transistor não somente inovou bem como levou a um domínio cada vez mais crescente, veloz e ousado da tecnologia de dispositivos semicondutores. Essa tecnologia, por sua vez, conduziu ao nascimento dos componentes optoeletrônicos, circuitos integrados e microprocessadores, os quais caracterizaram a microeletrônica. Paralelamente, a compactação de aparelhos, em decorrência da redução no tamanho dos circuitos eletrônicos, cresceu em ritmo similar.

No entanto, talvez a maior das fronteiras abertas pelo transistor foi a dos computadores. Pode-se dizer, tranquilamente, que o transistor não redefiniu a indústria dos computadores: ele basicamente a criou. Aqueles equipamentos antiquados dos anos cinquenta, chamados de computadores, os quais eram constituídos de válvulas, passaram então, pela tecnologia de dopagem do silício, a ocupar o espaço sobre mesas e escrivaninhas, em geral. E tudo isso, à época, por um custo equivalente a poucos milhares de dólares, ou menos.

Assim, percebe-se claramente que nem mesmo as previsões mais otimistas, e por vezes ousadas, no que se refere à evolução tecnológica proporcionada pelo domínio da tecnologia de dopagem do silício, mediante o advento do transistor, poderiam estimar o novo mundo que estava por vir, em virtude dos impactos que essa nova revolução tecnológica proporcionaria, tanto em nível tecnológico quanto com relação ao estilo de vida das pessoas para as gerações futuras (MALVINO, 1986). Nesse sentido, a revolucionária invenção do transistor de junção também levaria a abertura de novas fronteiras para a miniaturização de dispositivos e sistemas, as quais dizem respeito aos sistemas micro-eletromecânicos (MEMS) e a nanotecnologia.

A questão de se trabalhar em escalas reduzidas também apresenta vantagem na natureza, onde todos os sistemas biológicos têm suas funções de processos de transporte aumentados pelo fato dos mesmos operarem em microescala. Os sistemas biológicos operam em canais reduzidos para fenômenos de transporte de massa. Os canais mais largos são reservados aos processos de transporte de fluidos. No corpo humano, por exemplo, dois importantes processos de transporte ocorrem em dimensões aproximadamente capilares, na faixa dos 4 μm , para os rins e pulmões (KANDLIKAR et al., 2006).

Porém, essa questão de se trabalhar em escalas reduzidas também apresenta seus problemas. A redução em espaço físico causada pela miniaturização de dispositivos industriais, em geral, é contrabalançada pelo alto desempenho exigido dos sistemas de refrigeração em equipamentos modernos (CELATA, 2004; KAKAÇ et al., 2005; TABELING, 2005; KANDLIKAR et al., 2006). Para se ter uma ideia, por volta de 1988, um processador Intel 386, com potência de 1 W, dissipava 3 kW/m^2 . Em 2004, um processador Pentium 4, com potência de 100 W, dissipava 300 kW/m^2 aproximadamente. Em 2009, os processadores dos microcomputadores dissipavam em média 640 kW/m^2 , com temperatura de operação em torno dos 90 °C. Na medida em que as taxas de dissipação se elevam, a temperatura de operação também aumenta. No entanto, tanto o desempenho como a vida útil dos componentes eletrônicos são inversamente proporcionais à temperatura de operação (ROSA; KARAYIANNIS; COLLINS, 2009). Assim, o controle térmico é uma das áreas mais críticas para o desenvolvimento da eletrônica moderna, em virtude das altas taxas de calor dissipadas pelos modernos e cada vez mais reduzidos dispositivos eletrônicos, os quais exigem novas e eficientes tecnologias de refrigeração (KANDLIKAR, 2005).

Com vistas ao projeto e desenvolvimento de sistemas que operem em microescala, um dos focos de estudo é procurar entender como a passagem para escalas geométricas menores provoca alterações nos processos fluidodinâmicos e de transferência de calor envolvidos. Esta necessidade está associada à maximização da performance dos dispositivos, ao mesmo tempo em que se procura minimizar o tamanho destes, bem como o custo e os requerimentos energéticos para os mesmos (KANDLIKAR et al., 2006). Nesse sentido, os dissipadores de calor constituídos de matrizes de microcanais se mostraram uma solução bastante promissora no que se refere à remoção do calor produzido por dispositivos eletrônicos a elevadas taxas de dissipação, como demonstrado pioneiramente por Tuckerman e Pease (1981). O fato da tecnologia em sistemas micro-eletromecânicos (MEMS) permitir que dissipadores, constituídos de matrizes de microcanais, sejam integrados diretamente ao componente

eletrônico possibilita a redução na temperatura de substrato do material, além da eliminação da resistência de contato (BAHRAMI; YOVANOVICH; CULHAM, 2005).

No entanto, paralelamente a crescente e, ao mesmo tempo, vantajosa miniaturização de dispositivos e sistemas baseados na tecnologia da microeletrônica e MEMS, percebe-se que muito parece ter sido feito sem que se tivesse um conhecimento, completo o suficiente, de que a redução das dimensões geométricas dos sistemas causam alterações nos processos físicos envolvidos. Diversos estudos experimentais, bem como outros de natureza numérica e teórica, foram realizados, ao longo das últimas décadas, com vistas a investigar a hidrodinâmica e a transferência de calor em microescala. Desses estudos realizados, se destacam os trabalhos desenvolvidos por Tuckerman e Pease (1981), Wu e Little (1984), Mala, Li e Dale (1997), Xu et al. (2000), Judy, Maynes e Webb (2002), Herwig e Hausner (2003), Croce e D'agaro (2004), Celata et al. (2006b) e Steinke e Kandlikar (2006), dentre muitos outros trabalhos, realizados por vários outros autores, referentes a termo-hidráulica de microescala. Porém, os resultados obtidos nesses estudos, bem como em vários outros, em geral, revelam divergências entre si, e, muitas vezes, com a teoria convencional. Estas ocorrem tanto para líquidos como gases, em escoamentos monofásicos e bifásicos, em regime laminar ou turbulento, bem como na transferência de calor em microcanais. Em geral, essas discrepâncias relatadas para o escoamento em microescala podem ser visualizadas pela análise do coeficiente de arrasto laminar, bem como pelo fator de fricção de Darcy¹ (f), ou pelos números de Poiseuille (Po) e Nusselt (Nu), quando estes são comparados aos resultados previstos pela teoria convencional. Porém, há relatos experimentais que indicam os mesmos em boa concordância com a teoria clássica, considerando a incerteza experimental.

¹ O fator de fricção (ou atrito) de Darcy é também conhecido, em algumas literaturas, como fator de atrito de Moody (INCROPERA; DEWITT, 1998) ou fator de fricção de Darcy-Weisbach (CELATA et al., 2006a, 2006c). No entanto, em outras literaturas (SHAH; LONDON, 1978; KANDLIKAR et al., 2006; STEINKE; KANDLIKAR, 2006), o mesmo é confundido, e referenciado, como sendo o fator de fricção de Fanning, o qual, por sua vez, também é conhecido como coeficiente de arrasto laminar, coeficiente de fricção ou fator de fricção de Fanning (INCROPERA; DEWITT, 1998). Porém, o fator de fricção de Fanning corresponde a um quarto do fator de fricção de Darcy. Assim sendo, o leitor deve estar atento em relação a qual dessas definições está sendo usada na literatura, visto que algumas (CELATA et al., 2002) não distinguem sobre qual dessas definições está sendo usada, de forma que o fator de fricção (seja de Darcy ou Fanning) é simplesmente definido como fator de fricção. Além disso, há autores (KAKAÇ et al., 2005) que usam as duas definições sem fazer uma distinção entre ambas; e misturando-as ao longo dos textos. Para os propósitos dessa dissertação, o fator de fricção usado ao longo de todo o trabalho será o fator de fricção de Darcy (sendo este o quádruplo do fator de fricção de Fanning), mesmo que este seja referenciado apenas como fator de fricção.

Aparentemente, sugere-se que as teorias clássicas desenvolvidas para a termodinâmica e a hidrodinâmica, em macroescala, não são aplicáveis para sistemas que operem em microescala (CELATA, 2004; KAKAÇ et al., 2005; KANDLIKAR et al., 2006).

Normalmente, as divergências relatadas com relação a medições em microescala, para o fator de fricção de Darcy e os números de Poiseuille e de Nusselt local, são associadas ou atribuídas a fatores geométricos do microcanal, como a sua razão de aspecto (RA) e a rugosidade superficial (ξ_{sup}). Considerações sobre hidrofobicidade, o tipo de fluido usado no escoamento, incluindo a polaridade, fase e compressibilidade deste, também são relatadas. Alguns pesquisadores atribuem aos efeitos de escala, como a dissipação viscosa e o efeito eletrocínético, por exemplo, como sendo a causa para essas divergências. Segundo análises de erro efetuadas em muitos estudos experimentais, a principal causa de erros nas medições em microescala é atribuída à medida do diâmetro hidráulico (D_h) do microcanal, especialmente em faixas abaixo dos 100 μm . Porém, algumas divergências relatadas para o fator de fricção são atribuídas às imperfeições na geometria da seção transversal dos microcanais, bem como variações desta ao longo do comprimento dos mesmos. Existem relatos de desvios para o fator de fricção e o número de Nusselt que apresentaram dependência com a faixa de números de Reynolds (Re) considerada. A forma geométrica da seção transversal de um microcanal foi apontada, em alguns estudos numéricos, como sendo mais influente para os processos de transferência de calor para o fluido do que a rugosidade superficial, por exemplo. Logo, a presença de vários possíveis efeitos de escala, bem como das imperfeições geométricas nos microcanais, de uma só vez, dificulta a identificação das (prováveis) fontes de erros em estudos experimentais nessa área de aplicação (JUDY; MAYNES; WEBB, 2002; CELATA, 2004; CROCE; D'AGARO, 2004; KAKAÇ et al., 2005; CELATA et al., 2006b; KANDLIKAR et al., 2006).

1.1 MOTIVAÇÃO

Recursos computacionais vêm se mostrando cada vez mais úteis em áreas de ensino e pesquisa, como na simulação de modelos numéricos que descrevem fenômenos físicos. Ao longo das últimas décadas, a simulação numérica evoluiu consideravelmente, sendo esta inicialmente considerada como simples ferramenta em nível de investigação científica, na análise de problemas físicos e de engenharia. Atualmente, a mesma vigora como uma

poderosa ferramenta para a solução de problemas aplicados em engenharia. Uma das grandes vantagens do emprego de técnicas numéricas para investigar ou resolver problemas físicos é o fato desta permitir explorar questões que, do ponto de vista experimental, podem apresentar severas restrições (MALISKA, 1995).

Assim, o emprego de técnicas numéricas pode ser muito vantajoso também no estudo do escoamento em microescala. Isto porque se pode considerar ou ignorar, separadamente, no modelo numérico para o escoamento, efeitos relevantes neste domínio, como a rugosidade superficial, a dissipação viscosa e o efeito eletrocinético, por exemplo. Logo, as características hidrodinâmicas e de transferência de calor para o escoamento podem ser analisadas, numericamente, quando o mesmo está sujeito ao(s) efeito(s) de interesse na investigação desejada. Este pode ser o caso para investigar, por exemplo, as divergências relatadas para o fator de fricção de Darcy e os números de Poiseuille e de Nusselt local, no que se refere às imperfeições e variações da seção transversal dos microcanais.

1.2 JUSTIFICATIVA

Com exceção de alguns poucos relatos, com base nos estudos experimentais realizados por Celata et al. (2006b) e Steinke e Kandlikar (2006), e em estudos de natureza numérica realizados por Croce e D'Agaro (2004), não se encontram estudos aprofundados o suficiente, tanto em nível experimental bem como em nível numérico, que verifiquem, solidamente, para o escoamento laminar monofásico em microescala, a real influência de imperfeições e variações existentes na seção transversal dos microcanais sobre os parâmetros hidrodinâmicos e térmicos do escoamento, como para os números de Poiseuille e Nusselt, respectivamente.

1.3 OBJETIVO

O objetivo deste estudo numérico é analisar como as características hidrodinâmicas e de transferência de calor para o escoamento laminar monofásico em microescala, para um fluido com propriedades termofísicas constantes, podem ser influenciadas por imperfeições e variações na seção transversal dos microcanais.

1.3.1 Objetivo Geral

O objetivo geral deste estudo numérico consiste em analisar, isoladamente, como aspectos e parâmetros relacionados com a hidrodinâmica e a transferência de calor, como é o caso para os números de Poiseuille e de Nusselt local, respectivamente, para o escoamento laminar monofásico em microescala, de um fluido com propriedades termofísicas constantes, podem ser afetados por meio de imperfeições e variações referentes à geometria e a forma da seção transversal dos microcanais. Para isso, todos os demais efeitos de escala, como a rugosidade superficial, a dissipação viscosa e o efeito eletrocinético, por exemplo, não são considerados no modelo numérico para este estudo. Como não se encontram estudos aprofundados o suficiente sobre esse assunto, tanto em nível experimental como em nível numérico, na literatura científica disponível, procura-se desenvolver aqui um estudo que forneça resultados indicativos, e convincentes, com respeito aos impactos que as imperfeições na geometria da seção transversal dos microcanais apresentam sobre os parâmetros relacionados com a hidrodinâmica e a transferência de calor para o escoamento, como é o caso dos números de Poiseuille e de Nusselt local, respectivamente. Ao mesmo tempo, espera-se que esses resultados e, principalmente, as conclusões obtidas neste estudo, sirvam de referencial para pesquisas futuras ou uma possível extensão deste estudo.

1.3.2 Objetivos Específicos

Com vistas a contemplar o objetivo geral do trabalho, o estudo aqui desenvolvido propõe-se especificamente a avaliar, do ponto de vista numérico, como imperfeições e variações, em geral suaves, na seção transversal de microcanais, considerando o tamanho e a forma desta, ao longo do comprimento dos mesmos, podem influenciar com relação a divergências sobre os parâmetros hidrodinâmicos e térmicos de grande interesse no escoamento, como é o caso para os números de Poiseuille e de Nusselt local. Este estudo também procura identificar, bem como mensurar, a dependência das divergências encontradas, para os números de Poiseuille e de Nusselt local, com relação ao número de Reynolds, junto às imperfeições e variações na forma geométrica, e no tamanho, da seção transversal dos microcanais considerados. Os resultados obtidos para o escoamento laminar

monofásico de um fluido com propriedades termofísicas constantes, em microcanais com imperfeições e variações na seção transversal, são comparados aos obtidos para os correspondentes microcanais geometricamente perfeitos, por meio dos números de Poiseuille e de Nusselt local. Esses resultados foram determinados através das equações de conservação da massa, Navier-Stokes e energia por dinâmica dos fluidos computacional (CFD).

1.4 ESTRUTURA DO TEXTO

O Capítulo 2 traz uma abordagem sobre a necessidade do escoamento em escalas reduzidas. Isto inclui desde a motivação para os estudos neste campo até as principais pesquisas realizadas nos últimos anos, com relação ao escoamento laminar monofásico em microcanais.

O Capítulo 3 traz uma abordagem sobre a lei de Hagen-Poiseuille e sua relação com a resistência hidrodinâmica ao escoamento de um fluido em um tubo.

O Capítulo 4 expõe a metodologia numérica adotada para a realização deste trabalho, incluindo a apresentação do software utilizado, bem como o modelo numérico, suas condições de contorno e outras particularidades deste.

No Capítulo 5 são apresentados e analisados os resultados obtidos nas simulações referentes aos Casos de estudo. Discussões sobre alguns resultados também são apresentadas.

Por fim, o Capítulo 6 apresenta as considerações finais sobre o estudo realizado.

2 ESCOAMENTO EM ESCALAS REDUZIDAS

O presente capítulo traz uma abordagem sobre as necessidades e pesquisas que motivaram os estudos para o escoamento com transferência de calor em escalas reduzidas, as quais dizem respeito ao desenvolvimento dos microfluidos e a definição dos micro-sistemas. Alguns sistemas de classificação para canais de escoamento como sendo macrocanais, minicanais ou microcanais, por exemplo, são apresentados. Um panorama sobre algumas das pesquisas realizadas em nível experimental, teórico e numérico é apresentado. Em geral, estas incluem desde a não validade das equações clássicas de conservação (Navier-Stokes) e energia, para o escoamento em escalas reduzidas, até os denominados efeitos de escala (ξ_{sup} , dissipação viscosa, efeito eletrocinético e a transferência de calor conjugada). Além disso, também são abordadas questões referentes à incerteza experimental nos parâmetros de medida para o escoamento em microescala, como a perda de carga e o diâmetro hidráulico (D_h), por exemplo, bem como questões de ordem geométrica dos canais em consideração, como é o caso das variações da seção transversal dos mesmos, por exemplo.

2.1 MICROFLUIDOS E MICRO-SISTEMAS

Historicamente, pode-se dizer que o início dos estudos para o escoamento em escalas reduzidas, em níveis milimétricos e micrométricos, se deu por meio dos microfluidos. Estes constituem um campo de pesquisa da Física relativamente recente ainda. Suas principais aplicações encontram-se nas áreas da química, medicina, biotecnologia e engenharias, em geral, por meio do uso de micro-sistemas (TABELING, 2005; KANDLIKAR et al., 2006).

Os microfluidos são resultados de pesquisas e estudos iniciados ainda em fins dos anos cinquenta do século passado, na extinta União Soviética, seguido dos EUA e Europa, com vistas a aplicações militares. Pouco tempo depois, seu uso passou a ser estendido também a aplicações civis. O objetivo inicial das pesquisas com microfluidos era usar um fluido, do tipo gás inicialmente, em escalas milimétricas ou menores, de maneira que este realizasse operações analógicas e digitais, como em eletrônica. Um fluido com essa característica era também conhecido como fluido lógico (“fluidics”). Isto se deu no sentido de modelar pneumáticamente suprimentos a computadores, ao invés de eletricamente, especialmente para

aplicações em domínio espacial. Porém, esses sistemas tiveram um fim proporcional ao promissor avanço da tecnologia em microeletrônica, nas décadas de sessenta e setenta. No entanto, esse período foi vital para um melhor conhecimento e entendimento da dinâmica do escoamento de gases em escalas diminutas, como em minicanais e minidispositivos pneumáticos (os quais caracterizam os MEMS), com vistas a considerar, com maior precisão, seus efeitos de rarefação, principalmente quando o comprimento característico da dimensão reduzida vem a ser menor que $1\ \mu\text{m}$ (TABELING, 2005; KANDLIKAR et al., 2006).

Do ponto de vista de engenharia, o estudo dos microfluidos trata do escoamento de fluidos, sejam líquidos ou gases, em condições não muito usuais, e por vezes inexploradas, através de sistemas miniaturizados (micro-sistemas) desenvolvidos com tecnologias modernas, surgidas na década de setenta. Neste contexto, se inserem os sistemas micro-eletromecânicos (TABELING, 2005; KANDLIKAR et al., 2006).

Um micro-sistema pode ser definido como aquele dispositivo que é caracterizado por uma microestrutura. Nesta, o tamanho da geometria do menor dos componentes ativos do dispositivo fica abaixo dos $100\ \mu\text{m}$ ou, dependendo, na faixa de 1 a $300\ \mu\text{m}$, a qual é mais voltada para o caso dos sistemas micro-eletromecânicos (MEMS). Além do tamanho diminuto que os micro-sistemas apresentam, os mesmos se caracterizam, principalmente, pelo seu alto poder de dissipação (CELATA, 2004; TABELING, 2005).

2.2 MICROCANAIS E SUAS CLASSIFICAÇÕES

Segundo Kandlikar et al. (2006), a classificação de um canal de escoamento como sendo macro, mini ou micro varia de um autor para outro. Em geral, os sistemas de classificação convenientemente se baseiam em D_h . Por exemplo, Mehendale, Jacobi e Shah (2000 apud KANDLIKAR et al., 2006, p. 3) elaboraram um sistema de classificação que considera como microcanais a faixa de diâmetros hidráulicos de 1 a $100\ \mu\text{m}$, como mesocanais a faixa entre $100\ \mu\text{m}$ a $1\ \text{mm}$, como passagens compactas de 1 a $6\ \text{mm}$ e como passagens convencionais, denominadas macroescala, as faixas superiores a $6\ \text{mm}$. Já Kandlikar e Grande (2003) elaboram um sistema de classificação, apresentado na Tab. (2.1), que leva em conta os efeitos de rarefação para gases comuns sujeitos a pressão atmosférica. As atuais condições operacionais de gases em qualquer canal exigem que seja verificada a

aplicabilidade da teoria do contínuo ou, então, as condições de escoamento com deslizamento (KANDLIKAR et al., 2006).

Tabela 2.1 – Sistema de classificação pelos efeitos de rarefação para gases comuns na pressão atmosférica.

Gás	Dimensões dos Canais (μm)			
	Escoamento Contínuo	Escoamento com Deslizamento	Escoamento de Transição	Escoamento Molecular Livre
Ar	> 67	$0,67 - 67$	$0,0067 - 0,67$	$< 0,0067$
Hélio	> 194	$1,94 - 194$	$0,0194 - 1,94$	$< 0,0194$
Hidrogênio	> 123	$1,23 - 123$	$0,0123 - 1,23$	$< 0,0123$

Fonte: Kandlikar e Grande (2003, p. 8).

Um esquema de classificação mais recente, e oriundo daquele devido a Kandlikar e Grande (2003), é apresentado na Tab. (2.2). Neste sistema, D é o menor diâmetro do canal em consideração. No caso de canais com seção transversal não circular, tal como retangular, por exemplo, leva-se em consideração a menor das dimensões do mesmo. Devido a sua fácil terminologia, esse esquema é um dos mais adotados (KANDLIKAR et al., 2006).

Tabela 2.2 – Esquema de classificação de canais bastante adotado.

Canais Convencionais	$> 3 \text{ mm}$
Minicanais	$3 \text{ mm} \geq D > 200 \mu\text{m}$
Microcanais	$200 \mu\text{m} \geq D > 10 \mu\text{m}$
Microcanais de Transição	$10 \mu\text{m} \geq D > 1 \mu\text{m}$
Nanocanais de Transição	$1 \mu\text{m} \geq D > 0,1 \mu\text{m}$
Nanocanais	$0,1 \mu\text{m} \geq D$

Fonte: Kandlikar et al. (2006, p. 3).

Um sistema de classificação distinto é usado para sistemas biológicos, os quais operam em uma faixa baixa de Re . Estes levam em conta o efeito acentuado, por vezes, de forças tais como a eletrocinética, para o escoamento em canais capilares (KANDLIKAR et al., 2006).

Frente à dificuldade de classificação dos sistemas de escala, a Fig. (2.1) mostra, resumidamente, a faixa de escalas comum ao homem e a natureza, em geral. Esta compreende desde a macroescala até a nanoescala, segundo Celata (2004).

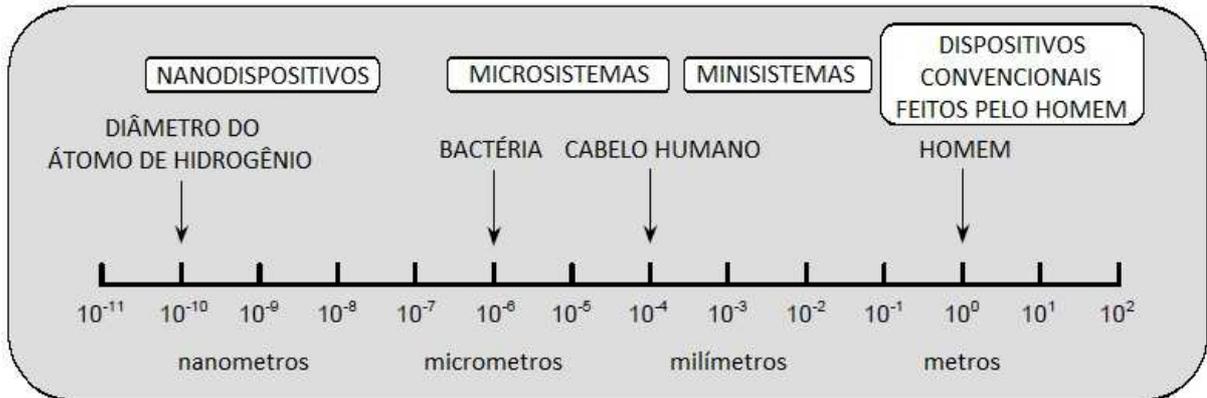


Figura 2.1 – Faixa de escalas comuns ao homem e a natureza.

Fonte: Celata (2004, p. 2).

2.3 FLUIDODINÂMICA E TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM MICROESCALA

Os tipos mais comuns de microcanais são aqueles que apresentam seção transversal com forma geométrica retangular ou circular, embora outras formas, como a triangular e a trapezoidal, por exemplo, também sejam usadas. Os microcanais com seção transversal circular são comumente denominados microtubos. As investigações experimentais referentes à transferência de calor em microcanais relatadas na literatura consideram, predominantemente, microcanais com seção transversal retangular. O provável motivo para isto é que estes são mais fáceis para manufaturar, bem como para efetuar estudos em laboratório (CELATA, 2004).

O escoamento monofásico de líquidos em microdispositivos, tais como microválvulas, microbombas e microsensores, justifica o uso e estudo de microcanais, tanto experimental como numericamente. A necessidade de fluxos de troca de calor em superfícies e volumes cada vez menores trouxe novos desafios para os pesquisadores da área térmica contemporânea, com relação às técnicas de resfriamento para esses dispositivos (CELATA, 2004).

Os estudos com relação à performance na transferência de calor em microcanais tiveram ênfase a partir do início dos anos oitenta do século passado, especialmente com o trabalho pioneiro de Tuckerman e Pease (1981), sobre métodos eficientes para o resfriamento de microchips eletrônicos. Os mesmos desenvolveram um modelo de dissipador, constituído de uma matriz de microcanais (organizados em paralelo, em um substrato de silício), que quando integrado a microchips de silício poderia remover fácil, e eficientemente, o calor

produzido pelos mesmos, com coeficientes de transferência de calor mais altos que os usuais até então. Usando água como fluido refrigerante, o dissipador desenvolvido pelos pesquisadores absorveu o calor produzido por microchips a uma taxa de 790 W/cm^2 sem que o fluido mudasse de fase. Isso foi obtido com a temperatura máxima do substrato de silício de 71 K acima da temperatura de entrada da água no dissipador. Esse estudo indicou que altas taxas de transferência de calor poderiam ser obtidas com canais de refrigeração de dimensões micrométricas. Além disso, este trabalho é considerado pioneiro porque desencadeou uma série de investigações predominantemente experimentais, além de outras de cunho teórico e numérico, com relação à performance para a transferência de calor com uso de microcanais.

Ao longo das últimas décadas, diversos estudos predominantemente de natureza experimental foram realizados, por vários pesquisadores, com vistas a investigar a hidrodinâmica e a transferência de calor em microescala, em geral para microcanais com seção transversal retangular ou, então, para microtubos (CELATA et al., 2006b, 2006c; STEINKE; KANDLIKAR, 2006). Inúmeros estudos já foram desenvolvidos em microcanais através de abordagem experimental, dentre os quais pode se destacar, por exemplo, os trabalhos de Xu et al. (2000), Judy, Maynes e Webb (2002), Lee, Garimella e Liu (2005) e Steinke e Kandlikar (2006). Estudos também foram desenvolvidos em microcanais através de abordagem teórica como, por exemplo, os trabalhos de Mala, Li e Dale (1997), Yang, Li e Masliyah (1998), Tso e Mahulikar (1998) e Maranzana, Perry e Maillet (2004), dentre outros, além de estudos com abordagem numérica, como os trabalhos de Toh, Chen e Chai (2002), Croce e D'Agaro (2004, 2005), Koo e Kleinstreuer (2004) e Maranzana, Perry e Maillet (2004), por exemplo. Microtubos foram estudados teoricamente por Tunc e Bayazitoglu (2001) e Bahrami, Yovanovich e Culham (2005), experimentalmente por Choi, Barron e Warrington (1991 apud KAKAÇ et al., 2005), Mala e Li (1999), Judy, Maynes e Webb (2002) e Celata et al. (2006a, 2006b, 2006c), e numericamente por Croce e D'Agaro (2004, 2005) e Koo e Kleinstreuer (2004).

A faixa de diâmetros hidráulicos usada nos estudos para escoamentos em microescala varia bastante. Diâmetros hidráulicos acima de $100 \mu\text{m}$ foram usados por Peng e Peterson (1996), Pfund et al. (2000), Tiselj et al. (2004) e Celata et al. (2002, 2007), dentre outros. Diâmetros hidráulicos abaixo de $100 \mu\text{m}$ foram usados por Choi, Barron e Warrington (1991 apud KAKAÇ et al., 2005) e Pfahler et al. (1991 apud KAKAÇ et al., 2005). No entanto, há pesquisadores como Yu et al. (1995 apud CELATA, 2004), Mala e Li (1999), Xu et al.

(2000), Judy, Maynes e Webb (2002) e Celata et al. (2006a, 2006b, 2006c), por exemplo, que trabalharam com diâmetros hidráulicos tanto acima como abaixo de 100 μm .

Os fluidos de trabalho usados se alternam entre líquidos e gases. Com relação aos líquidos, a água é um fluido de trabalho bastante usado, conforme os estudos conduzidos por Peng e Wang (1993), Mala e Li (1999), Xu et al. (2000), Judy, Maynes e Webb (2002), Koo e Kleinstreuer (2004), Celata et al. (2006a, 2006b, 2006c, 2007) e Steinke e Kandlikar (2006), dentre vários outros, por exemplo. Outros líquidos, como metanol (WANG; PENG, 1994; PENG et al., 1995; JUDY; MAYNES; WEBB, 2002; KOO; KLEINSTREUER, 2004), isopropanol (JUDY; MAYNES; WEBB, 2002; KOO; KLEINSTREUER, 2004), N-propanol (PFAHLER et al., 1990 apud KAKAÇ et al., 2005), álcool isopropílico (PFAHLER et al., 1991 apud KAKAÇ et al., 2005) e óleo de silicone (PFAHLER et al., 1991 apud KAKAÇ et al., 2005) também foram usados. O refrigerante R-114 foi considerado experimentalmente tanto na forma líquida (CELATA et al., 2002; HRNJAK; TU, 2007) quanto vapor (HRNJAK; TU, 2007). Com relação aos gases, dentre aqueles geralmente usados se encontram o ar (YANG et al., 2012), o hélio (PFAHLER et al., 1991 apud KAKAÇ et al., 2005; TANG et al., 2007) e o nitrogênio (WU; LITTLE, 1984; PFAHLER et al., 1991 apud KAKAÇ et al., 2005; CHOI; BARRON; WARRINGTON, 1991 apud KAKAÇ et al., 2005; YU et al., 1995 apud CELATA, 2004; TANG et al., 2007), por exemplo. Há pesquisadores, como Pfahler et al. (1991 apud KAKAÇ et al., 2005), Yu et al. (1995 apud CELATA, 2004) e Hrnjak e Tu (2007), por exemplo, os quais consideraram tanto líquidos como gases em seus estudos. Os fluidos dielétricos HFE-7600 e FC-70 foram considerados em alguns estudos de natureza numérica (LELEA, 2010; LELEA; CIOABLA, 2010).

O material que constitui os microcanais e microtubos estudados experimentalmente varia, em geral, entre vidro (WU; LITTLE, 1984; LI; DU; GUO, 2000 apud CELATA, 2004; CELATA et al., 2006a, 2006b, 2007), sílica ou sílica fundida (MALA; LI, 1999; JUDY; MAYNES; WEBB, 2002; BRUTIN; TADRIST, 2003; CELATA et al., 2006b, 2006c; TANG et al., 2007), silício (XU et al., 2000; WU; CHENG, 2003; STEINKE; KANDLIKAR, 2006), cobre (LEE; GARIMELLA; LIU, 2005), bronze (GAMRAT; FAVRE-MARINET; ASENDRYCH, 2005), teflon (CELATA et al., 2006b) e, principalmente, aço ou aço inoxidável (PENG; WANG, 1993; PENG et al., 1995; MALA; LI, 1999; JUDY; MAYNES; WEBB, 2002; CELATA et al., 2002, 2007; TANG et al., 2007; YANG et al., 2012).

Os relatos dos estudos realizados pelos pesquisadores anteriormente citados revelam divergências entre si. Elas ocorrem tanto para líquidos como para gases, em escoamentos monofásicos ou bifásicos, em regime laminar ou turbulento, bem como na transferência de

calor em microcanais, sejam estes adiabáticos ou não. Em geral, essas discrepâncias podem ser visualizadas por f , Po e Nu , quando estes são comparados aos resultados previstos pela teoria convencional (CELATA, 2004; KAKAÇ et al., 2005; KANDLIKAR et al., 2006).

2.3.1 Relatos sobre o Fator de Fricção de Darcy e o Número de Poiseuille

No escoamento em microescala, fatores de fricção, bem como números de Poiseuille, acima do previsto pela teoria clássica foram relatados por Wu e Little (1984), Mala e Li (1999), Croce e D'Agaro (2004), Celata et al. (2002, 2006b), Croce, D'Agaro e Nonino (2007) e Tang et al. (2007), dentre vários outros. Fatores de fricção abaixo do previsto pela teoria clássica foram relatados por Pfahler et al. (1990 apud KAKAÇ et al., 2005; 1991 apud KAKAÇ et al., 2005), Choi, Barron e Warrington (1991 apud KAKAÇ et al., 2005), Yu et al. (1995 apud CELATA, 2004) e Tang et al. (2007), por exemplo. Porém, alguns pesquisadores como Xu et al. (2000), Judy, Maynes e Webb (2002) e Tang et al. (2007), por exemplo, relataram resultados obtidos para f em boa concordância com a teoria clássica.

Pesquisadores como Wu e Little (1984), Mala e Li (1999), Wu e Cheng (2003), Croce e D'agaro (2004, 2005) e Gamrat et al. (2008), dentre muitos outros, por exemplo, atribuem às variações na área da seção transversal dos microcanais, em virtude de ξ_{sup} , como a principal causa para medidas de fatores de fricção acima do previsto pela teoria clássica. Alguns (YOUNG; KANDLIKAR, 2008) dizem que pequenas diferenças geométricas e superficiais levam a uma não uniformidade geométrica para o microcanal, as quais são suficientes para causar distúrbios no escoamento. Outros (XU et al., 2000; CELATA et al., 2006b; STEINKE; KANDLIKAR, 2006) atribuem alguns desvios encontrados para medidas de f às deformações existentes na seção transversal dos microcanais e microtubos considerados, as quais podem variar ao longo do comprimento dos mesmos. Há relatos (PFAHLER et al., 1991 apud KAKAÇ et al., 2005; PENG; PETERSON, 1996; WU; CHENG, 2003; CHEN, 2007; CHIU et al., 2011) que indicaram parâmetros geométricos como a razão de aspecto do canal, por exemplo, como mais relevantes para a performance dos microcanais, enquanto outros relataram condições superficiais envolvendo hidrofobicidade (CELATA et al., 2006b; TRETHERWAY; LIU; MEINHART, 2002) bem como ξ_{sup} . Além disso, desvios para f que apresentaram dependência com a faixa de Re também foram relatados (PFAHLER et al., 1991 apud KAKAÇ et al., 2005; MALA; LI, 1999; CELATA et

al., 2002; TOH; CHEN; CHAI, 2002). Há autores que indicaram efeitos de escala, como a dissipação viscosa (KOO; KLEINSTREUER, 2004; CELATA et al., 2006c; LELEA; CIOABLA, 2010) e o efeito eletrocinético (MALA; LI; DALE, 1997; YANG; LI; MASLIYAH, 1998), por exemplo, como a causa para divergências na medida de f no escoamento em microescala, por meio de alterações nas propriedades termofísicas do fluido, como a viscosidade dinâmica, por exemplo, as quais proporcionam alterações no número de Reynolds local (Re) do escoamento e na tensão de cisalhamento junto à parede, o que influencia nos desvios para a perda de carga do escoamento. Alguns resultados obtidos experimentalmente para f acima do previsto pela teoria clássica foram atribuídos à interação iônica entre o fluido e a parede do tubo, bem como efeitos de polaridade do fluido (BRUTIN; TADRIST, 2003). No escoamento de gases, os efeitos de rarefação são apontados (PFAHLER et al., 1991 apud KAKAÇ et al., 2005; TANG et al., 2007) como a causa para desvios abaixo do previsto teoricamente para f , enquanto os efeitos de compressibilidade do gás (TANG et al., 2007) levam a fatores de fricção acima do previsto teoricamente. Também, alguns trabalhos (MALA; LI, 1999; XU et al., 2000; HRNJAK; TU, 2007), dentre muitos outros, indicam que ξ_{sup} é ou pode ser responsável por alterar a faixa de Re de transição do escoamento de laminar para turbulento.

Segundo um estudo realizado por Steinke e Kandlikar (2006), há pesquisadores da área experimental (TUCKERMAN; PEASE, 1981; PENG et al., 1995; PENG; PETERSON, 1996), os quais relataram divergências para f ou Nu , que não levaram em conta as perdas de pressão na entrada e na saída dos microcanais, na seção de testes, bem como os efeitos de entrada relativos ao desenvolvimento hidrodinâmico e térmico. No entanto, segundo Steinke e Kandlikar (2006), alguns pesquisadores da área experimental (MALA; LI, 1999; XU et al., 2000; JUDY; MAYNES; WEBB, 2002), os quais contabilizaram esses efeitos, relataram f em boa concordância com a teoria clássica, enquanto outros não (PFUND et al., 2000). Dessa forma, a distorção nos resultados é minimizada, como indicado também por Young e Kandlikar (2008). Com relação aos efeitos de entrada, na seção de testes, há pesquisadores (YOUNG; KANDLIKAR, 2008) que citam a possibilidade da ocorrência de cavitação. Além disso, Steinke e Kandlikar (2006), bem como Judy, Maynes e Webb (2002), Celata, Cumo e Zummo (2004) e Celata et al. (2006b, 2006c), também indicam a incerteza na medição para D_h , principalmente em faixas abaixo dos 100 μm , como outro forte fator para os desvios observados na medida de f para o escoamento em microescala.

Um provável motivo que pode explicar parte dos desvios encontrados para f e Po , em nível experimental, é a tecnologia de fabricação empregada na confecção dos microcanais.

Um dos tipos de tecnologia empregada nos anos noventa consistia em usar microcanais em placas ou substratos de metal (PENG; WANG, 1993; WANG; PENG, 1994; PENG et al., 1995; PENG; PETERSON, 1996), em geral de aço inoxidável. No entanto, os experimentos realizados com microcanais provenientes dessa técnica apresentaram divergências para os números de Poiseuille e Nusselt (PENG; PETERSON, 1996), ou mesmo resultados não muito bem justificados (PENG; WANG, 1993; WANG; PENG, 1994; PENG et al., 1995), tanto em escoamento laminar quanto turbulento. Essas divergências foram atribuídas a problemas referentes ao acabamento desses canais, segundo Xu et al. (2000), de forma que os mesmos apresentavam uma área de seção transversal maior que a concebida teoricamente, o que proporcionava fatores de fricção abaixo do previsto teoricamente. Xu et al. (2000) realizaram experimentos com microcanais de silício, cobertos por vidro pirex, usando a técnica de ligação anódica. Os mesmos mostraram que essa técnica é mais confiável, em relação à da usinagem de microcanais em substratos de metal, o que se deve a maior uniformidade geométrica dos canais construídos com a mesma, além dos aspectos eletrônicos envolvendo a estrutura química do material empregado (silício).

2.3.2 Relatos sobre a Transferência de Calor

Com relação à transferência de calor em microescala, pesquisadores como Lee, Garimella e Liu (2005), Lin e Yang (2005), Yang e Lin (2007), Lin, Yang e Kandlikar (2009) e Yang et al. (2012), por exemplo, relataram resultados obtidos para Nu em boa concordância com a teoria clássica. Alguns pesquisadores (PENG; WANG, 1993; WANG; PENG, 1994; PENG et al., 1995; JUDY; MAYNES; WEBB, 2002) indicam que efeitos relacionados à velocidade e a temperatura do fluido, aliados às dimensões micrométricas do canal, os quais alteram as propriedades termofísicas do fluido, como a viscosidade dinâmica, por exemplo, proporcionam alterações no número de Reynolds local (Re) do escoamento, o que também leva a divergências para as taxas e coeficientes de transferência de calor por convecção. Há estudos (CHEN, 2007) que indicam que o campo de velocidade e temperatura no fluido é consideravelmente influenciado pelas forças de inércia do mesmo. Outros estudos indicaram Nu como dependente da razão de aspecto (RA) do canal (CHEN, 2007; CHIU, 2011), além de Re (CHOI; BARRON; WARRINGTON, 1991 apud KAKAÇ et al., 2005). No entanto, alguns pesquisadores (CROCE; D'AGARO, 2004, 2005; CROCE; D'AGARO; NONINO, 2007)

apontam que a forma da seção transversal de um microcanal é mais importante para a determinação de parâmetros térmicos do escoamento, como é o caso para Nu , do que ξ_{sup} , por exemplo. Além disso, a forma do canal também causa impactos sobre o perfil de temperatura e o coeficiente de transferência de calor em microcanais, especialmente em dissipadores (MOHAMMED; GUNNASEGARAN; SHUAIB, 2011). Alguns (BAHRAMI; YOVANOVICH; CULHAM, 2005; CROCE; D'AGARO, 2004, 2005; CROCE; D'AGARO; NONINO, 2007) indicam que o aumento de ξ_{sup} melhora a transferência de calor convectiva em microescala. No entanto, essa melhoria mostra-se insuficiente com vistas a aplicações práticas, segundo esses estudos.

Em geral, as divergências para a transferência de calor em microescala muitas vezes estão relacionadas com a condução de calor nas paredes dos microcanais (transferência de calor conjugada) e a condutividade do material que constitui os mesmos (MARANZANA; PERRY; MAILLET, 2004; TISELJ et al., 2004; CELATA et al., 2006a, 2007), à dissipação viscosa (KOO; KLEINSTREUER, 2004; CELATA et al., 2006c; LELEA; CIOABLA, 2010), a qual proporciona variações nas propriedades termofísicas do fluido (JUDY; MAYNES; WEBB, 2002; MORINI, 2005; CELATA et al., 2006c), à ξ_{sup} (YOUNG; KANDLIKAR, 2008), bem como à possibilidade de ocorrência de cavitação (YOUNG; KANDLIKAR, 2008), além das incertezas experimentais (LIN; YANG; KANDLIKAR, 2009). No que se refere a esta última, inclui-se a identificação correta da condição de contorno adotada para a fronteira sólida na entrada e saída dos tubos, a qual, experimentalmente, pode diferir muito da considerada teoricamente (HETSRONI et al., 2005). Isto leva a consideráveis perdas de calor para o fluido, na entrada dos tubos, o que se reflete em desvios para Nu . Além disso, o calor dissipado por termopares e resistências de contato, devido à fixação de outros acessórios (ROSA; KARAYIANNIS; COLLINS, 2009), além de perdas de calor para o ambiente (LIN; YANG, 2005; YANG; LIN, 2007; YANG et al., 2012), se refletem em desvios significativos para a determinação do coeficiente local de transferência de calor por convecção, e para Nu , conseqüentemente. Nesse sentido, alguns pesquisadores (LIN; YANG, 2005; YANG; LIN, 2007) optam por técnicas mais sofisticadas, como a termografia de cristal líquido (LCT), para determinar, com maior eficácia e precisão, a temperatura na superfície dos microcanais. Essa técnica se mostra mais adequada que o uso de termopares (LIN; YANG; KANDLIKAR, 2009), em experimentos para escoamentos laminar ou turbulento com transferência de calor. Porém, para a região de transição do escoamento, de laminar para turbulento, o uso da técnica LCT pode não ser adequada também, em razão das flutuações na temperatura medida, devido

às condições instáveis do escoamento (YANG; LIN, 2007; LIN; YANG; KANDLIKAR, 2009). Além disso, há estudos numéricos, bem como teóricos, que adotam considerações simplificativas que diferem muito do que realmente deve ocorrer experimentalmente como, por exemplo, a omissão da dissipação viscosa no modelo numérico (GAMRAT; FAVRE-MARINET; ASENDRYCH, 2005; LEE; GARIMELLA, 2006), a real condição de contorno nas fronteiras (HETSRONI et al., 2005) e a consideração do fluido com propriedades termofísicas constantes, em geral, além da natureza química do mesmo (LELEA, 2010).

2.3.3 Concordâncias e Contradições

Com base nas investigações experimentais, numéricas e teóricas relatadas pelos pesquisadores anteriormente citados, percebe-se que a dificuldade no estabelecimento de condições experimentais adequadas como, por exemplo, o tipo de fluido usado no escoamento, o material que constitui o microcanal, bem como as características superficiais dos mesmos (com ou sem ξ_{sup} ; considerações sobre hidrofobicidade, etc), o tipo de tecnologia empregada para a confecção dos microcanais, além de erros de medições provenientes dos instrumentos de medição, podem constituir a maior parte da origem das inconsistências e contradições nas informações relatadas pelos pesquisadores.

No entanto, há concordância de que as características fluidodinâmicas e térmicas do escoamento tendem a desviar da teoria convencional para diâmetros abaixo dos 100 μm , o que se verifica pela análise de erro experimental para os números de Poiseuille e de Nusselt. O fator de fricção de Darcy tende a aumentar, em relação ao valor previsto teoricamente, na medida em que a rugosidade relativa (ξ_R) nos microcanais aumenta. Há uma tendência da transferência de calor ser mais eficiente em microcanais que apresentam ξ_{sup} mais expressiva. Porém, uma diminuta parcela dos relatos mencionados anteriormente indica f , Po e Nu em boa concordância com a teoria clássica, o que ocorre especialmente quando a análise de incerteza experimental é cuidadosamente realizada ou, também, os efeitos de entrada são levados em conta, bem como os efeitos de rarefação e compressibilidade no caso dos gases. Percebe-se que a forma geométrica inadequada do canal bem como da sua seção transversal são parâmetros importantes, experimentalmente, para divergências com relação à Po e Nu .

Normalmente, devido às dimensões reduzidas dos canais no escoamento em microescala, e tendo em vista que grande parte das aplicações dos mesmos (através de

dissipadores) em microeletrônica usa líquidos como fluido de trabalho, para absorver elevadas taxas de calor, o gradiente de temperatura média axial no fluido é bastante elevado. Assim, as propriedades termofísicas do líquido, principalmente a viscosidade e a condutividade térmica, ficam sujeitas a variações com a temperatura, em muitos casos, provavelmente devido ao aquecimento viscoso. Em geral, a variação da viscosidade do líquido com a temperatura afeta o Re local e, conseqüentemente, f e Po , além do perfil de velocidade. Já a variação da condutividade térmica do líquido com a temperatura está relacionada a divergências para Nu , bem como para o perfil de temperatura.

2.4 DIVERGÊNCIAS COM A TEORIA DO CONTÍNUO

Geralmente, relata-se que as teorias clássicas desenvolvidas para a termodinâmica e a fluidodinâmica não são aplicáveis para sistemas de escoamento em microescala, visto que as mesmas foram desenvolvidas para sistemas que operam em macroescala. Isto inclui também as correlações para a transferência de calor (CELATA; CUMO; ZUMMO, 2004).

As equações de Navier-Stokes foram derivadas originalmente para descrever a dinâmica de um fluido contínuo, homogêneo e newtoniano (HUGHES; BRIGHTON, 1967). Ocorre que nem todos os fluidos obedecem a lei da viscosidade de Newton. Assim sendo, pode-se dizer que não é totalmente certo que as equações de Navier-Stokes descrevam o comportamento real de um fluido em escoamento. Porém, os resultados das soluções obtidas por meio destas equações para o escoamento laminar na camada limite, e o escoamento de Poiseuille, em nível macroscópico, estão em boa conformidade com resultados experimentais. O mesmo pode ser dito com relação à descrição do comportamento de fluidos não newtonianos. Logo, ao que tudo indica, parece não haver motivos para acreditar que as equações de Navier-Stokes não estejam bem definidas para descrever o comportamento de um fluido escoando em um canal. No entanto, existem especulações de que essas equações não são adequadas para descrever o comportamento de um fluido no escoamento em microcanais, em decorrência da diversidade de resultados inesperados relatados nas pesquisas realizadas nessa área, ao longo das últimas décadas (CELATA; CUMO; ZUMMO, 2004).

Uma vez que se assume, de maneira geral, a hipótese do contínuo para o escoamento de líquidos e gases em microescala, assume-se, simultaneamente, a validade das equações de Navier-Stokes para descrever o comportamento desses fluidos escoando nestes domínios. Ocorre que no escoamento em macroescala, as forças de caráter volumétrico, como as forças

de inércia e da gravidade, desempenham um papel relevante frente às forças de superfície, como as tensões superficiais, forças de pressão e de viscosidade. Além disso, os efeitos da rugosidade relativa (ξ_R) e da dissipação viscosa normalmente podem ser desprezíveis para efeitos hidrodinâmicos e térmicos sobre o fluido em escoamento nessa escala. No escoamento em microescala, o inverso ocorre. Isto é, as forças de caráter volumétrico perdem relevância frente às forças de superfície. As forças intermoleculares e de natureza eletrostática passam a se destacar, podendo acentuar efeitos, como o efeito electrocinético, por exemplo. Os efeitos dessas forças, bem como a interação entre elas, passam a ser cada vez mais intensos na medida em que a escala para o sistema de escoamento se reduz (BRUUS, 2008; GUO; LI, 2003). Os efeitos da ξ_R e da dissipação viscosa passam a ser relevantes para o comportamento hidrodinâmico e térmico do fluido no escoamento em microescala. Esses efeitos podem ser visualizados por meio de desvios para f bem como para Nu , quando estes são comparados aos resultados previstos pela teoria clássica (CELATA; CUMO; ZUMMO, 2004).

Os efeitos da variação de uma quantidade física de interesse, como as forças de pressão, por exemplo, com relação ao comprimento característico L_C do sistema em estudo, podem ser previstos pela lei das escalas. Esta lei implica que o limite da razão entre as forças de superfície e as forças de volume tende a aumentar infinitamente, quando o comprimento característico L_C do sistema tende à zero. Ou seja,

$$\lim_{L_C \rightarrow 0} \frac{\text{forças superficiais}}{\text{forças volumétricas}} \propto \frac{L_C^2}{L_C^3} = \frac{1}{L_C} = L_C^{-1} \rightarrow \infty. \quad (2.1)$$

Isto indica que comportamentos distintos observados para o escoamento de um fluido em escalas diminutas não seriam tão surpreendentes, nesse sentido (BRUUS, 2008).

Na mecânica clássica, uma partícula é considerada como um ponto ideal. Na mecânica dos fluidos, uma partícula de um fluido apresenta um tamanho finito. A hipótese do contínuo considera um fluido como sendo contínuo em sua estrutura, ao invés de constituído por moléculas. Logo, o fluido é considerado infinitamente divisível, e o comportamento do mesmo pode ser descrito por um modelo determinístico. Assim, assume-se que as propriedades macroscópicas do fluido se mantêm inalteradas. Porém, a hipótese do contínuo perde sua validade na medida em que a escala do escoamento se aproxima da dimensão do diâmetro molecular (KAKAÇ et al., 2005; BRUUS, 2008).

Em escalas menores que a microescala, as dimensões do canal se aproximam das dimensões do átomo, como é o caso dos nano-sistemas, os quais caracterizam a nanoescala. Nesta escala, o uso de líquidos como fluido de trabalho já não é mais adequado, e os gases ganham preferência. Assim, o fluido é constituído por um conjunto finito (uma coleção) de moléculas, e o comportamento do mesmo pode ser descrito por um modelo probabilístico. Neste caso, a teoria do contínuo, a qual ainda é válida para microescala, não é mais apropriada para descrever a dinâmica destes sistemas. Esta é convenientemente descrita pela teoria da dinâmica molecular dos gases. Logo, métodos matemáticos aplicados, como o método de simulação direta de Monte Carlo (DSMC) e o método do entrelaçamento de Boltzmann, são mais adequados para descrever o escoamento de fluidos em nanoescala, tal como os gases. Aplicações destes métodos são úteis para MEMS, além de escoamentos que incluam situações com deslizamento (KAKAÇ et al., 2005; BRUUS, 2008; SHAN, 2011).

2.5 RUGOSIDADE SUPERFICIAL

Alguns pesquisadores relataram desvios para f devidos à rugosidade superficial ξ_{sup} dos microcanais. Sabe-se que, para o escoamento em macroescala, um tubo pode ser considerado liso desde que sua rugosidade relativa ξ_R , definida por

$$\xi_R = \frac{\xi_{sup}}{D_h}, \quad (2.2)$$

seja igual ou menor que 0,05 (CELATA, 2004; KANDLIKAR et al., 2006). No entanto, para escoamentos em microescala, ξ_R dessa ordem, e até mesmo menores que 0,01 inclusive, não podem ser desprezadas, em virtude das dimensões reduzidas do canal.

Segundo a Eq. (2.2), na medida em que D_h decresce, ξ_R vem a ser cada vez mais relevante. Logo, o diâmetro hidráulico efetivo do microcanal ($D_{h,ef}$) deve levar em conta ξ_{sup} , como mostra a Eq. (2.3):

$$D_{h,ef} = D_h - 2\xi_{sup}. \quad (2.3)$$

Conforme a Eq. (2.3), como a área efetiva do escoamento é reduzida, desvios para a medida de f , Po e Nu podem ser esperados, o que não seria surpreendente, desde que dentro da faixa de erro experimental (CELATA et al., 2006b; KANDLIKAR et al., 2005).

A Fig. (2.2) mostra imagens, oriundas de um microscópio de escaneamento eletrônico (SEM), de um microcanal de silício com seção transversal trapezoidal (TURGAY, 2008).

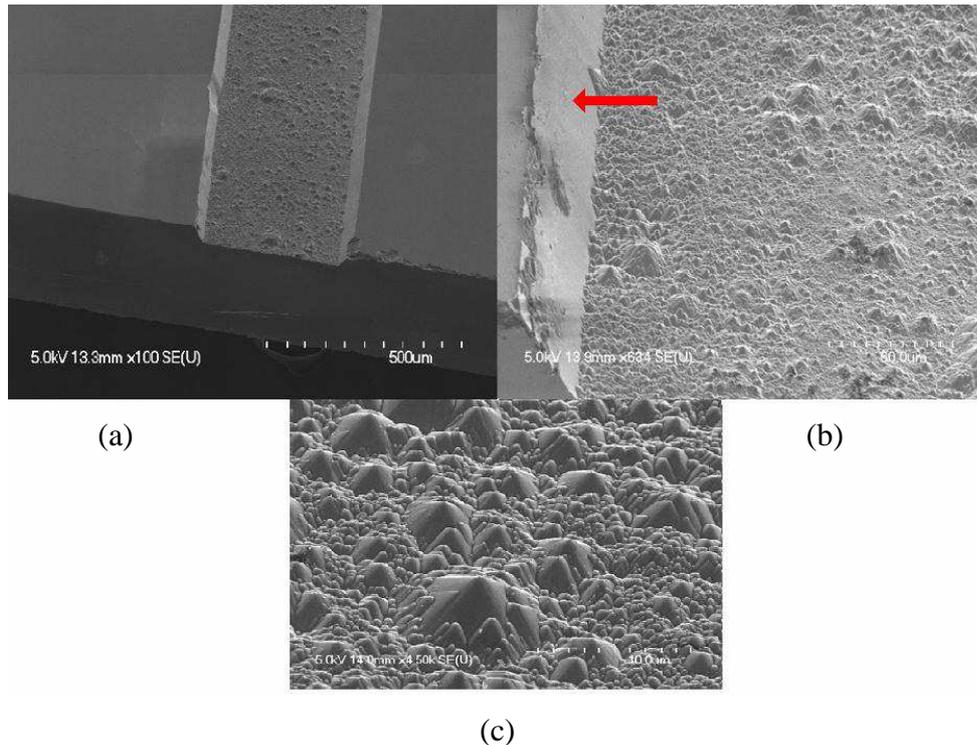


Figura 2.2 – Imagens de um microcanal de silício com seção transversal trapezoidal.
Fonte: Turgay (2008).

A Fig. (2.2a) mostra a base do microcanal com os elementos rugosos destacados, enquanto as paredes do canal, à esquerda e à direita, apresentam-se suficientemente lisas. A Fig. (2.2b) mostra a vista da Fig. (2.2a), com proximidade à parede da esquerda, destacada pela flecha em vermelho. Nesta figura, se percebe melhor que a parede não é tão lisa. Além disso, nota-se que existem falhas geométricas sobre a mesma. A Fig. (2.2c) apresenta uma vista ampliada da base do canal, onde se percebe melhor a forma dos elementos rugosos ressaltados na Fig. (2.2b). É visto que o tamanho e a distribuição destes variam, em geral, de maneira aleatória. Os elementos apresentam, em geral, um padrão cônico-triangular, bem como em forma de prismas.

A natureza de uma superfície rugosa em um microcanal depende do processo pelo qual o mesmo é construído. É difícil definir um padrão de superfície rugosa, em virtude de

vários parâmetros os quais as constituem (como o tipo de material empregado, tecnologia de fabricação, etc). Assim sendo, muitos pesquisadores da área experimental omitem a influência da superfície rugosa em estudos sobre o escoamento em microescala. Isto, de certa forma, constitui um erro para a determinação experimental de parâmetros de interesse, como f e Nu . No entanto, sempre que alguma divergência, por vezes inexplicável, é encontrada em investigações experimentais, no escoamento em microescala, como para f e Nu , por exemplo, ξ_{sup} do canal é apontada como uma possível fonte de erro para as medições, ainda que isto possa não ser o verdadeiro motivo (MALA; LI, 1999; TURGAY, 2008).

Por outro lado, ξ_{sup} foi considerada em alguns trabalhos de natureza numérica por Croce e D'Agaro (2004, 2005), Croce, D'Agaro e Nonino (2007), Koo e Kleinstreuer (2005) e Turgay (2008), por exemplo. Por meio desses estudos, percebe-se que a modelagem para ξ_{sup} é um tanto arbitrária, sendo que há modelos bidimensionais (CROCE; D'AGARO, 2004, 2005) e tridimensionais (CROCE; D'AGARO; NONINO, 2007) para descrevê-la. No entanto, esses modelos são simplificados, em vista da complexidade de parâmetros que definem a forma de uma superfície rugosa. Porém, percebe-se que a modelagem de uma superfície rugosa envolve considerações importantes com relação ao refinamento considerado para a malha computacional. Esses estudos também indicam que ξ_{sup} é mais influente para divergências com relação à Po , por meio de f , do que para Nu . Mostra-se que o efeito de ξ_{sup} leva a um Po superior ao previsto pela teoria convencional, enquanto as divergências para Nu apresentam maior dependência com relação à forma da seção transversal do microcanal (CROCE; D'AGARO, 2004, 2005; CROCE; D'AGARO; NONINO, 2007).

2.6 INCERTEZA EXPERIMENTAL

Os efeitos das incertezas se tornam relevantemente significativos sobre os resultados obtidos para as medições de grandezas geométricas, como D_h , bem como para grandezas relacionadas com a fluidodinâmica e a parte térmica do escoamento, como é o caso para a perda de carga e a temperatura na superfície dos microcanais, respectivamente, devido ao tamanho reduzido dos dispositivos e componentes do sistema na faixa micrométrica.

Segundo análises de erro efetuadas em muitos estudos experimentais, a principal causa de erros nas medições para escoamentos em microescala é atribuída à medida de D_h , especialmente em faixas abaixo dos 100 μm . Isto pode estar relacionado a muitos resultados

contraditórios relatados para a medida de f , Po e Nu , no escoamento em microescala (JUDY; MAYNES; WEBB, 2002; CELATA; CUMO; ZUMMO, 2004; CELATA et al., 2006b, 2006c; STEINKE; KANDLIKAR, 2006).

2.6.1 Incerteza Experimental em Tubos com Seção Transversal Circular

Para o escoamento laminar desenvolvido hidrodinamicamente, em tubos lisos com seção transversal circular, f e Po são, respectivamente, determinados por

$$f = \frac{\pi^2}{8} \frac{\rho D^5 \Delta p}{\dot{m}^2 L} \quad (2.4)$$

e

$$Po = \frac{\pi}{2} \frac{\rho D^4 \Delta p}{\mu \dot{m} L}, \quad (2.5)$$

sendo Δp a perda de carga, ρ a massa específica do fluido, \dot{m} a vazão mássica e μ a viscosidade dinâmica do fluido. Neste caso, D corresponde ao D_h do tubo (CELATA; CUMO; ZUMMO, 2004, CELATA et al., 2006b).

De acordo com Holman (1978), a incerteza e_{Po} , segundo a Eq. (2.5), pode ser dada por

$$\left(\frac{e_{Po}}{Po}\right)^2 = \left(\frac{1}{\rho} e_\rho\right)^2 + \left(\frac{4}{D} e_D\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta p} e_{\Delta p}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\mu} e_\mu\right)^2 + \left(-\frac{1}{\dot{m}} e_{\dot{m}}\right)^2 + \left(-\frac{1}{L} e_L\right)^2, \quad (2.6)$$

sendo e_ρ , e_D , $e_{\Delta p}$, e_μ , $e_{\dot{m}}$ e e_L as incertezas para ρ , D , Δp , μ , \dot{m} e L , respectivamente. Os detalhes da derivação da Eq. (2.6) são apresentados no Apêndice A.

Na Eq. (2.6), o segundo termo à direita da igualdade, $(4e_D/D)^2$, é o mais influente na medida de e_{Po} para escoamentos em microescala. Isto também se deve ao fator quatro presente no numerador desse termo. Logo, uma imprecisão de $\pm 1 \mu\text{m}$ na medida de D_h pode conduzir a resultados consideravelmente distintos em relação àqueles previstos pela teoria clássica, especialmente quando a faixa de medida para o diâmetro encontra-se abaixo dos

100 μm . Segundo os estudos de Judy, Maynes e Webb (2002), para microtubos de aço inoxidável que apresentaram uma imprecisão (erro) na medida de D_h de $e_D/D = \pm 5\%$, a incerteza na determinação para Po , conforme a Eq. (2.6), seria de $e_{Po}/Po \cong \pm 20\%$ no mínimo. Isto se deve somente a medição de D_h , o que encobriria, provavelmente, as incertezas relativas aos outros parâmetros fluidodinâmicos do escoamento.

Para o escoamento laminar desenvolvido termicamente, em tubos lisos com seção transversal circular, de diâmetro D e comprimento L , com fluxo de calor superficial constante q''_{sup} aplicado em toda a superfície dos mesmos, Nu é determinado por

$$Nu = \frac{q''_{sup} D}{k(T_{sup} - T_m)}, \quad (2.7)$$

sendo T_{sup} a temperatura na superfície do tubo, T_m a temperatura média do fluido na seção transversal e k a condutividade térmica do fluido.

Conforme Holman (1978), a incerteza e_{Nu} , segundo a Eq. (2.7), é dada por

$$\begin{aligned} \left(\frac{e_{Nu}}{Nu}\right)^2 = & \left(\frac{1}{q''_{sup}} e_{q''_{sup}}\right)^2 + \left(\frac{1}{D} e_D\right)^2 + \left(-\frac{1}{k} e_k\right)^2 + \dots \\ & \dots + \left[-\frac{1}{(T_{sup} - T_m)} e_{T_{sup}}\right]^2 + \left[\frac{1}{(T_{sup} - T_m)} e_{T_m}\right]^2 \end{aligned}, \quad (2.8)$$

sendo $e_{q''_{sup}}$, e_D , e_k , $e_{T_{sup}}$ e e_{T_m} as incertezas para q''_{sup} , D , k , T_{sup} e T_m , respectivamente. Os detalhes da derivação da Eq. (2.8) são apresentados no Apêndice A.

Conforme a Eq. (2.8), as divergências para Nu devidas à D são menos intensas do que as divergências que o mesmo proporciona para Po , segundo a Eq. (2.6).

2.6.2 Incerteza Experimental em Tubos com Seção Transversal Retangular

Para o escoamento laminar desenvolvido hidrodinamicamente, em tubos lisos com seção transversal retangular de largura a , altura b e comprimento L , tem-se que f e Po são (STEINKE; KANDLIKAR, 2006), respectivamente, dados por

$$f = \frac{4\rho(ab)^3 \Delta p}{\dot{m}^2(a+b)L} \quad (2.9)$$

e

$$Po = \frac{8\rho(ab)^3 \Delta p}{\mu \dot{m}(a+b)^2 L}. \quad (2.10)$$

Conforme Holman (1978), a incerteza e_{Po} , segundo a Eq. (2.10), é dada por

$$\begin{aligned} \left(\frac{e_{Po}}{Po}\right)^2 = & \left(\frac{1}{\rho}e_{\rho}\right)^2 + \left(\frac{3}{a}e_a\right)^2 + \left(\frac{3}{b}e_b\right)^2 + \left(\frac{-2}{a+b}e_a\right)^2 + \left(\frac{-2}{a+b}e_b\right)^2 + \dots \\ & \dots + \left(\frac{1}{\Delta p}e_{\Delta p}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\mu}e_{\mu}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\dot{m}}e_{\dot{m}}\right)^2 + \left(-\frac{1}{L}e_L\right)^2 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Pode-se perceber, na Eq. (2.11), que os termos mais influentes na medida de e_{Po} , para escoamentos em microescala, são aqueles referentes às medidas geométricas da seção transversal do microcanal, como é o caso para a e b . Os detalhes da derivação da Eq. (2.11) são apresentados no Apêndice B.

Para o escoamento laminar desenvolvido termicamente, em tubos lisos com seção transversal retangular de largura a , altura b e comprimento L , com fluxo de calor constante q''_{sup} aplicado em toda a superfície dos mesmos, Nu é dado por

$$Nu = \frac{2q''_{sup} ab}{k(T_{sup} - T_m)(a+b)}. \quad (2.12)$$

De acordo com Holman (1978), a incerteza e_{Nu} pode ser representada pela Eq. (2.13):

$$\begin{aligned} \left(\frac{e_{Nu}}{Nu}\right)^2 = & \left(\frac{1}{q_{sup}} e_{q_{sup}}\right)^2 + \left(\frac{1}{k} e_k\right)^2 + \left[-\frac{1}{(T_{sup} - T_m)} e_{T_{sup}}\right]^2 + \left[\frac{1}{(T_{sup} - T_m)} e_{T_m}\right]^2 + \dots \\ & \dots + \left[\frac{b}{a(a+b)} e_a\right]^2 + \left[\frac{a}{b(a+b)} e_b\right]^2 \end{aligned} \quad (2.13)$$

Como se percebe pela Eq. (2.13), as divergências para Nu devidas aos parâmetros geométricos da seção transversal (a e b) são menos intensas do que as divergências que os mesmos proporcionam para Po , segundo a Eq. (2.11). Os detalhes da derivação da Eq. (2.13) são apresentados no Apêndice B.

A questão da imprecisão na medida de D_h também foi relatada por Li, Du e Guo (2000 apud CELATA, 2004), em estudos experimentais referentes à medida da resistência (hidrodinâmica) ao escoamento em microtubos constituídos de vidro. Usando um microscópio com resolução de quarenta vezes, a medida fornecida para D_h foi de 84,7 μm . Este valor conduziu a resultados acima do previsto pela teoria clássica para f . Usando outros dois microscópios, um com resolução de quatrocentas vezes e outro de escaneamento eletrônico (SEM), o valor médio obtido para D_h do microtubo mencionado foi de 80 μm , o qual conduziu a resultados concordantes com as previsões clássicas.

2.7 VARIAÇÕES DA SEÇÃO TRANSVERSAL

Conforme apontado por Celata et al. (2006b) e Steinke e Kandlikar (2006), alguns desvios encontrados para a medida de f podem estar relacionados às deformações existentes na geometria da seção transversal dos microcanais estudados experimentalmente. Alguns dos maiores desvios encontrados com relação à medida de f foram atribuídos a prováveis imperfeições na circularidade da seção transversal de alguns microtubos considerados nos experimentos de Celata et al. (2006b). Isto foi relatado para microtubos com condições superficiais consideradas tanto lisas quanto rugosas. Neste estudo, foi mencionado que o microtubo de teflon, com diâmetro médio (nominal) de 300 μm , apresentou o maior desvio da

média para o diâmetro, sendo este de $\pm 19 \mu\text{m}$. Relatou-se ainda que o diâmetro equivalente do tubo variou consideravelmente ao longo do comprimento do mesmo, bem como a forma geométrica da sua seção transversal (CELATA et al., 2006b). A Fig. (2.3) apresenta imagens, provenientes de um microscópio de escaneamento eletrônico (SEM), da seção transversal de alguns dos microtubos usados por Celata et al. (2006b).

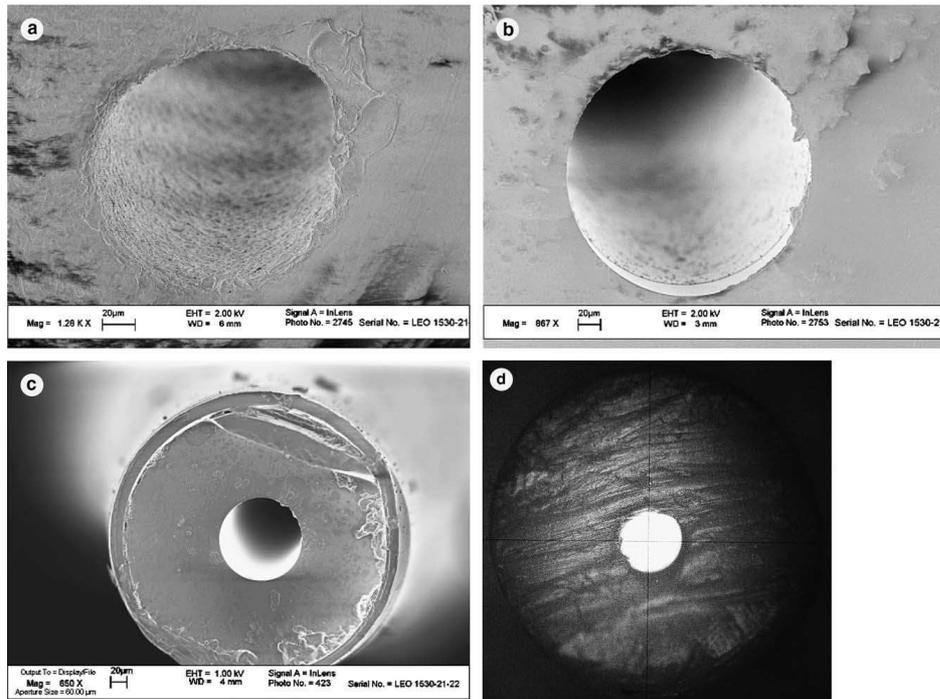


Figura 2.3 – Seção transversal de microtubos: (a) vidro com rugosidade superficial, (b) vidro siliconado, (c) sílica fundida e (d) teflon.

Fonte: Celata et al. (2006b).

Observa-se, na Fig. (2.3a), que a seção transversal do microtubo de vidro apresenta notável deformidade na circularidade da mesma. No entanto, as seções transversais dos outros microtubos não parecem tão deformadas, apesar do que foi relatado para o microtubo de teflon. Porém, é interessante observar que essas imagens ilustram apenas um dos extremos de cada um dos microtubos exibidos. Assim, deve ser lembrado que a forma geométrica da seção transversal de cada um desses microtubos pode variar consideravelmente ao longo do comprimento dos mesmos, conforme relatado por Celata et al. (2006b).

A questão das deformidades na geometria da seção transversal dos microcanais também foi apontada como motivo de desvios para a medida da perda de carga e de f por Steinke e Kandlikar (2006). A Fig. (2.4) mostra a imagem, obtida por meio de um microscópio de escaneamento eletrônico (SEM), da seção transversal retangular deformada de

um microcanal de silício, o qual faz parte de um dissipador (constituído por uma matriz de microcanais) estudado por Steinke e Kandlikar (2006) e Steinke et al. (2006).

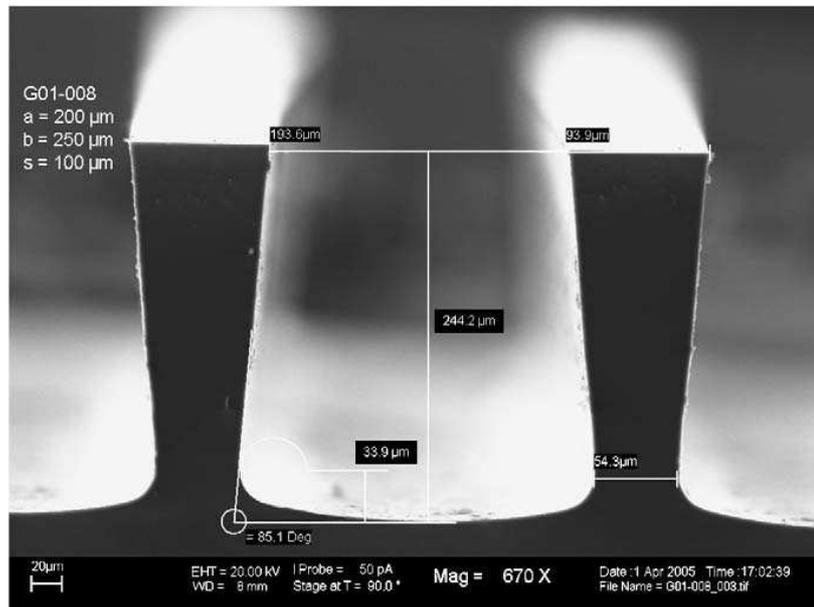


Figura 2.4 – Seção transversal retangular deformada.
Fonte: Steinke e Kandlikar (2006).

De acordo com a Fig. (2.4), percebe-se claramente que a seção transversal do microcanal tende a ser mais para trapezoidal do que retangular. Além disso, na parte inferior do duto, os cantos são arredondados. A parede da esquerda forma um ângulo de 85° aproximadamente com relação à horizontal, ao passo que a altura efetiva do canal vem a ser de $244 \pm 1 \mu\text{m}$. No topo², a largura efetiva do canal é de $194 \pm 1 \mu\text{m}$. As deformidades existentes levam a uma área diferente para o escoamento, quando comparada com a área ideal. Isto pode conduzir a desvios na medida da perda de carga e para f , conforme relatado pelos pesquisadores (STEINKE; KANDLIKAR, 2006).

Essa questão das deformidades na seção transversal dos microcanais também foi observada por Judy, Maynes e Webb (2002). Esses pesquisadores conduziram um cuidadoso estudo experimental com vistas a verificar alguma divergência, com relação à teoria clássica, para a fluidodinâmica em microescala. Usando microtubos e microcanais de seção transversal quadrada, com diâmetros hidráulicos (nominais) na faixa de 15 a 150 μm , os pesquisadores

² Os microcanais da matriz (dissipador) são constituídos por três paredes devidas ao substrato de silício, como se percebe pela Fig. (2.4). No topo, os mesmos foram cobertos por meio de uma tampa de pyrex transparente (STEINKE et al., 2006), não mostrada na Fig. (2.4), a qual foi anexada à matriz pelo método de ligação adesiva (“adhesive bonding”).

não encontraram qualquer divergência para a fluidodinâmica do escoamento que excedesse a faixa de erro experimental nos seus experimentos. No entanto, os mesmos observaram que um microtubo de aço inoxidável com imperfeições na circularidade do seu perímetro (interno) apresentou resultados, embora dentro da faixa de erro experimental, suavemente abaixo do previsto teoricamente para Po . A Fig. (2.5) apresenta imagens, provenientes de um microscópio de escaneamento eletrônico (SEM), da seção transversal desse referido microtubo.

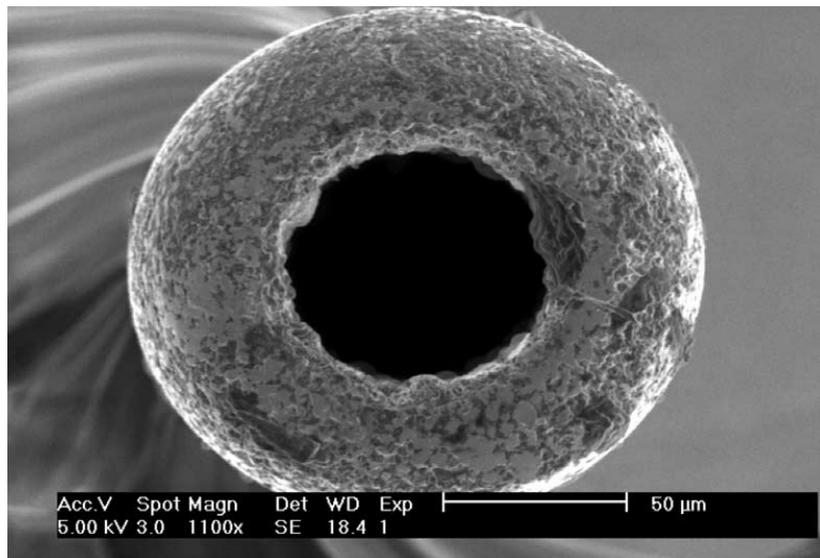


Figura 2.5 – Seção transversal de um microtubo com irregularidades no perímetro interno.
Fonte: Judy, Maynes e Webb (2002).

Como se percebe na Fig. (2.5), as irregularidades no perímetro da seção transversal interna deste microtubo são um tanto notáveis, comparativamente à dos microtubos usados por Celata et al. (2006b), mostrados na Fig. (2.3). Além disso, Judy, Maynes e Webb (2002) também relataram que a determinação do diâmetro interno de cada microtubo foi realizada por meio de um microscópio de escaneamento eletrônico (SEM) com a regulagem do seu sistema de imagem (nitidez) em baixa-tensão (“low-voltage”). Isto, segundo os pesquisadores, foi realizado assim com vistas a eliminar, ou minimizar, um efeito de “carregamento” (“charging”), o qual obscurece os limites nas imagens do microscópio (SEM), o que poderia ocasionar maiores erros nas medidas a serem determinadas.

Conforme a revisão sobre escoamento laminar em microcanais realizada por Rosa, Karayiannis e Collins (2009), os experimentos realizados com dissipadores constituídos de matrizes de microcanais (microtrocadores de calor) apresentam mais disparidades nos resultados do que aqueles realizados com um único microcanal individual. As diferenças

geométricas nos microcanais que compõe a matriz, como mostrado por Steinke e Kandlikar (2006), de acordo com a Fig. (2.4), por exemplo, e nas condições superficiais das paredes dos mesmos, levam a uma não uniformidade geométrica para esses tubos que compõe a rede, o que altera a distribuição do escoamento para os microcanais individualmente, conforme relatado também por outros autores (YOUNG; KANDLIKAR, 2008; CHIU et al., 2011).

Diante do que foi descrito anteriormente, percebe-se que a imprecisão na medida de D_h dos microcanais e microtubos, aliada às possíveis deformidades existentes na seção transversal destes, as quais podem variar ao longo do comprimento dos mesmos, além de questões referentes ao ajuste e calibragem dos microscópios de varredura eletrônica (SEM), usados para aferir a seção transversal destes tubos, parecem prevalecer como a principal fonte de erros para as medidas de grandezas fluidodinâmicas, bem como térmicas, no escoamento em microescala. Logo, a presença de uma ou outra dessas imperfeições existentes na seção transversal dos microcanais, juntamente com os efeitos de escala (como a dissipação viscosa e o efeito eletrocinético, por exemplo), de uma só vez, dificulta a identificação das (prováveis) fontes dos desvios encontrados em estudos experimentais nessa área de aplicação.

2.8 DISSIPACÃO VISCOSA

O estudo da lei de escalas, relatado anteriormente, indica que as explicações para alguns efeitos de escala podem estar presentes na teoria convencional, o que também foi sugerido por Herwig e Hausner (2003), como foi o caso para a dissipação viscosa, por exemplo. A dissipação viscosa é um efeito térmico previsto pela teoria convencional, na equação da energia. No entanto, para o escoamento em macroescala, os efeitos do aquecimento viscoso geralmente são desprezíveis, salvo casos em que o fluido escoar com velocidades elevadas. Porém, em escalas reduzidas, a dissipação viscosa é relevante, especialmente para o escoamento de líquidos. Para escoamentos em microescala, o aquecimento viscoso é responsável pelo aumento da temperatura do líquido, o que leva a alterações nas propriedades do fluido, de forma que Re local pode variar (JUDY; MAYNES; WEBB, 2002). Além disso, as variações da viscosidade do líquido, por meio do aquecimento viscoso, podem proporcionar elevadas perdas de carga, conforme relatado por Celata et al. (2006c). Por outro lado, o aquecimento viscoso revela-se como um importante parâmetro para a determinação de f , bem como para Po e para a perda de carga, com relação ao escoamento de líquidos em microescala. Segundo Celata et al. (2006c), isto ocorre porque os dispositivos

de medidas de pressão (transdutores de pressão) existentes são desenvolvidos para sistemas de escoamento em macroescala. Em virtude disso, os pesquisadores afirmam que a conexão deste tipo de dispositivo em canais de dimensões reduzidas altera as condições do escoamento.

A influência da dissipação viscosa como um efeito de escala pode ser verificada para o caso do escoamento laminar desenvolvido, térmica e hidrodinamicamente, em estado estacionário, de um fluido newtoniano, incompressível e com propriedades constantes, em um tubo circular de comprimento L e diâmetro D , sujeito a um fluxo de calor superficial constante q''_{sup} aplicado em toda a sua superfície, e sem deslizamento junto à parede. Neste caso, conforme Celata et al. (2006c), a diferença de temperatura devida ao aquecimento viscoso (ΔT_{visc}) está relacionada com f e Po , respectivamente, por

$$f = \frac{2Dc_p\Delta T_{visc}}{w_m^2L} = \frac{\pi^2 \rho^2 D^5 c_p \Delta T_{visc}}{8 \dot{m}^2 L} \quad (2.14)$$

e

$$Po = \frac{2D Re c_p \Delta T_{visc}}{w_m^2 L} = \frac{\pi \rho^2 D^4 c_p \Delta T_{visc}}{2 \dot{m} \mu L}, \quad (2.15)$$

onde c_p é o calor específico do fluido a pressão constante e w_m é a velocidade média do escoamento. As Eqs. (2.14-2.15) dizem que, na medida em que a velocidade média do escoamento aumenta, com o aumento de Re , o efeito do aquecimento viscoso aumenta e, conseqüentemente, ΔT_{visc} . Isto se torna maior na medida em que o diâmetro do canal vem a ser reduzido, o que está em concordância com os relatos de Koo e Kleinstreuer (2004).

Um exemplo da importância do aquecimento viscoso, conforme as Eqs. (2.14-2.15), foi dado por Celata et al. (2006c), para o escoamento laminar monofásico e incompressível de água líquida à temperatura de 293,15 K, com $Re = 1000$, em um tubo de seção transversal circular, com $L = 1$ m e $D = 10$ mm. Neste caso, o aumento de ΔT_{visc} é da ordem de 1×10^{-5} K. Agora, considerando o caso em que D venha a ser reduzido para 100 μ m, e com todos os demais parâmetros mantidos constantes, o aumento de ΔT_{visc} é da ordem de 10 K. Isto é uma convincente indicação de que o aquecimento viscoso, o qual é previsto pela teoria

convencional, certamente constitui um dos denominados efeitos de escala (CELATA et al., 2006c).

Para avaliar a influência da diferença de temperatura viscosa frente aos demais parâmetros de medida experimental (como D , por exemplo), a incerteza e_{Po} , de acordo com Holman (1978), e segundo a Eq. (2.15), é dada por

$$\begin{aligned} \left(\frac{e_{Po}}{Po}\right)^2 &= \left(\frac{2}{\rho}e_{\rho}\right)^2 + \left(\frac{1}{c_p}e_{c_p}\right)^2 + \left(\frac{4}{D}e_D\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta T_{visc}}e_{\Delta T_{visc}}\right)^2 + \dots \\ &\dots + \left(-\frac{1}{\dot{m}}e_{\dot{m}}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\mu}e_{\mu}\right)^2 + \left(-\frac{1}{L}e_L\right)^2 \end{aligned} \quad (2.16)$$

Novamente, o termo $(4e_D/D)^2$, à direita da igualdade, na Eq. (2.16), é o mais influente na medida de e_{Po} . Ainda que termopares forneçam erros de leitura, percebe-se que quanto maior a diferença de temperatura viscosa (ΔT_{visc}), mais precisa deve ser a sua medida.

2.9 EFEITO ELETROKINÉTICO

Além da dissipação viscosa, a qual é prevista pela teoria clássica, e que se revela mais efetiva em escalas diminutas, outros efeitos de natureza microscópica que podem ser influentes para o escoamento, tanto em nível macroscópico quanto microscópico, têm sido sugeridos como possíveis efeitos de escala. Investigações teóricas conduzidas por Mala, Li e Dale (1997) sobre mecanismos físicos associados ao escoamento em microescala sugeriram, como um efeito de escala, o efeito eletro-viscoso, também conhecido como efeito da dupla camada elétrica (EDL), efeito eletrocinético ou, simplesmente, efeito EDL. O mesmo sugere a formação de uma camada eletrostática de íons presentes no fluido junto à parede do microcanal, devido a questões elétricas relativas à natureza do material que compõe a parede do microcanal e o fluido em escoamento. O efeito eletrocinético pode ocorrer desde que o material que constitui o microcanal não seja condutor de eletricidade (MALA; LI; DALE, 1997). Com vistas a compreender como ocorre o efeito EDL, a Fig. (2.6) ilustra um modelo para esse efeito, segundo Mala, Li e Dale (1997), com relação à parede de um microcanal.

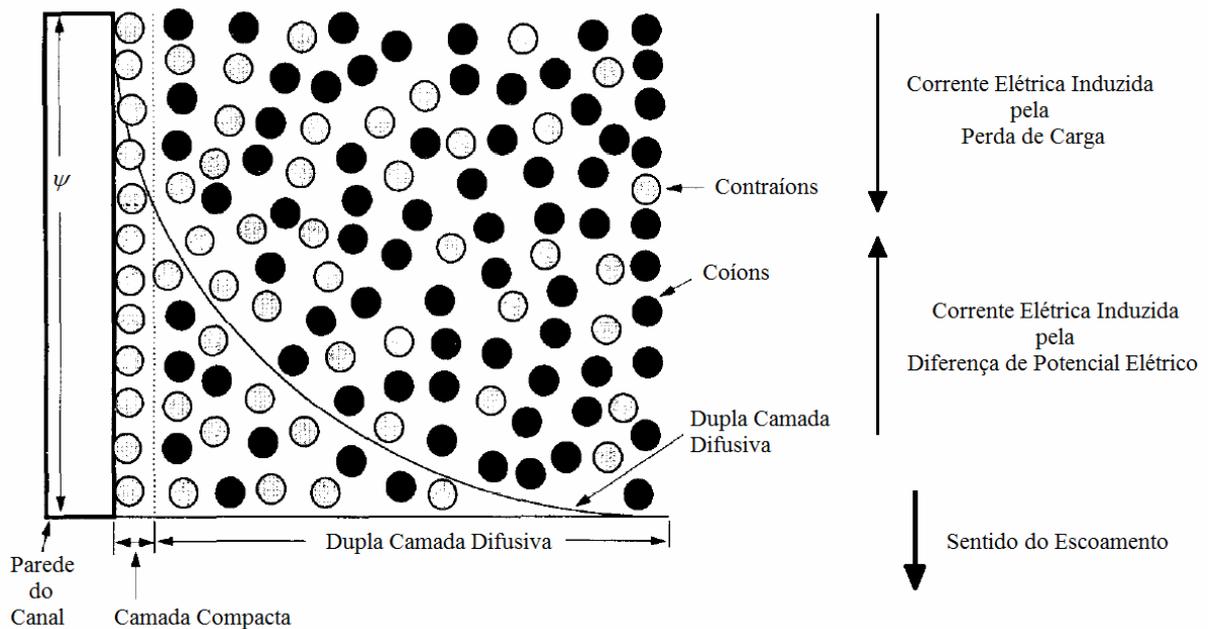


Figura 2.6 – Modelo representativo do efeito electrocinético na parede de um microcanal.
Fonte: adaptado de Mala, Li e Dale (1997).

Sabe-se que o material que compõe a parede do tubo não deve ser condutor de eletricidade. No entanto, ainda assim, o material é constituído por cargas electrostáticas. As cargas superficiais da parede do tubo atraem algumas cargas de sinal oposto, tal como contraíons, presentes no fluido, próximo da parede. Assim, uma camada compacta de contraíons do fluido é formada junto à superfície da parede, devida à concentração (polarização) dos mesmos, como sugere a Fig. (2.6). Isto ocorre por meio de forças electrostáticas atrativas exercidas pelas cargas de sinal oposto presentes na superfície da parede do tubo, as quais estabelecem um potencial eléctrico superficial. Os contraíons estáticos, junto à parede, então estabelecem um campo eléctrico e, por meio deste, um potencial electrostático. Os contraíons nas camadas de fluido adjacentes à camada compacta de fluido são fracamente atraídos pela força eléctrica exercida pelas cargas superficiais na parede do canal. Assim, esses contraíons apresentam maior mobilidade pelo fluido, ao longo do escoamento. Ao mesmo tempo, estes contraíons são repelidos pelos contraíons que constituem a camada compacta junto à parede. Então, na medida em que o escoamento ocorre, a camada de contraíons móveis tende a crescer, na direcção do escoamento (induzido pela perda de carga) e, difusivamente, em relação à parede, na qual se estabeleceu a camada compacta de contraíons. O arranjo formado pela camada compacta de contraíons sobre a parede do canal, juntamente com a camada difusiva de contraíons, constitui a denominada dupla camada eléctrica (EDL). A

camada difusiva devida aos contraíons em escoamento também é conhecida como a dupla camada elétrica difusiva (MALA; LI; DALE, 1997; CELATA, 2004).

O escoamento do fluido ao longo do canal, induzido pela perda de carga, provoca o escoamento dos contraíons da camada difusiva, o que ocasiona uma corrente elétrica, composta por estes contraíons, no mesmo sentido do escoamento. No entanto, à medida que a camada difusiva de contraíons em escoamento cresce, o potencial elétrico ψ da mesma também aumenta, conforme indicado na Fig. (2.6). Próximo da saída do tubo, a densidade de contraíons difusivos é tal que uma diferença de potencial elétrico é estabelecida sobre o fluido em escoamento, por meio do campo elétrico devido a essa dupla camada elétrica – o denominado campo elétrico EDL – que se estabelece entre os extremos do tubo. Assim, uma corrente elétrica composta por contraíons, induzida pela diferença de potencial elétrico, é estabelecida em sentido oposto ao do escoamento (e, conseqüentemente, em oposição à corrente elétrica induzida pela perda de carga). Essa corrente elétrica, resultante da diferença de potencial elétrico (por meio do campo elétrico EDL), é também denominada contracorrente elétrica. A mesma causa alterações no perfil de velocidade e na viscosidade do fluido, o que caracteriza o denominado efeito eletro-viscoso. Esse efeito resulta em uma perda de carga mais elevada, quando comparada àquela predita pela teoria clássica, o que leva a divergências para f e Po . A importância deste efeito depende da espessura da dupla camada elétrica, em comparação ao diâmetro do microcanal. O mesmo efeito também é apontado como um possível causador de divergências em resultados obtidos com relação ao escoamento de fluidos em tubos convencionais, isto é, no escoamento em macroescala (MALA; LI; DALE, 1997; CELATA, 2004).

2.10 TRANSFERÊNCIA DE CALOR CONJUGADA

No campo da microeletrônica, é muito comum se considerar um fluxo de calor constante na superfície dos microcanais dissipadores. Assim, a temperatura média do fluido tende a aumentar linearmente, entre os extremos do tubo, da entrada à saída, no sentido do escoamento, por meio do gradiente de temperatura média constante. Como a espessura das paredes dos microcanais é geralmente grande, da ordem de D_h ou superior, especialmente no caso dos microtubos, ocorre que o fluxo de calor aplicado não permanece mais completamente uniforme na parede do tubo. Assim, um gradiente de temperatura atua da

saída do tubo à entrada do mesmo, em sentido oposto ao do escoamento, na parede do tubo, o que caracteriza a transferência de calor conjugada. Esta é responsável por distorcer o perfil de temperatura média do fluido. Esse fenômeno se manifesta mais em baixos Re (tipicamente menores que 100, em geral). Nos casos em que a transferência de calor conjugada é significativa, a variação de temperatura média no fluido não é mais linear. Assim, experimentalmente, assumir que a variação de temperatura média no fluido seja linear resultará em Nu abaixo do teoricamente previsto e a dependência do mesmo com Re (MARANZANA; PERRY; MAILLET, 2004; TISELJ et al., 2004; CELATA et al., 2006a, 2007).

3 LEI DE HAGEN-POISEUILLE E RESISTÊNCIA HIDRODINÂMICA

Este capítulo traz uma abordagem sobre a lei de Hagen-Poiseuille e sua relação com a resistência hidrodinâmica ao escoamento de um fluido em um tubo. Essa lei está relacionada com alguns parâmetros de interesse investigados nesse trabalho, como f e Po , por meio da resistência hidrodinâmica, além do aquecimento viscoso (BRUUS, 2008).

3.1 LEI DE HAGEN-POISEUILLE

O fator de fricção de Darcy f constitui um parâmetro hidrodinâmico que mensura, adimensionalmente, a resistência hidrodinâmica ao escoamento. Porém, os mesmos estão diretamente relacionados pela lei de Hagen-Poiseuille (BRUUS, 2008),

$$\Delta p = R_{hid} Q, \quad (3.1)$$

onde Δp é a perda de carga (diferença de pressão) entre os extremos de um tubo sujeito ao escoamento desenvolvido hidrodinamicamente, R_{hid} é a resistência hidrodinâmica do caminho percorrido pelo fluido e Q é a vazão volumétrica do mesmo. A lei de Hagen-Poiseuille desempenha o mesmo papel que a lei de Ohm desempenha para o caso de circuitos elétricos resistivos operando em regime de corrente contínua (BRUUS, 2008).

3.2 RESISTÊNCIA HIDRODINÂMICA PARA O CASO DE TUBOS COM SEÇÃO TRANSVERSAL CIRCULAR

Levando em conta a definição de f para o escoamento laminar em um tubo com seção transversal circular, de diâmetro D e comprimento L , dada na Eq. (2.4), tem-se que a resistência hidrodinâmica R_{hid} do caminho percorrido pelo fluido, expressa em termos de \dot{m} , e de acordo com a Eq. (3.1), é dada por

$$R_{hid} = \frac{\Delta p}{Q} = \frac{8\rho QLf}{\pi^2 D^5} = \frac{8\dot{m}Lf}{\pi^2 D^5}. \quad (3.2)$$

A Eq. (3.2) expressa a relação entre f e R_{hid} em tubos de seção transversal circular. Levando em conta a definição de Po , dada na Eq. (2.5), para tubos de seção transversal circular, a Eq. (3.2) então pode ser expressa por

$$R_{hid} = \frac{2\mu Lf Re}{\pi D^4} = \frac{2\mu LPo}{\pi D^4}. \quad (3.3)$$

Como $Po_t = 64$ para tubos com seção transversal circular (SHAH; LONDON, 1978), tem-se então, para este caso, que

$$R_{hid} = \frac{128\mu L}{\pi D^4} = \frac{40,74\mu L}{D^4}. \quad (3.4)$$

Expressando a Eq. (3.4) em função da área da seção transversal A_{st} do tubo tem-se que

$$R_{hid} = \left(\frac{32\mu}{D^2} \right) \frac{L}{A_{st}}. \quad (3.5)$$

A Eq. (3.5) indica que R_{hid} aumenta conforme A_{st} é reduzida, o que vem a ser crítico para o escoamento em escalas reduzidas, visto que R_{hid} do duto circular varia inversamente com D elevado na quarta potência, conforme as Eqs. (3.3; 3.4). Isto se agrava se o tubo for muito longo, visto que R_{hid} é diretamente proporcional a L . Assim, pode-se compreender porque as perdas de carga são tão elevadas para escoamentos em microescala (CELATA, 2004).

3.3 RESISTÊNCIA HIDRODINÂMICA PARA O CASO DE TUBOS COM SEÇÃO TRANSVERSAL RETANGULAR

A análise anterior pode ser estendida também para tubos com seção transversal retangular. Conforme as Eqs. (2.9; 2.10), para o escoamento laminar desenvolvido

hidrodinamicamente em tubos lisos de seção transversal retangular, com largura a , altura b e comprimento L , a resistência hidrodinâmica R_{hid} é dada, em termos de f e \dot{m} , por

$$R_{hid} = \frac{\Delta p}{Q} = \frac{\dot{m}fA_{sup}}{8A_{st}^3} = \frac{\dot{m}Lf(a+b)}{4(ab)^3}, \quad (3.6)$$

ou em termos de Po por

$$R_{hid} = \frac{\mu L(a+b)^2 Po}{8(ab)^3}. \quad (3.7)$$

As Eqs. (3.6; 3.7) também mostram que R_{hid} vem a ser crítica conforme a seção transversal dos mesmos é reduzida.

3.4 RESISTÊNCIA HIDRODINÂMICA E POTÊNCIA HIDRODINÂMICA

A potência hidrodinâmica (P_{hid}) necessária para que uma bomba supra a perda de carga ao longo de uma tubulação deve corresponder ao produto desta (Δp) pela vazão volumétrica Q . No entanto, para o escoamento laminar desenvolvido hidrodinamicamente, a mesma também está relacionada com R_{hid} , pela lei de Hagen-Poiseuille, de acordo com a Eq. (3.1), por

$$P_{hid} = \Delta p Q = R_{hid} Q^2 = \frac{\Delta p^2}{R_{hid}}. \quad (3.8)$$

4 ABORDAGEM NUMÉRICA

Neste capítulo serão apresentados os modelos físico, matemático e numérico do problema abordado. Uma descrição sobre a ferramenta computacional utilizada nas simulações numéricas, sendo esta o software comercial Ansys CFX, também é fornecida, onde são abordadas as etapas principais de funcionamento do sistema. Além disso, serão apresentados e descritos os três Casos considerados para estudo neste trabalho, selecionados com base nos relatos experimentais de Celata et al. (2006b) e Steinke e Kandlikar (2006), principalmente. Neste ponto são definidas as imperfeições da seção transversal dos tubos considerados, em cada um dos Casos de estudo definidos. A modelagem física, matemática e numérica do trabalho, bem como a análise de sensibilidade de malha, realizada para selecionar as malhas adequadas para as simulações, são apresentadas na sequência. Com relação a esta última, incluem-se os procedimentos adotados para refinar, da forma mais adequada, as malhas dos Casos considerados. O procedimento adotado para a realização das simulações e a obtenção das informações necessárias também é apresentado e discutido. Isto inclui o processo de determinação das propriedades termofísicas do fluido de trabalho selecionado, além do procedimento adotado para a obtenção das grandezas fluidodinâmicas e térmicas de interesse neste estudo, como para os números de Poiseuille e de Nusselt local, respectivamente.

4.1 ANSYS CFX

Atualmente, existem diversos softwares comerciais de CFD disponíveis no mercado, cada um com características e potencialidades particulares. Entre os mais conhecidos, destacam-se o Ansys CFX, o Fluent, o Star-CD e o Flow-3D, dentre outros. O software Ansys CFX é reconhecido como um dos melhores e mais completos nessa linha. Uma das principais características desse software é sua interface amigável. O mesmo é composto por quatro módulos: ICEM-CFD, CFX-Pre, CFX-Solver e CFX-Post. A Fig. (4.1) exhibe um fluxograma que indica o procedimento para uma simulação com o software Ansys CFX, envolvendo os quatro módulos mencionados.

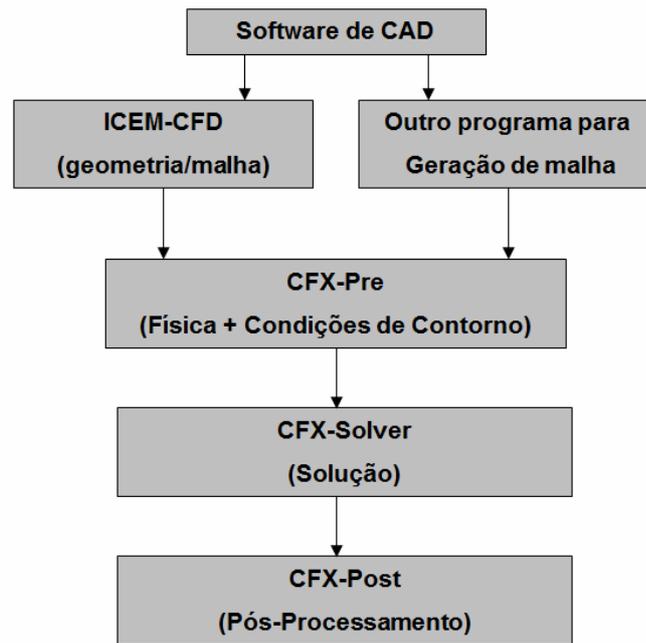


Figura 4.1 – Fluxograma das etapas para uma simulação com o software Ansys CFX.

No módulo ICEM-CFD, ou por meio de outro software de CAD compatível, executa-se o processo de criação da geometria e geração da malha computacional. O módulo CFX-Pre executa o pré-processamento, no qual é criado o modelo numérico, composto pelas equações de conservação, condições iniciais e de contorno, além de definir os demais parâmetros de controle da simulação. O módulo CFX-Solver Manager executa a simulação numérica. Por fim, o módulo CFX-Post reserva-se ao pós-processamento, onde análises podem ser feitas sobre os resultados obtidos na simulação.

4.2 CASOS DE ESTUDO

Esta seção apresenta a descrição dos três Casos definidos para estudo, os quais são denominados, neste trabalho, de Caso 1, Caso 2 e Caso 3. Os mesmos consistem em analisar como as características hidrodinâmicas e de transferência de calor podem ser influenciadas por imperfeições na seção transversal dos tubos considerados, para cada um destes Casos.

Com relação à forma geométrica da seção transversal dos tubos, os modelos escolhidos para os Casos 1 e 2 foram microcanais com seção transversal circular: os

denominados microtubos³. No Caso 3 foram considerados microcanais com seção transversal retangular e também com seção transversal de aspecto aproximadamente trapezoidal.

Os Casos 1, 2 e 3 são apresentados na sequência.

4.2.1 Caso 1

Conforme a Fig. (4.2), este Caso consiste de um microtubo de comprimento L , com seção transversal homogênea e $D_h = D$. Considera-se como imperfeição para a seção transversal dos tubos deste Caso pequenas variações percentuais em D_h dos mesmos, relativamente ao D_h ideal (nominal) do correspondente tubo perfeito. Assim, D_h dos tubos imperfeitos se encontra dentro de uma faixa que varia de um valor mínimo ($D_{mín}$) a um valor máximo ($D_{máx}$). Esse modelo de imperfeição adotado permite que a forma geométrica da seção transversal dos tubos imperfeitos seja constante ao longo do comprimento dos mesmos.

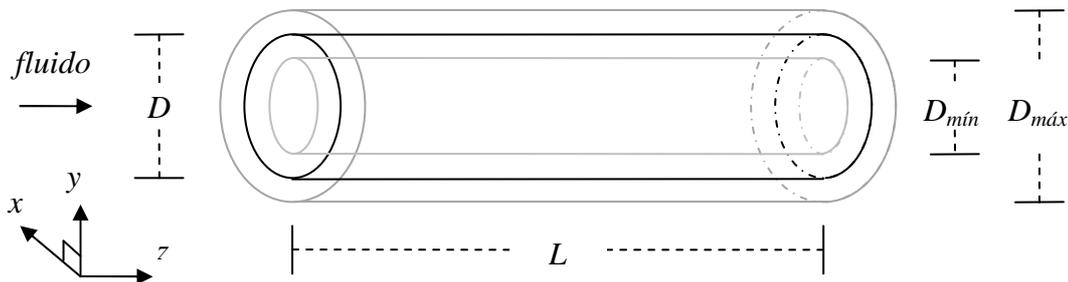


Figura 4.2 – Domínio computacional do Caso 1.

A ideia para essa deformidade, de manter constante a forma geométrica da seção transversal dos microtubos, variando somente o tamanho da mesma, visa facilitar a explicação para os resultados obtidos. A mesma é embasada nos relatos de Celata et al. (2006b). A escolha de uma geometria com seção transversal circular se dá pelo fato desta ser uma das mais simples, além de proporcionar uma compreensão mais clara acerca dos fenômenos físicos envolvidos.

³ Embora os microtubos sejam microcanais, especificamente com seção transversal de formato circular, em particular, deste ponto em diante, adota-se um critério: toda vez que o texto se referir a um tubo cuja seção transversal não seja da forma circular, o mesmo será referenciado simplesmente como microcanal, ao passo que os tubos com seção transversal circular serão sempre referenciados como microtubos.

Com base nos trabalhos de Celata et al. (2002) e Celata, Cumo e Zummo (2004), foi selecionado um microtubo ideal com $D_h = 130 \mu\text{m}$. O comprimento adotado para o mesmo foi de 0,13 m. A escolha para esse comprimento se deu para assegurar condições de escoamento desenvolvido, térmica e hidrodinamicamente, na saída dos tubos, visto que $L/D_h = 1000$. Foram considerados seis tubos com o modelo de deformidade adotado para seção transversal destes. Os desvios η considerados na medida de D são: $\pm 1\%$, $\pm 2\%$ e $\pm 3\%$.

A Tab. (4.1) ilustra os diâmetros hidráulicos d_h e seus desvios percentuais η para os microtubos deste caso.

Tabela 4.1 – Diâmetros hidráulicos para os microtubos do Caso 1, e os desvios correspondentes ao diâmetro hidráulico ideal.

d_h [μm]	126,1	127,4	128,7	130,0	131,3	132,6	133,9
η [%]	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3

4.2.2 Caso 2

Este Caso consiste de um microtubo de comprimento L , conforme ilustrado na Fig. (4.3). Porém, o mesmo apresenta a seção transversal parcialmente homogênea, sendo esta coincidente com a seção transversal do tubo ideal correspondente. A partir de certo ponto, considera-se como deformidade geométrica uma expansão, suave e linear, do seu diâmetro hidráulico uniforme (D) até um valor máximo ($D_{m\acute{a}x}$), ou uma contração, suave e linear, do mesmo até um valor mínimo ($D_{m\acute{i}n}$). Essa deformidade, também embasada nos relatos de Celata et al. (2006b), foi escolhida de maneira que a seção transversal do tubo mantenha sua forma geométrica constante, ao longo de todo o comprimento L , de modo que a mesma varie apenas em tamanho (se contraindo ou expandindo).

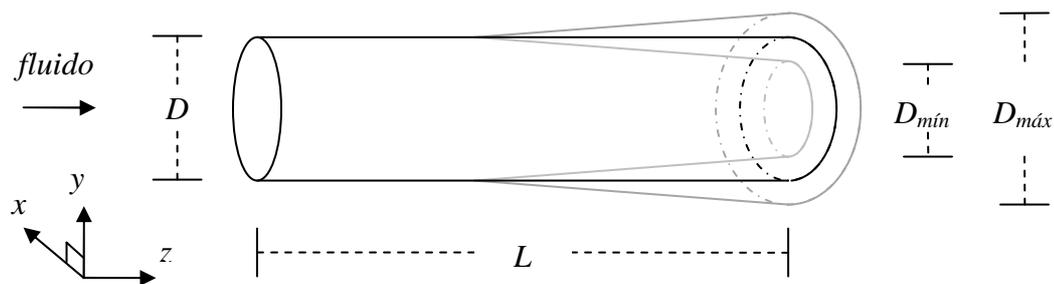


Figura 4.3 – Domínio computacional do Caso 2.

O diâmetro hidráulico da seção transversal homogênea do tubo imperfeito deste Caso foi escolhido como sendo de 130 μm . O comprimento adotado foi de 0,13 m, com vistas a assegurar condições de escoamento desenvolvido, térmica e hidrodinamicamente, na saída dos tubos. Seis casos de variações percentuais para o diâmetro hidráulico D foram considerados. Os desvios η considerados para D , na saída dos tubos ($z = L$), foram: $\pm 1\%$, $\pm 3\%$ e $\pm 5\%$.

A Tab. (4.2) ilustra os valores máximos e mínimos para os diâmetros hidráulicos d_h , na saída dos tubos, e seus correspondentes desvios η em relação ao valor nominal (ideal) para o diâmetro hidráulico D .

Tabela 4.2 – Diâmetros hidráulicos na saída dos microtubos do Caso 2, e seus desvios correspondentes ao diâmetro hidráulico ideal.

$d_h(z = L)$ [μm]	123,5	126,1	128,7	130,0	131,3	133,9	136,5
η [%]	-5	-3	-1	0	+1	+3	+5

Os desvios η ocorrem a partir da posição $z = 0,04$ m. Nesta posição o escoamento se encontra desenvolvido, térmica e hidrodinamicamente, para o maior Re usado (800) nas simulações. A ideia para essa deformidade, bem como a escolha dos percentuais de desvio η para o diâmetro hidráulico, na saída dos tubos imperfeitos, também é embasada nos relatos de Celata et al. (2006b).

4.2.3 Caso 3

Este Caso consiste de um microcanal de seção transversal retangular com largura a de 200 μm , altura b de 250 μm e comprimento L de 0,223 m. Assim, o mesmo apresenta um diâmetro hidráulico ideal (nominal) D_h de 222,22 μm aproximadamente, e razão de aspecto (RA) igual a 0,8. O comprimento para o mesmo foi escolhido com vistas a assegurar condições de escoamento desenvolvido térmica e hidrodinamicamente na saída do tubo. Com relação aos tubos imperfeitos desse caso, consideram-se dois modelos, os quais, junto com o modelo para o tubo ideal, são baseados nos estudos de Steinke e Kandlikar (2006).

O primeiro modelo de tubo considera uma imprecisão no diâmetro hidráulico do microcanal ideal, de forma que $a = 201$ μm e $b = 247$ μm . Segundo Steinke e Kandlikar (2006), esses valores se basearam em medidas não destrutivas para um dissipador (constituído

por uma matriz de microcanais). Por medidas não destrutivas entende-se que são os valores da largura e altura da seção transversal do canal obtidos por técnicas de medidas óticas. Assim, esse tubo imperfeito apresenta $D_h = 221,64 \mu\text{m}$ e $RA = 0,81$. O comprimento para o mesmo foi mantido em 0,223 m. A imprecisão nas medidas da largura e altura da seção transversal é considerada constante, ao longo de todo o comprimento desse tubo. Logo, esse modelo de imperfeição é similar ao considerado para os microtubos do Caso 1.

O segundo modelo de tubo imperfeito, sendo este o mais importante, considera um microcanal com seção transversal aproximadamente trapezoidal, similarmente ao ilustrado na Fig. (2.4) do Capítulo 2, a qual é rerepresentada, incluindo mais detalhes, na Fig. (4.4).

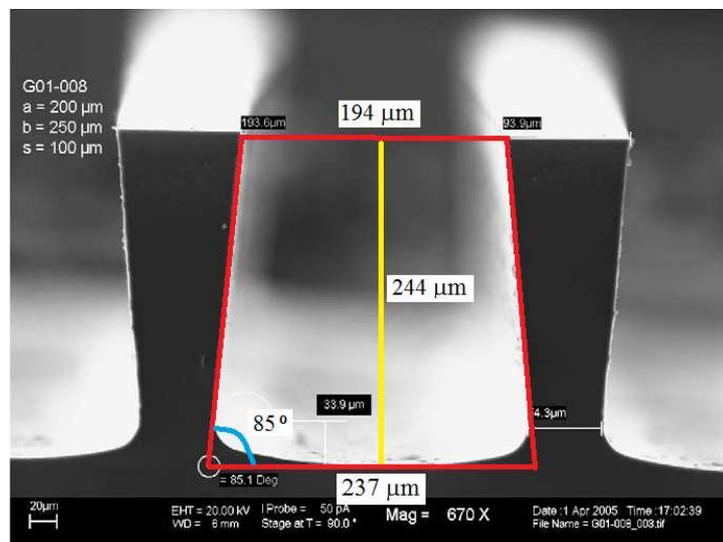


Figura 4.4 – Detalhes da seção transversal aproximadamente trapezoidal do Caso 3.
Fonte: adaptado de Steinke e Kandlikar (2006).

Para tanto, a altura b considerada para o canal foi de $244 \mu\text{m}$ e a menor largura da seção transversal, no topo⁴ da mesma, de $194 \mu\text{m}$. Na parte inferior da seção transversal do canal, a base da mesma é aproximadamente curva, e arredondada nos cantos, de forma que as paredes do canal formam um ângulo de 85° com relação à horizontal. Um trapezóide ideal, sem considerar a base curva e os cantos arredondados, é indicado pelo contorno em vermelho, na Fig. (4.4). Com uso de trigonometria, verifica-se, então, que a base da seção transversal, para o caso de um trapezóide ideal, seria de $237 \mu\text{m}$ aproximadamente.

⁴ Lembrando que, no trabalho original (STEINKE et al., 2006), os microcanais eram cobertos (no topo) por uma tampa transparente de pyrex.

Os valores das medidas destacadas na Fig. (4.4) se basearam em medidas destrutivas para o dissipador (STEINKE; KANDLIKAR, 2006), o qual foi cortado e aberto. Após isso, com base na análise das imagens da seção transversal do mesmo, obtidas por meio de um microscópio de varredura eletrônica (SEM), os pesquisadores verificaram que a seção transversal dos microcanais apresentava um aspecto aproximadamente trapezoidal. O fator curvilíneo da base desses microcanais faz com que a seção transversal dos mesmos não seja um trapezóide ideal, como sugerido pelo contorno em vermelho, na Fig. (4.4). Assim, com base nessas medidas, a geometria da seção transversal do microcanal da Fig. (4.4) foi reproduzida aproximadamente.

A Fig. (4.5) mostra a seção transversal do canal considerado, Fig. (4.5a), bem como do tubo inteiro, Fig. (4.5b), na área de trabalho do módulo gerador de malhas e geometrias ICEM-CFD.

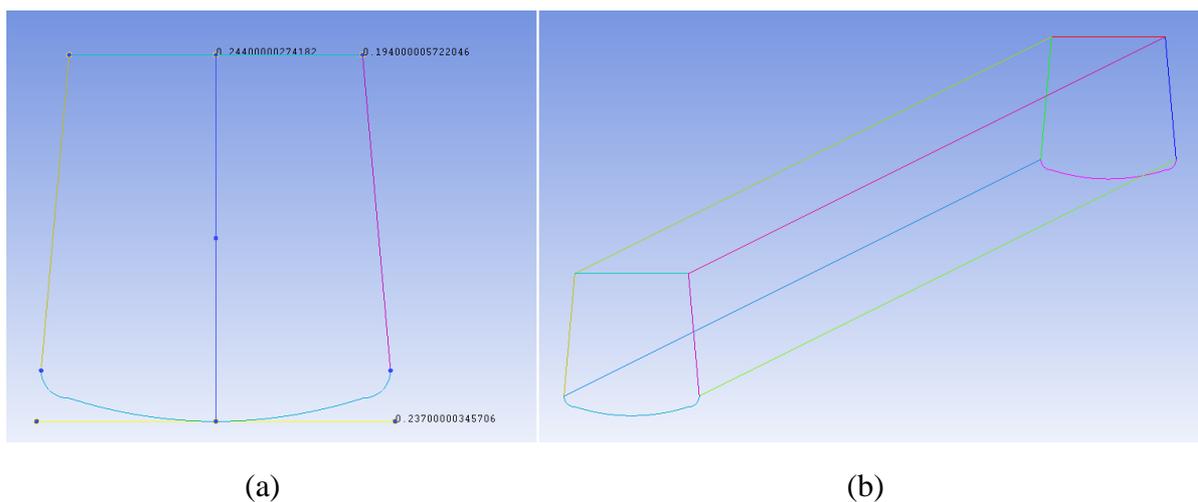


Figura 4.5 – Microcanal com seção transversal do tipo trapezoidal: (a) medidas da seção transversal, em milímetros (mm); (b) vista em 3D da geometria do tubo.

No modelo aproximado, na Fig. (4.5), o diâmetro hidráulico obtido foi de 233,14 μm , sendo que a forma da seção transversal e o tamanho da mesma foram considerados constantes, ao longo de todo o comprimento do tubo. Portanto, por meio deste segundo modelo de tubo imperfeito, procura-se analisar como as características hidrodinâmicas e de transferência de calor podem ser afetadas pela forma geométrica irregular da seção transversal, com respeito ao modelo ideal para a mesma.

A Tab. (4.3) ilustra os detalhes geométricos referentes aos tubos do Caso 3.

Tabela 4.3 – Parâmetros geométricos dos tubos estudados no Caso 3.

Microcanal	a [μm]	b [μm]	RA [-]	L [m]	Per [μm]	A_{st} [μm^2]	A_{sup} [$\times 10^6 \mu\text{m}^2$]	D_h [μm]
Ideal	200	250	0,80	0,223	900,00	50.000,00	200,70	222,22
Não Destrutivo	201	247	0,81	0,223	896,00	49.647,00	199,81	221,64
Destrutivo	194	244	0,80	0,223	870,95	50.762,40	194,22	233,14

De acordo com a Tab. (4.3), percebe-se que a razão comprimento L por diâmetro hidráulico D_h é aproximadamente a mesma para todos os tubos ($L/D_h \cong 1000$), como esperado. A razão de aspecto RA para os tubos ideal e destrutivo são basicamente iguais, enquanto a do tubo não destrutivo difere levemente das demais. O perímetro (Per) da seção transversal dos tubos imperfeitos (não destrutivo e destrutivo) é inferior ao do tubo ideal, sendo o perímetro do tubo destrutivo, particularmente, o menor de todos. A mesma observação feita para o perímetro da seção transversal desses tubos vale para a área superficial (A_{sup}) dos mesmos. Observa-se que a área da seção transversal (A_{st}) do tubo destrutivo é maior que a área da seção transversal do tubo ideal, a qual, por sua vez, é maior que a do tubo não destrutivo. A mesma observação feita para a área da seção transversal dos tubos se faz para o diâmetro hidráulico dos mesmos.

Como a forma da seção transversal do tubo destrutivo é irregular, torna-se um tanto complicado determinar alguns parâmetros geométricos de interesse para o mesmo, como é o caso para o perímetro e área de seção transversal deste, os quais são usados para determinar o seu diâmetro hidráulico, por exemplo. Neste caso, o perímetro e a área de seção transversal do mesmo foram determinados por meio de recursos disponíveis no módulo CFX-Post. Com base nos resultados obtidos, determinou-se, então, o diâmetro hidráulico do tubo destrutivo.

Entende-se que a forma da seção transversal do tubo destrutivo é irregular pelo fato desta, além de não ser geometricamente perfeita, não apresentar um padrão definido (como perfeitamente retangular, circular, trapezoidal, etc). No caso do tubo destrutivo, a forma da sua seção transversal é aproximadamente trapezoidal, e não perfeitamente trapezoidal, devido à parte curva que constitui a “base” da mesma. Isto, pelo que indica a Tab. (4.3), foi suficiente para alterar as distribuições de área transversal, devido à forma do perímetro desta, de acordo com a Fig. (4.5), bem como para a área de superfície do tubo, quando os valores são comparados aos obtidos para o tubo ideal correspondente.

A Tab. (4.4) apresenta os desvios η para D_h dos tubos, não destrutivo e destrutivo, em relação ao valor nominal (ideal) correspondente ao do tubo ideal.

Tabela 4.4 – Diâmetros hidráulicos dos tubos do Caso 3 e seus desvios η .

Microcanal	D_h [μm]	η [%]
Ideal	222,22	0,00
Não Destrutivo	221,64	- 0,26
Destrutivo	233,14	+ 4,91

Pela Tab. (4.4), percebe-se que o diâmetro hidráulico do tubo não destrutivo desviou muito pouco em relação ao do tubo ideal. Claramente, o diâmetro hidráulico do tubo destrutivo apresentou um desvio bem superior com relação ao do tubo ideal.

4.3 CONDIÇÕES OPERACIONAIS

Para todos os tubos definidos anteriormente, considerou-se a região de entrada dos mesmos com desenvolvimento simultâneo das camadas limite térmica e hidrodinâmica. As simulações foram realizadas em regime permanente, considerando-se os números de Reynolds de 200, 400, 600 e 800. Esta faixa de Re adotada baseia-se nos trabalhos de Steinke e Kandlikar (2006). O fluido de trabalho escolhido foi a água. Para transferir calor ao fluido em escoamento, considerou-se um fluxo de calor constante aplicado de 2 kW/m^2 na superfície de todos os tubos, cujo valor foi escolhido com base nos trabalhos de Incropera e DeWitt (1998).

Para vazão mássica constante, a velocidade média do escoamento será constante nos tubos com seção transversal homogênea, independentemente da forma geométrica da mesma. No entanto, a velocidade média do fluido irá variar nos tubos que apresentarem variação na seção transversal, ao longo do comprimento dos mesmos, sendo estes pertencentes ao Caso 2. Isto ocorre para conservar a vazão mássica do escoamento.

4.4 MODELO MATEMÁTICO

Esta seção apresenta o modelo matemático que descreve o comportamento hidrodinâmico e térmico do fluido em escoamento. Também, são apresentadas as equações necessárias para a determinação das propriedades termofísicas do fluido e das grandezas fluidodinâmicas e térmicas de interesse no escoamento, incluindo versões adimensionais para algumas dessas, além de equações para a determinação de erros.

4.4.1 Equações Diferenciais para o Escoamento

No modelo matemático, o fluido utilizado é incompressível e com propriedades constantes. O regime de operação é laminar e permanente. A dissipação viscosa não é considerada. Com base nessas considerações, as equações de conservação da massa, Eq. (4.1), Navier-Stokes, Eqs. (4.2-4.4), e energia, Eq. (4.5), em coordenadas cartesianas, são apresentadas na sequência:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (4.1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \quad (4.2)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right), \quad (4.3)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right), \quad (4.4)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (4.5)$$

onde u , v e w são as velocidades locais do fluido nas direções x , y e z , respectivamente, ρ é a massa específica do fluido, ν é a sua viscosidade cinemática, p é a pressão, T é a temperatura e α é a difusividade térmica do fluido.

4.4.2 Condições Iniciais e de Contorno

No software comercial Ansys CFX-12, o qual foi usado para analisar o problema, as equações diferenciais, Eqs. (4.1-4.5), são discretizadas e resolvidas, numericamente, para cada ponto do domínio computacional.

Como condição de contorno para o problema hidrodinâmico, nas saídas dos microtubos e microcanais (perfeitos e imperfeitos) é prescrita uma pressão estática de 0 Pa. Para a entrada dos tubos foi considerada uma temperatura de 293,15 K e uma velocidade correspondente ao número de Reynolds usado para a respectiva simulação ($Re = 200, 400, 600, 800$). A condição de contorno nas paredes é de não deslizamento e fluxo de calor constante (de 2 kW/m^2). Usou-se a temperatura e a velocidade de entrada como campo inicial destas. A malha utilizada é do tipo hexaédrica, com refinamento junto às paredes e seções de entrada e saída dos tubos.

O intervalo de tempo usado para o domínio fluido foi de 0,1 s. O critério de estabilidade do erro, para o qual todas as equações já atingiram o resíduo médio mínimo, foi de 1×10^{-6} , o qual foi determinado para um número máximo de iterações igual a 500.

4.4.3 Equações para a Determinação de Parâmetros Geométricos

O diâmetro hidráulico D_h dos tubos considerados é definido por

$$D_h = \frac{4A_{st}}{Per} . \quad (4.6)$$

Para tubos com seção transversal retangular de largura a e altura b , a razão de aspecto RA da seção transversal dos mesmos é definida por

$$RA = \frac{a}{b} . \quad (4.7)$$

A Eq. (4.7) também pode ser usada para determinar a razão de aspecto dos tubos com seção transversal do tipo trapezoidal. No entanto, para estes casos, a largura a será a menor largura da seção transversal desses tubos (SHAH; LONDON, 1978).

4.4.4 Equações para a Hidrodinâmica do Escoamento

O fator de fricção de Darcy f , genericamente, é dado por

$$f = \frac{2\rho D_h A_{st}^2 \Delta p}{\dot{m}^2 L}, \quad (4.8)$$

onde a vazão mássica \dot{m} é definida por

$$\dot{m} = \rho Q = \rho w_m A_{st}. \quad (4.9)$$

O número de Poiseuille Po é definido como uma adimensionalização para a perda de carga do escoamento (KAKAÇ et al., 2005). O mesmo corresponde ao produto de f por Re , os quais são mostrados nas Eqs. (4.10; 4.11), respectivamente, isto é,

$$Po = f Re, \quad (4.10)$$

$$Re = \frac{\rho w_m D_h}{\mu}. \quad (4.11)$$

Como visto no Capítulo 3, para tubos com seção transversal circular tem-se que $Po_t = 64$. Para tubos de seção transversal retangular com $RA = 0,8$, tem-se que $Po_t = 57,53$ (SHAH; LONDON, 1978).

A tensão de cisalhamento τ nas paredes dos tubos, a qual está relacionada com o gradiente de velocidade (dw/dy) junto à parede, bem como também com o gradiente de pressão (dp/dz) e o diâmetro hidráulico (D_h) da Eq. (4.6), com base em um balanço entre forças de pressão e cisalhamento (INCROPERA; DEWITT, 1998), é dada por

$$\tau = \mu \left. \frac{dw}{dy} \right|_{parede} = \frac{1}{4} D_h \left(\frac{dp}{dz} \right). \quad (4.12)$$

O comprimento de entrada hidrodinâmico L_{eh} para o escoamento é definido por

$$L_{eh} = 0,05 Re D_h. \quad (4.13)$$

4.4.5 Equações para a Transferência de Calor no Escoamento

O número de Nusselt local Nu , sendo este o coeficiente de transferência de calor adimensionalizado, é definido por

$$Nu = \frac{h D_h}{k}, \quad (4.14)$$

onde h é o coeficiente local de transferência de calor por convecção, o qual é determinado por

$$h = \frac{q''_{sup}}{T_{sup} - T_m}, \quad (4.15)$$

sendo a temperatura média do fluido T_m na seção transversal obtida por

$$T_m = \frac{\int_{A_{st}} \rho w c_v T dA_{st}}{\dot{m} c_v}, \quad (4.16)$$

onde c_v é o calor específico do fluido a volume constante.

Como a condição térmica adotada para esse estudo é de fluxo de calor constante sobre toda a superfície dos tubos, tem-se para tubos com seção transversal circular que $Nu_t = 4,36$. Para tubos de seção transversal retangular com $0,6 \leq RA \leq 1$, tem-se que $Nu_t = 3,091$ (SHAH; LONDON, 1978).

O gradiente de temperatura média dT_m/dz para os tubos de seção transversal circular e retangular, ao longo do comprimento destes, é definido por

$$\frac{dT_m}{dz} = \frac{q''_{sup} Per}{\dot{m} c_p}. \quad (4.17)$$

A taxa total de transferência de calor para os tubos q_{conv} é dada por

$$q_{conv} = q''_{sup} A_{sup}. \quad (4.18)$$

A resistência térmica de convecção (R_{tc}) é definida por

$$R_{tc} = \frac{T_{sup} - T_m}{q''_{sup}} = \frac{1}{h}. \quad (4.19)$$

O comprimento de entrada térmico L_{et} é definido por

$$L_{et} = 0,05 Re D_h Pr = L_{eh} Pr, \quad (4.20)$$

onde Pr é o número de Prandtl.

4.4.6 Equações para a Determinação de Erros

A magnitude do desvio ε de uma determinada variável genérica Φ , com relação ao valor teórico previsto para a mesma, Φ_t , é determinada conforme a expressão

$$\varepsilon_\Phi = \frac{|\Phi - \Phi_t|}{\Phi_t} \times 100\%. \quad (4.21)$$

A fração η (desvio) da variação do diâmetro hidráulico dos tubos imperfeitos, ΔD_h , relativamente ao D_h dos tubos ideais, é dada por

$$\eta = \frac{\Delta D_h}{D_h} \times 100\% , \quad (4.22)$$

na qual

$$\Delta D_h = d_h - D_h . \quad (4.23)$$

4.4.7 Grandezas Adimensionais

A altura adimensional y^* da seção transversal para os tubos é definida por

$$y^* = \frac{y}{D_{h(ideal)}} , \quad (4.24)$$

onde $D_{h(ideal)}$ é o diâmetro hidráulico do tubo ideal correspondente do Caso em questão.

A posição axial adimensional z^* é dada por

$$z^* = \frac{z}{L} . \quad (4.25)$$

A velocidade local adimensional do fluido na direção do escoamento w^* é definida por

$$w^* = \frac{w}{w_{m(ideal)}} , \quad (4.26)$$

onde $w_{m(ideal)}$ é a velocidade média do escoamento correspondente ao tubo ideal em questão.

A temperatura local adimensional T^* é definida como

$$T^* = \frac{T - T_{m,e}}{\Delta T_{m(ideal)}} , \quad (4.27)$$

onde

$$\Delta T_{m(ideal)} = (T_{m,s} - T_{m,e})_{ideal} \quad (4.28)$$

é a diferença de temperatura média ideal, onde $T_{m,s}$ e $T_{m,e}$ são as temperaturas média na saída e na entrada do tubo ideal correspondente, respectivamente.

4.5 ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DE MALHA

A determinação do número elementos para as malhas computacionais se deu por meio da análise de Nu . A escolha de Nu como parâmetro principal de análise ocorreu pelo fato deste apresentar-se mais sensível ao grau de refinamento da malha, bem como com relação à distribuição do número de elementos nesta, em comparação a outros parâmetros para análise, como foi o caso para Po , por exemplo. Assim, procurou-se escolher a malha que fornecesse resultados tanto para Nu como para Po em melhor concordância com os valores teóricos previstos para os mesmos.

As análises de Nu e Po foram realizadas para os tubos ideais de todos os Casos e, também, para o tubo destrutivo do Caso 3, considerando-se o escoamento com $Re = 800$, o qual proporciona o maior comprimento de entrada térmico, sendo este superior ao comprimento de entrada hidrodinâmico, em todos os Casos, conforme indicado na Seção 4.2.

Os resultados da análise para Nu e Po , e seus respectivos erros numéricos, para diferentes malhas, com relação ao microtubo ideal, são mostrados na Tab. (4.5).

Tabela 4.5 – Microtubo ideal: número de elementos, Po , Nu e seus respectivos erros ε .

Malha	Número de Elementos	Po [-]	ε_{Po} [%]	Nu [-]	ε_{Nu} [%]
1	23.490	65,323	2,067	4,212	3,401
2	115.640	64,367	0,574	4,371	0,876
3	174.440	64,358	0,559	4,373	0,667
4	321.290	64,108	0,169	4,366	0,458
5	429.590	64,109	0,170	4,371	0,369
6	520.030	64,104	0,163	4,370	0,311
7	1.001.280	64,006	0,010	4,367	0,193
8	1.202.880	64,006	0,009	4,368	0,185
9	1.505.390	63,950	0,079	4,367	0,156

De acordo com a Tab. (4.5), as análises de ε_{Po} e ε_{Nu} mostram que os resultados obtidos pelas malhas de 7 a 9 apresentaram as melhores concordâncias com relação aos valores previstos teoricamente para tubos de seção transversal circular ($Po_t = 64$ e $Nu_t = 4,36$), em relação aos resultados obtidos pelas malhas de 1 a 6, nas quais ε_{Po} e ε_{Nu} foram maiores. Para Po , os resultados obtidos pelas malhas 7 e 8 foram idênticos, enquanto que para Nu , o resultado obtido pela malha 8 não apresentou mudança significativa com relação ao da malha 7. No entanto, ainda não é possível afirmar que os resultados obtidos para Po e Nu pelas malhas de 7 a 9 sejam independentes do refinamento aplicado. Porém, com base no comportamento de ε_{Po} e ε_{Nu} observado nas malhas de 7 a 9, pode-se afirmar que mudanças muito significativas, para Po e Nu , não seriam observadas aumentando-se o grau de refinamento a partir da malha 9. Assim, considerou-se adequado o refinamento aplicado na malha 7 para fins desse estudo. O mesmo foi aplicado também aos microtubos imperfeitos.

Na medida em que o número de elementos nas malhas de 1 a 9 aumenta, ε_{Nu} se reduz, segundo a Tab. (4.5). No entanto, a sensibilidade de Nu com relação ao grau de refinamento aplicado nas malhas pode ser percebida quando, por exemplo, se compara o resultado obtido para Nu na malha 4 com aqueles das malhas 3 e 5. Neste caso, o Nu da malha 4 foi inferior ao das malhas 3 e 5. Da malha 3 para 4 aumentou-se apenas o refinamento aplicado na direção transversal do escoamento (o qual ocorre na direção axial), enquanto que da malha 4 para 5 aumentou-se somente o refinamento axial. Um comportamento similar também pode ser observado com relação ao resultado obtido para Nu na malha 8, quando comparado ao das malhas 7 e 9. Neste caso, o Nu da malha 8 foi superior ao das malhas 7 e 9. Da malha 7 para 8 aumentou-se apenas o refinamento axial, ao passo que da malha 8 para 9 aumentou-se somente o refinamento transversal.

Porém, o grau de refinamento aplicado nas malhas também pode influenciar os resultados para Po , como se observa para Po e ε_{Po} da malha 5, em comparação àqueles obtidos nas malhas 4 e 6. No caso da malha 5, Po e ε_{Po} foram superiores àqueles das malhas 4 e 6. Da malha 4 para 5 aumentou-se apenas o refinamento axial, ao passo que da malha 5 para 6 aumentou-se somente o refinamento transversal. Nas demais malhas, aumentou-se simultaneamente os refinamentos axial e transversal, de forma que os valores de Nu e Po , assim como seus respectivos erros numéricos, se reduziram conforme o aumento nesses refinamentos. Isto mostra que a distribuição dos elementos nas malhas pode interferir significativamente nos resultados. De qualquer forma, foi perceptível que Nu é mais sensível ao grau de refinamento aplicado nas malhas do que Po . Além disso, erros de interpolação

provenientes do limite de dígitos do(s) computador(es) utilizado(s), bem como do método numérico, assim como erros de arredondamento, também podem interferir nos resultados apresentados. Outro fator fundamental é qualidade dos elementos que compõe as malhas, o que será discutido mais adiante. Comportamentos similares para Nu , e também para Po , assim como para seus respectivos erros numéricos, podem ser observados no refinamento aplicado para as diferentes malhas referentes aos demais microcanais simulados, nas tabelas seguintes.

A Tab. (4.6) apresenta os resultados da análise para Nu e Po , e seus respectivos erros numéricos, para diferentes malhas, para o microcanal ideal de seção transversal retangular com $RA = 0,8$.

Tabela 4.6 – Microcanal de $RA = 0,8$: número de elementos, Po , Nu e seus respectivos erros ε .

Malha	Número de Elementos	Po [-]	ε_{Po} [%]	Nu [-]	ε_{Nu} [%]
1	8.932	57,883	0,613	3,248	5,069
2	82.128	57,617	0,152	3,123	1,028
3	341.138	57,572	0,073	3,093	0,076
4	514.598	57,537	0,011	3,093	0,074
5	1.062.708	57,527	0,006	3,088	0,087
6	1.707.198	57,521	0,016	3,088	0,107
7	2.721.708	57,518	0,022	3,087	0,132

De acordo com a Tab. (4.6), a análise de erro para Po mostra que o resultado obtido pela malha 5 apresentou melhor concordância com relação ao valor previsto teoricamente ($Po_t = 57,53$) para tubos de seção transversal retangular com $RA = 0,8$. A análise de erro para Nu mostra que o resultado obtido pela malha 5 apresentou boa concordância também com o valor teórico previsto ($Nu_t = 3,091$) para tubos de seção transversal retangular com $RA = 0,8$, quando comparado aos resultados obtidos pelas malhas 3 e 4, sendo que essa última apresentou a melhor concordância de todas. No entanto, o resultado obtido (ε_{Nu}) nas malhas 6 e 7 foi maior que o obtido para a malha 5. Assim, considerou-se o refinamento aplicado na malha 5 como adequado para fins desse estudo. O mesmo foi aplicado também para o microcanal imperfeito com seção transversal retangular não destrutiva, considerado para o Caso 3.

A Tab. (4.7) apresenta, respectivamente, os resultados da análise para Nu e Po , e seus respectivos erros numéricos, para diferentes malhas, com relação ao microcanal com seção transversal do tipo trapezoidal, sendo este o tubo destrutivo, considerado para o Caso 3.

Tabela 4.7 – Microcanal destrutivo: número de elementos, Po , Nu e seus respectivos erros ε .

Malha	Número de Elementos	Po [-]	ε_{Po} [%]	Nu [-]	ε_{Nu} [%]
1	3.528	57,049	0,836	3,539	14,481
2	26.448	55,658	3,254	3,539	8,653
3	225.498	55,206	4,039	3,304	6,884
4	1.133.808	55,128	4,175	3,292	6,497
5	2.008.908	55,132	4,168	3,289	6,396
6	2.784.078	55,133	4,168	3,289	6,394
7	3.431.538	55,132	4,169	3,289	6,389

Conforme a Tab. (4.7), a análise de erro para Po mostra que os resultados obtidos pelas malhas de 4 a 7 não apresentaram mudança significativa, em relação aos obtidos pelas malhas de 1 a 3. Já a análise de erro para Nu mostra que os resultados obtidos pelas malhas de 5 a 7 não apresentaram mudança muito significativa, com relação às demais malhas. Assim, considerou-se o refinamento aplicado na malha 5 como adequado para fins desse estudo.

Por se tratar de um tubo com seção transversal irregular (deformada), como discutido anteriormente, na Seção 4.2, a análise de erro para Po e Nu para o microcanal destrutivo foi efetuada com base nos valores teóricos previstos para o microcanal de seção transversal retangular com $RA = 0,8$ (isto é, $Po_t = 57,53$ e $Nu_t = 3,091$).

Diferentemente das malhas dos outros Casos (1 e 2), a análise de erro para Po no tubo destrutivo indica um ε_{Po} baixo para a malha 1. O mesmo passa a aumentar conforme aumenta o número de elementos das malhas, até estabilizar. Isto ocorre porque o Po da malha 1 está mais próximo do Po_t referente ao microcanal ideal. Conforme aumenta o refinamento aplicado, da malha 2 em diante, Po se reduz. Assim, o mesmo se distancia de Po_t até atingir um valor de acordo com a imperfeição na geometria da seção transversal do tubo destrutivo.

4.5.1 Refinamento das Malhas

Na região de entrada hidrodinâmica e térmica, ocorrem gradientes variáveis de pressão, velocidade e temperatura, enquanto os perfis de velocidade e temperatura se desenvolvem. Na região do escoamento desenvolvido, térmica e hidrodinamicamente, os perfis de velocidade e temperatura não mais variam. Assim, com vistas a capturar corretamente o desenvolvimento das camadas limite térmica e hidrodinâmica, um refinamento axial diferenciado foi aplicado na região de entrada dos tubos.

A Fig. (4.6) exibe parte do refinamento axial aplicado na região de entrada da malha do microtubo ideal selecionado anteriormente.

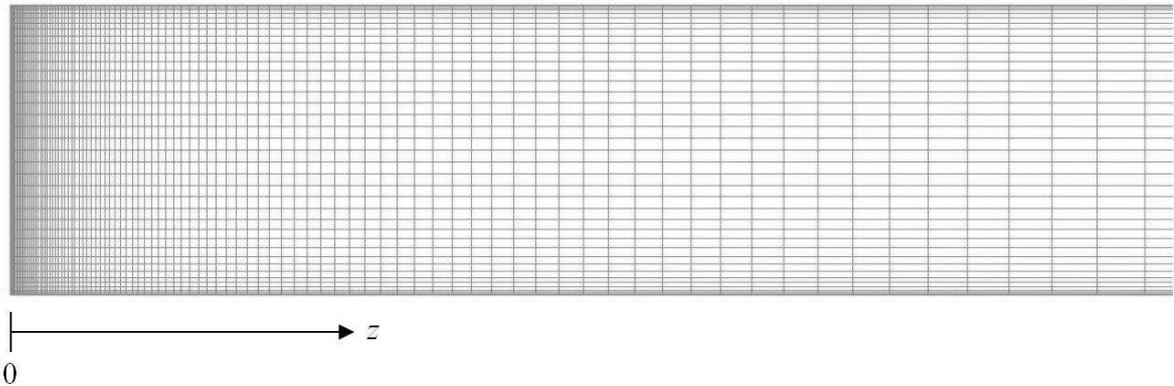


Figura 4.6 – Refinamento axial aplicado na região de entrada do microtubo ideal.

Pela Fig. (4.6), percebe-se que a largura dos elementos que compõe a malha cresce ao longo do comprimento do tubo. Os elementos da malha são suficientemente diminutos com vistas a capturar corretamente as variações (bastante intensas) de temperatura, pressão e velocidade nesta região. Porém, na medida em que o escoamento ocorre, ao longo dos tubos, os gradientes de velocidade, pressão e temperatura passam a variar com intensidades menores, o que justifica o aumento gradual na largura dos elementos da malha. Na região de escoamento desenvolvido térmica e hidrodinamicamente (não mostrada na figura), os elementos apresentam largura constante, pois os perfis de velocidade e temperatura já se desenvolveram. Esse critério de refinamento axial diferenciado foi aplicado também aos demais tubos.

Para assegurar o correto desenvolvimento das camadas limite térmica e hidrodinâmica, o refinamento axial diferenciado aplicado na região de entrada do tubo é importante. Porém, somente este não basta. Um refinamento diferenciado aplicado na direção transversal à do escoamento também é de suma importância. Isto porque o escoamento também se desenvolve, térmica e hidrodinamicamente, na direção transversal à do escoamento. Este refinamento pode ser percebido pelo aumento gradual dos elementos das malhas, a partir das paredes dos tubos, de acordo com a Fig. (4.7).

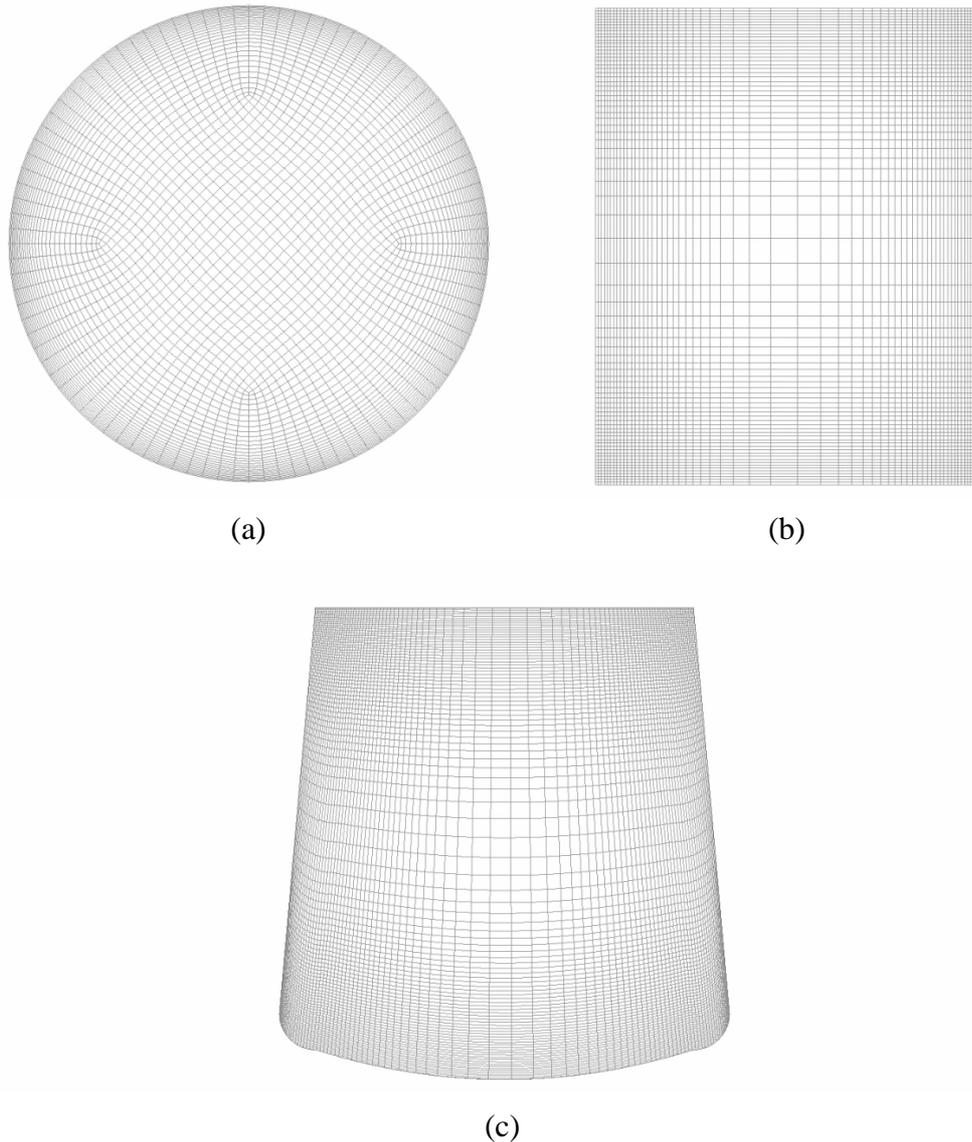


Figura 4.7 – Refinamento transversal ao escoamento: (a) microtubos; microcanais de seção transversal (b) retangular ($RA = 0,8$ e $0,81$) e (c) do tipo trapezoidal.

Das grandezas de interesse nesse estudo, o número de Poiseuille se mostrou mais sensível ao grau de refinamento axial aplicado. Por outro lado, o número de Nusselt local revelou-se mais sensível ao grau de refinamento transversal aplicado. Isto pode ser esperado, visto que o número de Poiseuille depende do fator de fricção de Darcy, o qual, por sua vez, está relacionado com a perda de carga ao longo do escoamento, enquanto o número de Nusselt local depende da taxa de transferência de calor, a qual ocorre, perpendicularmente, da superfície dos tubos para o interior dos mesmos.

4.5.2 Qualidade dos Elementos das Malhas

O número de elementos de uma malha consiste em um dos parâmetros de importância para validar os resultados de uma simulação. Mesmo que o refinamento escolhido seja adequado para fins do estudo a ser realizado, devem ser levadas em conta também outras características que os elementos que compõe a malha escolhida devem apresentar. A qualidade dos elementos usados para compor a malha escolhida é de vital importância para a obtenção de resultados fisicamente coerentes, bem como consistentes, em uma simulação numérica. Este é o caso para a razão de aspecto dos elementos usados nas malhas selecionadas. Elementos muito grosseiros e distorcidos podem levar a uma solução errônea para a simulação, bem como torná-la instável e, até mesmo, divergente (MALISKA, 1995).

A Fig. (4.8a) mostra a malha usada para representar os microtubos estudados neste trabalho, a qual também foi apresentada anteriormente, na Fig. (4.7a), enquanto a Fig. (4.8b) mostra a mesma malha, porém sem o aspecto suave na distribuição dos elementos.

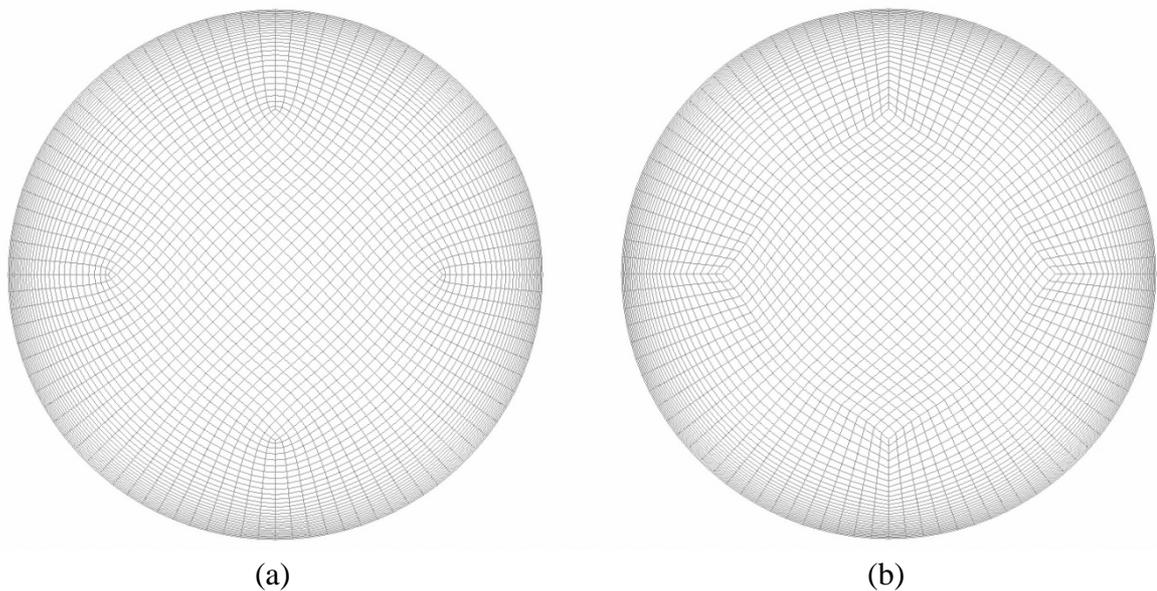


Figura 4.8 – Malhas testadas para os microtubos: (a) suavização; (b) sem suavização.

Confeccionada originalmente, a malha na Fig. (4.8b) apresenta um pouco mais de distorção nos elementos, em comparação àqueles que compõem a malha da Fig. (4.8a). Isto pode ser percebido mais claramente nos elementos próximos ao perímetro da grade central, especialmente naqueles dos cantos dessa grade, os quais se mostram um tanto pontiagudos. Por meio de um recurso (ANSYS CFX) disponível no gerador de malhas ICEM-CFD, a

distorção nos elementos da malha da Fig. (4.8b) foi atenuada, de maneira que a mesma apresentou um aspecto mais suave, como mostrado na Fig. (4.8a). Isto pode ser percebido tanto nos elementos citados, no entorno do perímetro da grade central, bem como naqueles dos cantos dessa grade. A Fig. (4.9) mostra uma vista parcial, da metade superior de cada uma das malhas, suavizada e não suavizada, mostradas na Fig. (4.8), destacando, à direita das figuras, os elementos que compõe o canto superior da grade central, em cada caso.

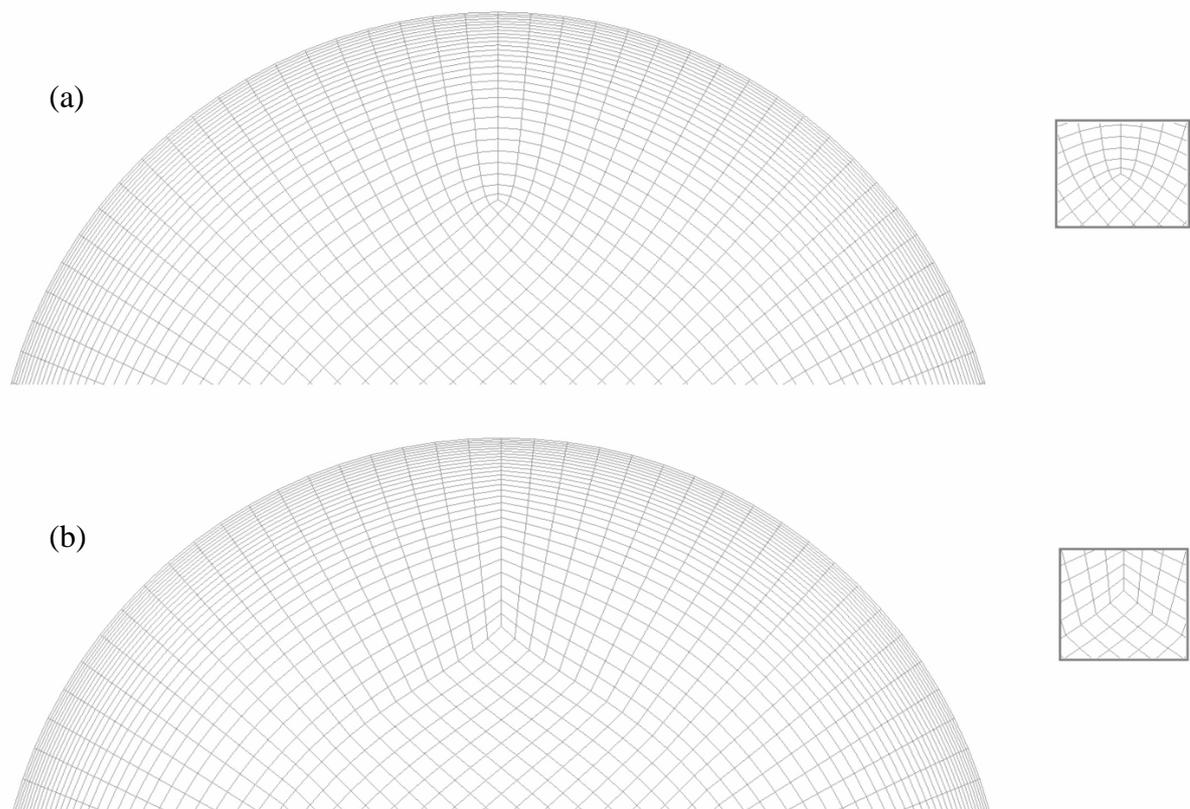


Figura 4.9 – Malhas testadas para os microtubos: (a) suavização; (b) sem suavização.
Destaque (à direita) para os elementos do canto superior da grade central.

Como se percebe, a distorção apresentada pelos elementos ao longo da direção radial na Fig. (4.9a) é reduzida, em comparação com a dos elementos na Fig. (4.9b). O processo de suavização da malha procura manter um aspecto retangular para todos os elementos da mesma, eliminando configurações de elementos com quinas pronunciadas (suavizando estas), de maneira que os ângulos internos dos mesmos sejam mais próximos de noventa graus. Assim, a distribuição dos elementos assume uma forma mais circunferencial, como se observa na Fig. (4.9a), em comparação àquela dos elementos na Fig. (4.9b). Isto pode ser percebido também nos elementos ao longo da direção radial, a partir do canto da grade central, conforme as figuras em destaque, à direita, na Fig. (4.9).

4.5.3 Razão de Aspecto dos Elementos das Malhas

Como mencionado anteriormente, a razão de aspecto dos elementos que constituem uma malha também é algo importante para um refinamento adequado. Problemas de modelagem referentes à razão de aspecto dos elementos podem aparecer em casos nos quais os elementos crescem ou se contraem de maneira brusca ou acentuada. Assim, a ordem de crescimento, ou decrescimento, dos elementos precisa ser considerada. Este é o caso para os elementos das malhas destinadas a representar os microtubos do Caso 2, no que se refere à variação de suas seções transversais. Neste caso, a seção transversal dos elementos passa a se expandir ou contrair a partir de $z^* \cong 0,31$. No entanto, isto não apresentou problemas neste estudo, pois a seção transversal dos tubos desse Caso 2 varia muito pouco de tamanho, desde a posição $z^* \cong 0,31$ até o final do tubo, onde $z^* = 1$. Esta se trata de uma variação suave e linear, como mencionado na Seção 4.2, e de acordo com o modelo sugerido pela Fig. (4.3). Uma versão plana e longitudinal para o modelo de variação da seção transversal, nos microtubos defeituosos do Caso 2, é apresentada na Fig. (4.10).

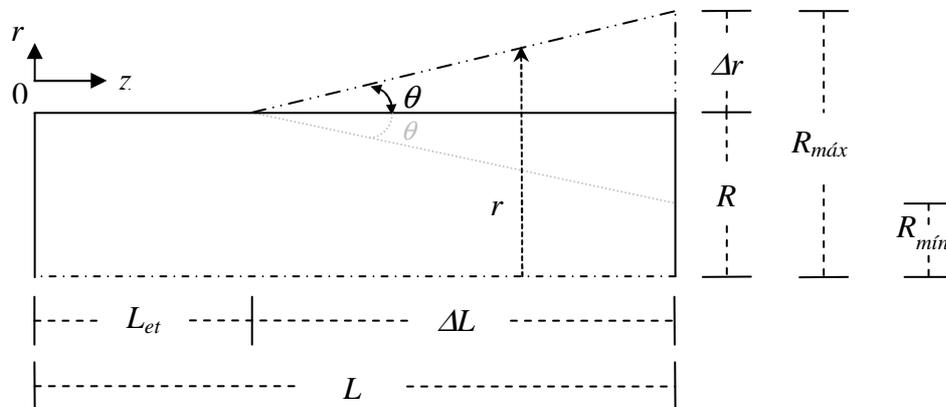


Figura 4.10 – Detalhes da variação da seção transversal para os microtubos do Caso 2.

Em particular, a Fig. (4.10) destaca o caso para os microtubos com expansão da seção transversal, e os detalhes geométricos referentes ao raio da seção transversal e o comprimento dos mesmos, incluindo também o caso com contração da seção transversal (em tom cinza).

De acordo com a Fig. (4.10), a inclinação entre a superfície deformada e a superfície da seção transversal homogênea, de diâmetro D , dos tubos (correspondente à seção transversal homogênea de diâmetro D do microtubo ideal) é dada por

$$tg(\theta) = \frac{\Delta r}{\Delta z} = \frac{r - R}{\Delta L} = \frac{R_{m\acute{a}x} - R}{(L - L_{et})}, \quad (4.29)$$

sendo θ o ângulo de inclinação entre a superfície dos microtubos deformados e a superfície homogênea dos mesmos (coincidente com a superfície do microtubo ideal), Δr a variação do raio da seção transversal, r o raio local do tubo, na posição axial z de interesse, $R_{m\acute{a}x}$ o raio máximo da seção transversal, na saída do tubo (em $z = L$), R o raio da seção transversal homogênea do tubo e Δz a variação de posição axial z , a qual corresponde à variação de comprimento ΔL do microtubo, na região de variação da seção transversal do mesmo.

Como se percebe, pela Eq. (4.29), a inclinação da superfície do microtubo, dada pela tangente do ângulo de inclinação, $tg(\theta)$, é constante. Expressando a Eq. (4.29) em função dos diâmetros da seção transversal (homogênea e variável), tem-se que

$$tg(\theta) = \frac{\Delta d}{2\Delta z} = \frac{d - D}{2\Delta L} = \frac{D_{m\acute{a}x} - D}{2(L - L_{et})}, \quad (4.30)$$

sendo $\Delta d = 2\Delta r$ a variação do diâmetro da seção transversal, $d = 2r$ o diâmetro local do tubo, na posição axial z de interesse, ao longo da região de variação da seção transversal, e $D_{m\acute{a}x} = 2R_{m\acute{a}x}$ o diâmetro máximo da seção transversal, na saída do tubo (em $z = L$). De acordo com as considerações feitas para o Caso 2, os microtubos imperfeitos desse Caso podem apresentar (em $z = L$) uma variação relativa η mínima e máxima, em relação ao diâmetro D da seção transversal homogênea, de magnitude igual a 5%. Logo, a magnitude da declividade neste caso, considerando $Re = 800$, com $D_{m\acute{a}x} = 1,05D$; $L = 1000D$ e $L_{et} = 0,04 \text{ m} \cong 307,69D$, é, segundo a Eq. (4.30), de $3,61 \times 10^{-3}\%$, o que corresponde a um ângulo de inclinação de $0,002069^\circ$.

O comprimento do microtubo no qual a seção transversal varia, $\Delta L = L - L_{et}$, corresponde a aproximadamente $690D$ da seção transversal homogênea do microtubo, enquanto a variação no diâmetro da seção transversal, Δd , é, no máximo, de $0,05D$. Assim, a inclinação máxima entre a superfície dos microtubos deformados e a superfície da sua seção transversal homogênea é da ordem de $1 \times 10^{-3}\%$, isto é, um milésimo de grau, o que resulta em um ângulo de inclinação de 0° , basicamente. Isto para o caso dos microtubos com maior variação da seção transversal no diâmetro de saída ($d = D_{m\acute{a}x}$). Para o caso dos microtubos

com variação da seção transversal no diâmetro de saída abaixo de 5%, em magnitude, os resultados obtidos anteriormente para a inclinação $tg(\theta)$ são ainda menores. Logo, a variação da razão de aspecto da seção transversal dos elementos que constituem a malha para o microtubo ideal não deve influenciar nos resultados obtidos nas simulações, quando a respectiva malha for aplicada à geometria dos microtubos deformados. Isto, por exemplo, assegura a aplicabilidade da Eq. (4.15) para a determinação do coeficiente local de transferência de calor por convecção h , conforme apresentada no modelo matemático. Neste caso, a Eq. (4.15), conforme apresentada, se aplica para tubos com seção transversal uniforme e constante, de modo que o fluxo de calor q''_{sup} aplicado na superfície dos tubos seja perpendicular à mesma (isto é, $q''_{sup} = q''_{sup,\perp}$) e, assim, totalmente dirigido para o interior da seção transversal, na posição axial z considerada. De modo genérico, o fluxo de calor superficial deveria ser dado como

$$q''_{sup} = q''_{sup,\perp} \cos(\theta). \quad (4.31)$$

Conforme discutido anteriormente, a inclinação máxima entre a superfície dos microtubos deformados e a superfície da sua seção transversal homogênea corresponde a um ângulo de inclinação $\theta = 0^\circ$ basicamente. Neste caso, o cosseno do mesmo é igual à unidade, isto é, $\cos(0^\circ) = 1$. Logo, o fluxo de calor aplicado na superfície dos microtubos deformados, no Caso 2, pode ser considerado como integralmente dirigido para dentro da seção transversal desses tubos, na posição axial z considerada, em qualquer ponto da região na qual a seção transversal dos tubos deformados varia, de maneira que a aplicabilidade da Eq. (4.15), para este Caso, é assegurada.

Para o caso do microcanal destrutivo, do Caso 3, com seção transversal do tipo trapezoidal, a razão de aspecto dos elementos vem a ser de maior importância, em vista da irregularidade da forma geométrica da sua seção transversal. No entanto, o elevado grau de refinamento usado na malha escolhida para representar esta geometria contribui para minimizar os possíveis problemas relacionados à distorção dos elementos da mesma.

4.6 PROCEDIMENTO ADOTADO

O procedimento adotado para a determinação dos resultados de interesse neste estudo, como as propriedades termofísicas do fluido e os números de Poiseuille e Nusselt, é descrito nessa seção.

4.6.1 Determinação das Propriedades Termofísicas do Fluido de Trabalho

Primeiramente, os valores das propriedades termofísicas da água (ρ , μ , k , c_p e Pr) foram obtidos com base na temperatura média de entrada ($T_{m,e}$) definida no modelo numérico.

O segundo passo consiste em determinar a taxa total de transferência de calor por convecção q_{conv} para os tubos ideais, ao longo de toda a extensão L dos mesmos, de acordo com a Eq. (4.18); a saber: $q_{conv} = \dot{q}_{sup}'' A_{sup}$, para a qual $A_{sup} = PerL$.

O terceiro passo consiste em efetuar a integração da expressão para o gradiente de temperatura média, Eq. (4.17), ao longo de toda a extensão L dos tubos, com vistas a determinar a diferença de temperatura média ΔT_m entre as temperaturas médias na saída ($T_{m,s}$) e na entrada ($T_{m,e}$) dos tubos, a qual, por meio das Eqs. (4.17-4.18), é definida por

$$\Delta T_m = T_{m,s} - T_{m,e} = \frac{\dot{q}_{sup}'' PerL}{\dot{m} c_p} = \frac{q_{conv}}{\dot{m} c_p}. \quad (4.32)$$

Com base nessa variação de temperatura média, ΔT_m , o quarto passo consiste em determinar a temperatura média na saída dos tubos ideais ($T_{m,s}$), por meio da Eq. (4.32).

Assim, todas as propriedades termofísicas são reavaliadas, em primeira aproximação, com base em uma temperatura média de referência \bar{T} , a qual é dada pela média aritmética entre $T_{m,e}$ e $T_{m,s}$ nos tubos ideais. Esse procedimento foi realizado iterativamente, com uso do software EES, até que \bar{T} não variou mais significativamente, considerando um critério de convergência de 0,1%. Feito isso, os valores das propriedades termofísicas do fluido foram considerados constantes e, então, configurados no módulo CFX-Pre, para todos os Re . Os resultados obtidos para as propriedades termofísicas do fluido de trabalho, para os tubos ideais em todos os Casos de estudo, estão disponíveis no Anexo A.

4.6.2 Determinação dos Parâmetros Hidrodinâmicos do Escoamento

A velocidade média w_m do escoamento foi determinada com base no Re da simulação desejada, por meio da Eq. (4.11), e no D_h do tubo considerado (perfeito ou imperfeito).

O procedimento numérico para a determinação de f , no escoamento laminar desenvolvido hidrodinamicamente, consiste, primeiramente, em determinar a diferença de pressão entre a saída dos tubos e o final da região de entrada hidrodinâmica. Portanto, numericamente, f é determinado por

$$f_{num} = \frac{2\rho\bar{D}_h\bar{A}_{st}^2}{\dot{m}_{num}^2} \left(\frac{\Delta p_{dh}}{L_{dh}} \right)_{num}, \quad (4.33)$$

onde \bar{D}_h é o diâmetro hidráulico médio (nominal), conforme abordagens experimentais (XU et al., 2000; JUDY; MAYNES; WEBB, 2002; STEINKE; KANDLIKAR, 2006), \bar{A}_{st} é a área média da seção transversal (a qual foi determinada com base em \bar{D}_h), enquanto

$$(\Delta p_{dh})_{num} = [p(L_{eh}) - p(L)]_{num} \quad (4.34)$$

e

$$(L_{dh})_{num} = (L - L_{eh})_{num}, \quad (4.35)$$

são, respectivamente, a perda de carga e o comprimento do tubo na região do escoamento laminar desenvolvido hidrodinamicamente.

A vazão mássica \dot{m} usada na Eq. (4.33) foi obtida numericamente do módulo CFX-Post. Em cada Caso, \bar{D}_h correspondente ao diâmetro hidráulico dos tubos ideais. Portanto, a área de seção transversal média \bar{A}_{st} para o escoamento corresponde a área de seção transversal dos tubos ideais. Assim, para os tubos imperfeitos, as divergências para f se devem às alterações na perda de carga e na vazão mássica, em virtude das imperfeições e variações na área da seção transversal desses tubos, as quais alteram R_{hid} . Logo, Po é determinado conforme a Eq. (4.10), usando-se f obtido pela Eq. (4.33).

4.6.3 Determinação dos Parâmetros Térmicos do Escoamento

O procedimento numérico para a determinação de Nu se dá a partir da posição axial z na qual o escoamento se encontra desenvolvido termicamente, a qual é definida de acordo com a Eq. (4.20). A temperatura média T_m do fluido na seção transversal, definida conforme a Eq. (4.16), foi obtida do módulo CFX-Post, para cada posição axial z considerada ao longo da extensão dos tubos. A temperatura na superfície dos tubos T_{sup} , em uma dada posição axial z , na verdade, corresponde a uma média das temperaturas na superfície dos tubos, ao longo do perímetro da seção transversal dos mesmos, na posição axial z considerada. Assim, h e Nu são determinados, de acordo com as Eqs. (4.14-4.15), de maneira que

$$Nu(z)_{num} = \frac{h(z)_{num} \bar{D}_h}{k}. \quad (4.36)$$

Dessa forma, para os tubos imperfeitos, as divergências para Nu se devem a alterações em h , por meio de variações da temperatura média do fluido na seção transversal, ao longo do escoamento, e alterações na temperatura de superfície, em virtude das imperfeições e variações na área da seção transversal desses tubos, as quais alteram o processo de transferência de calor para o fluido em escoamento. Isto se reflete em alterações na resistência térmica de convecção (R_{tc}).

Para os tubos com seção transversal uniforme, Nu é representado pela média numérica dos valores obtidos localmente, segundo a Eq. (4.36), para cada posição axial considerada, onde o escoamento se encontra desenvolvido termicamente ($L_{dt} = L - L_{et}$), sendo estes apresentados na análise de sensibilidade de malha, na Seção 4.5, nas Tabs. (4.5-4.7).

4.6.4 Considerações sobre os Efeitos de Entrada

Os efeitos de entrada hidrodinâmico e térmico foram contabilizados de acordo com as Eqs. (4.13; 4.20), respectivamente. A constante 0,05 que aparece nas Eqs. (4.13; 4.20) é referente a tubos com seção transversal circular, sendo em geral, bem aceita, segundo a literatura (INCROPERA; DEWITT, 1998; KANDLIKAR et al., 2006), embora outras

(SHAH; LONDON, 1978) indiquem 0,055. No entanto, estas equações também foram consideradas para os tubos com seção transversal retangular e trapezoidal.

De acordo com as simulações realizadas, para tubos com seção transversal tanto circular como retangular e trapezoidal, os efeitos de entrada hidrodinâmicos ficaram limitados ao comprimento determinado com a Eq. (4.13). Porém, os efeitos de entrada térmicos se estenderam por um comprimento superior ao determinado pela Eq. (4.20). Isto indica que a razão L_{et}/ReD_hPr é maior que 0,05. As análises dos resultados das simulações, para os referidos tubos, indicaram que a razão L_{et}/ReD_hPr , na Eq. (4.20), corresponde aproximadamente ao dobro da constante indicada, isto é, 0,10. Esse valor foi sugerido por Phillips (1987 apud KANDLIKAR et al., 2006) para o caso do comprimento de entrada térmico em microcanais com seção transversal retangular. Yang e Lin (2007) também relataram um comprimento de entrada térmico maior que o previsto em seus estudos experimentais com transferência de calor em microtubos no escoamento laminar.

Portanto, o procedimento numérico adotado para a determinação de Nu , no escoamento laminar desenvolvido termicamente, na verdade, se dá a partir da posição axial definida por $z = 2L_{et}$; ou seja, o dobro do valor obtido pela Eq. (4.20). Logo, com base na Eq. (4.20), Nu , na realidade, foi determinado para o comprimento do tubo sujeito ao escoamento desenvolvido termicamente com $L_{dt} = L - 2L_{et}$.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Este Capítulo apresenta os resultados obtidos para os Casos 1, 2 e 3 definidos na Seção 4.2 do Capítulo 4. Os mesmos são apresentados em sequência, e com a mesma organização.

Primeiramente, é apresentada uma análise dos perfis de velocidade e temperatura, em forma adimensional, para algumas posições axiais adimensionais, na região com o escoamento desenvolvido térmica e hidrodinamicamente, considerando $Re = 200$. Particularmente, para os Casos 1 e 2 essa análise é realizada apenas para os tubos imperfeitos com maior desvio relativo η para D_h . Alguns resultados adicionais referentes às grandezas geométricas, fluidodinâmicas e térmicas do escoamento nos tubos analisados são também apresentados por meio de tabelas.

Posteriormente, são apresentados os resultados para Po e Nu , assim como os desvios ε para os mesmos.

Na legenda dos gráficos, os tubos imperfeitos dos Casos 1 e 2 são representados pelo seu desvio relativo η para D_h . Com relação aos tubos do Caso 3, o microcanal não destrutivo é indicado como “não destrutivo”. O microcanal destrutivo é indicado como “destrutivo”, enquanto o tubo ideal, de referência, é indicado por $\eta = 0\%$.

Nas tabelas deste Capítulo, para todos os Casos, em geral, as grandezas referentes aos resultados determinados na região de escoamento desenvolvido térmica e hidrodinamicamente são indicadas pelos subscritos dt e dh , respectivamente. Porém, algumas grandezas hidrodinâmicas e térmicas foram determinadas para toda a extensão dos tubos, incluindo aí os efeitos de entrada térmico e hidrodinâmico. Neste caso, as mesmas serão indicadas pelo seu valor aparente (subscrito ap) ou total, por levar em conta tais efeitos, como ocorre em alguns estudos (KANDLIKAR et al., 2006; STEINKE; KANDLIKAR, 2006). Essa terminologia será usada nas análises dos resultados para todos os Casos (1, 2 e 3).

5.1 CASO 1

Este Caso é composto por microtubos com seção transversal constante e geometricamente perfeita, a qual varia uniformemente apenas em tamanho.

5.1.1 Perfis de Velocidade e Temperatura

A Fig. (5.1) mostra os perfis de velocidade e temperatura para os microtubos com $\eta = \pm 3\%$ e $Re = 200$. Para $z^* \cong 0,23; 0,62; 0,92$, a Fig. (5.1a) apresenta o perfil de velocidade, enquanto as Figs. (5.1)(b-d) mostram o perfil de temperatura.

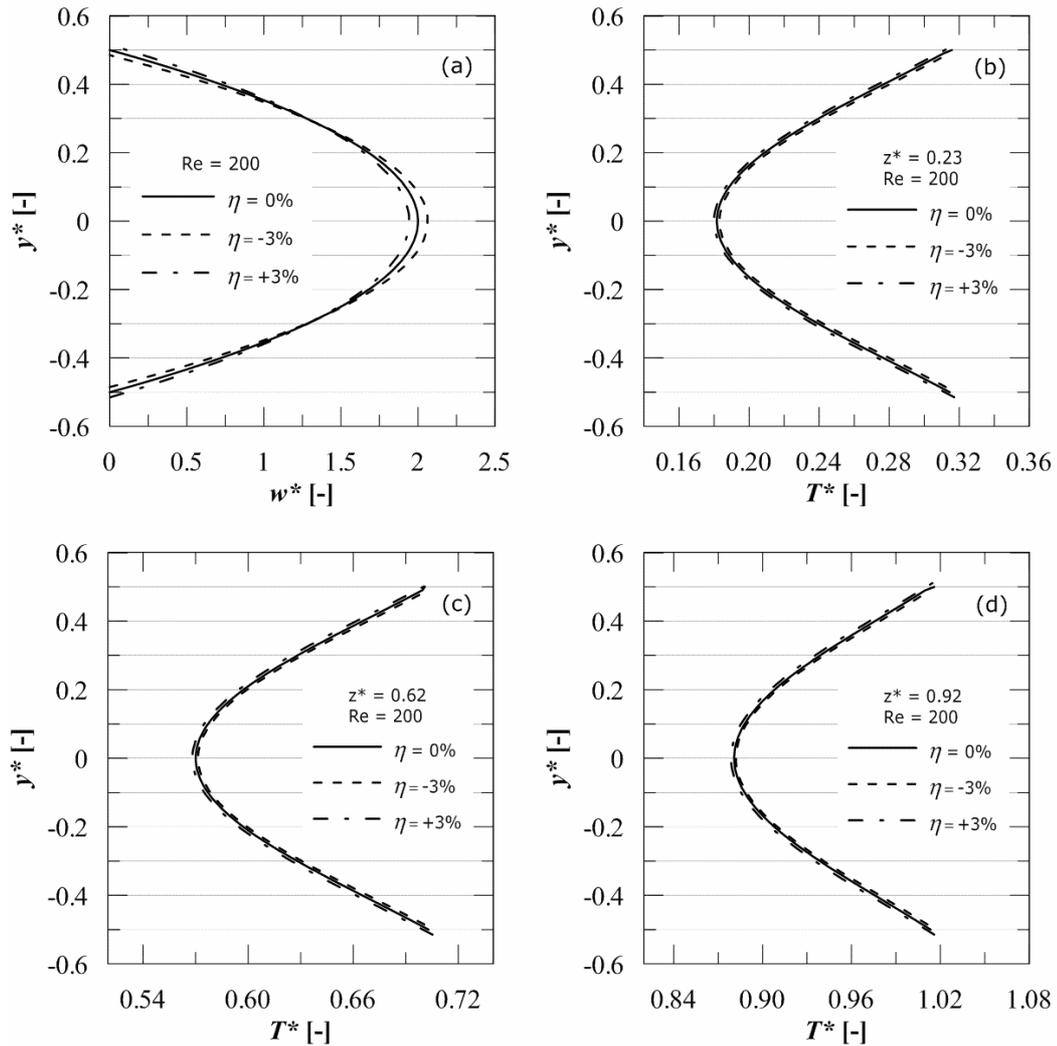


Figura 5.1 – Caso 1. Microtubos com $\eta = \pm 3\%$ e $Re = 200$: perfis de (a) velocidade e (b-d) temperatura.

A Fig. (5.1a) mostra que o perfil de velocidade para o tubo com $\eta = -3\%$ é parabolicamente mais fechado, com seu vértice mais pronunciado, em relação ao do tubo ideal, visto que seu D_h é menor que o nominal. Isto indica que a perda de carga e a velocidade média do escoamento devem ser maiores neste tubo, em relação àquelas no tubo ideal. O inverso se observa para o tubo com $\eta = +3\%$.

De acordo com os perfis de temperatura mostrados nas Figs. (5.1)(b-d), as temperaturas nos tubos com $\eta = \pm 3\%$ basicamente não diferem em relação àquelas no tubo ideal. Conforme as Eqs. (4.11; 4.17; 4.32), o gradiente de temperatura média para estes tubos é dado por

$$\frac{dT_m}{dz} = \frac{\Delta T_m}{L} = \frac{4q''_{sup}}{\mu Re c_p}, \quad (5.1)$$

o qual é inversamente proporcional a Re . A Eq. (5.1) mostra que dT_m/dz , além de ser constante, será o mesmo para os tubos com $\eta = \pm 3\%$, assim como para o tubo ideal, considerando o mesmo Re . Logo, todos os tubos apresentarão a mesma ΔT_m neste caso. O mesmo ocorre para T_m ao longo desses tubos, visto que a temperatura na entrada dos mesmos é igual, conforme definido na Seção 4.4.

A Tab. (5.1) exhibe os resultados referentes às grandezas geométricas, fluidodinâmicas e térmicas do escoamento nos tubos com $\eta = \pm 3\%$ e $Re = 200$.

Tabela 5.1 – Caso 1: Microtubos com $\eta = \pm 3\%$, $Re = 200$ e $q''_{sup} = 2 \text{ kW/m}^2$. Grandezas geométricas, hidrodinâmicas e térmicas.

Dados	Microtubos		
η [%]	-3	0	+3
w_m [m/s]	1,57	1,52	1,48
D_h [μm]	126,10	130,00	133,90
Per [μm]	396,03	407,85	420,53
A_{sup} [$\times 10^{-5} \text{ m}^2$]	5,15	5,31	5,47
A_{st} [$\times 10^{-8} \text{ m}^2$]	1,25	1,33	1,41
$(dp/dz)_{(dh)}$ [MPa/m]	3,13	2,84	2,61
$P_{hid(ap)}$ [mW]	7,97	7,47	7,08
$\Delta p_{(ap)}$ [kPa]	407,61	370,42	340,60
Q [$\times 10^{-8} \text{ m}^3/\text{s}$]	1,96	2,02	2,08
\dot{m} [$\times 10^{-5} \text{ kg/s}$]	1,95	2,01	2,07
$R_{hid(ap)}$ [$\times 10^{13} \text{ Pa s/m}^3$]	2,08	1,84	1,64
$\tau_{(dh)}$ [Pa]	98,42	92,31	87,31
$f_{(dh)}$ [-]	0,3746	0,3201	0,2774
dT_m/dz [K/m]	9,70	9,70	9,70
ΔT_m [K]	1,26	1,26	1,26
q_{conv} [mW]	102,97	106,13	109,34
$(T_{sup} - T_m)_{(dt)}$ [$\times 10^{-1} \text{ K}$]	0,98	1,01	1,04
$h(z)_{(dt)}$ [kW/m ² K]	20,35	19,74	19,17
$R_{tc}(z)_{(dt)}$ [$\times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ K/W}$]	4,91	5,07	5,22

De acordo com a Tab. (5.1), Δp e R_{hid} são maiores no tubo com $\eta = -3\%$, em virtude da redução na A_{st} do mesmo, em relação à do tubo ideal. Isto leva a um cisalhamento (τ) maior neste tubo. Assim, f e Po serão maiores para este tubo, em relação aos do tubo ideal. O inverso ocorre para o tubo com $\eta = +3\%$.

Como indicado anteriormente, a Tab. (5.1) mostra que dT_m/dz é igual nos tubos com $\eta = \pm 3\%$, bem como no tubo ideal, ocorrendo o mesmo para ΔT_m . No entanto, q_{conv} é menor para o tubo com $\eta = -3\%$, visto que o mesmo apresenta menor Per e, conseqüentemente, menor A_{sup} e A_{st} . Assim, esse tubo transporta uma quantidade menor de fluido para ser aquecida, em relação à do tubo ideal. Como w_m no tubo com $\eta = -3\%$ é maior em relação à do tubo ideal, o mesmo apresenta um h maior. Portanto, o mesmo deve ocorrer para Nu . O inverso ocorre para o tubo com $\eta = +3\%$.

As observações feitas nesta seção também se aplicam para os demais tubos do Caso 1, com diferentes desvios η e outros Re .

5.1.2 Número de Poiseuille

A Fig. (5.2) apresenta os resultados de Po para os tubos do Caso 1, em função de Re .

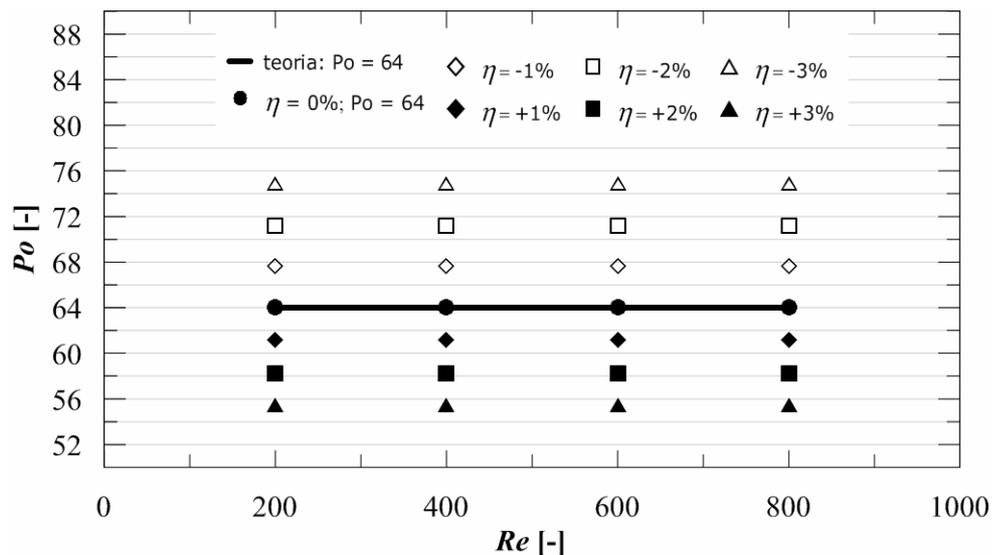


Figura 5.2 – Caso 1: Número de Poiseuille vs. número de Reynolds.

De acordo com a Fig. (5.2), $Po > Po_i$ nos tubos com $\eta < 0$, ocorrendo o inverso para os tubos com $\eta > 0$. Isto está de acordo com os relatos experimentais de Celata et al. (2006b),

onde números de Poiseuille acima do teórico foram observados para microtubos que apresentaram contração na seção transversal.

A Fig. (5.3) apresenta os resultados do desvio (erro) no número de Poiseuille ε_{Po} para os tubos do Caso 1.

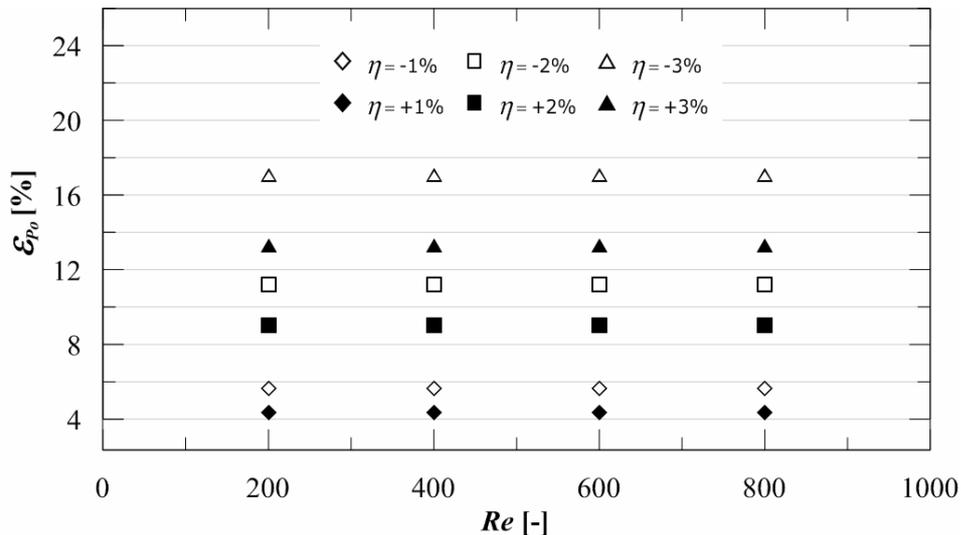


Figura 5.3 – Caso 1: Desvio do número de Poiseuille (ε_{Po}) vs. número de Reynolds.

Conforme a Fig. (5.3), os ε_{Po} apresentaram magnitude superior a da imprecisão η para o D_h dos tubos imperfeitos, tornando-se maiores conforme aumenta η . Também, percebe-se que os mesmos são maiores nos tubos com $\eta < 0$. Isto ocorre porque o cisalhamento junto à parede nesses tubos é maior e, também, mais intenso, do que nos tubos com $\eta > 0$.

Como A_{st} dos tubos com $\eta < 0$ é menor, o fluido deve friccionar muito mais contra a parede dos mesmos ao escoar, aumentando a intensidade do cisalhamento. O inverso ocorre para os tubos com $\eta > 0$. Por exemplo, conforme a Tab. (5.1), o aumento no cisalhamento para o tubo com $\eta = -3\%$ apresenta uma intensidade de $(98,42-92,31)$ Pa = 6,11 Pa, enquanto que a redução no cisalhamento no tubo com $\eta = +3\%$ apresenta uma intensidade de $(92,31-87,31)$ Pa = 5,00 Pa.

5.1.3 Número de Nusselt Local

A Fig. (5.4) apresenta os resultados de Nu para os tubos do Caso 1, em função de Re .

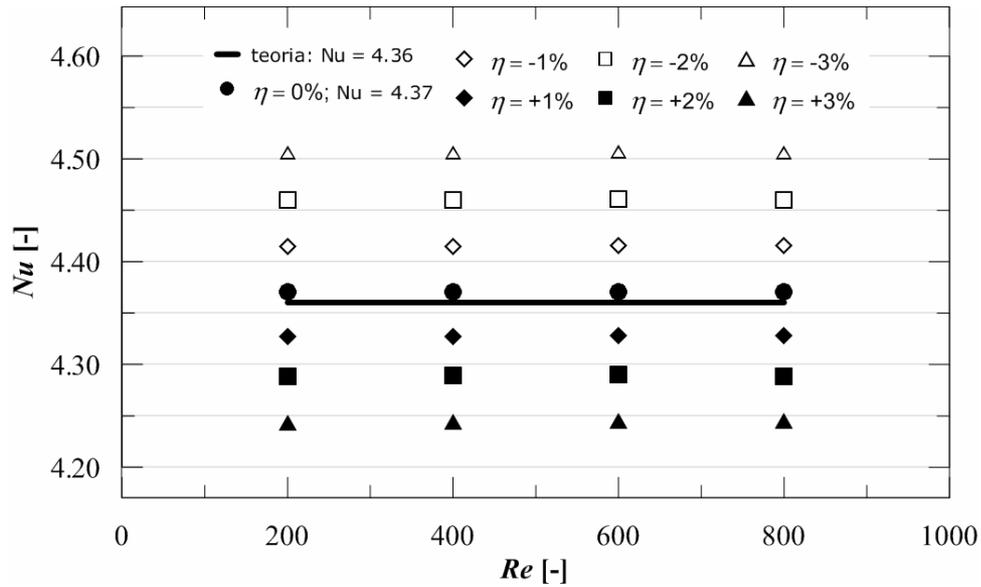


Figura 5.4 – Caso 1: Número de Nusselt local vs. número de Reynolds.

De acordo com a Fig. (5.4), para os tubos com $\eta < 0$, tem-se que $Nu > Nu_t$, ocorrendo o inverso para os tubos com $\eta > 0$.

Conforme a Seção 4.5, o Nu obtido numericamente para o microtubo ideal (de 4,37) é maior que Nu_t (4,36). Portanto, é esperado que os desvios para o número de Nusselt local ε_{Nu} , com relação ao valor teórico, segundo a Eq. (4.21), sejam maiores para os tubos com $\eta < 0$.

Assim, a Fig. (5.5) apresenta os resultados de ε_{Nu} , com relação ao valor numérico considerado adequado para fins deste estudo, conforme a Eq. (4.21), para os tubos do Caso 1.

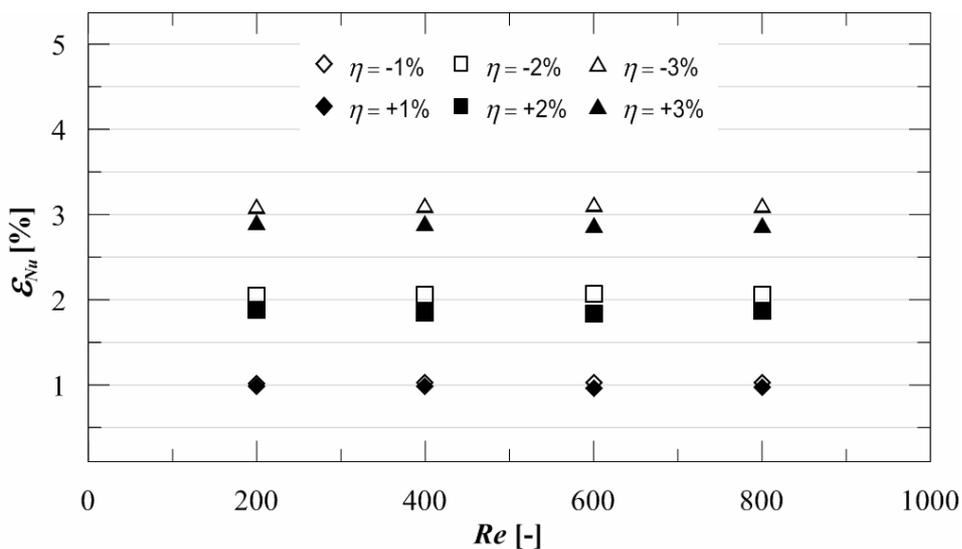


Figura 5.5 – Caso 1. $\varepsilon_{Nu} = (|Nu - 4,37|/4,37) \times 100\%$: Desvio do número de Nusselt local (ε_{Nu}) vs. número de Reynolds.

De acordo com a Fig. (5.5), os ε_{Nu} são proporcionais à magnitude da imprecisão η para o D_h dos tubos. Sendo w_m nos tubos inversamente proporcional ao D_h dos mesmos, segundo a Eq. (4.11), na medida em que D_h decresce de um determinado percentual, w_m cresce pelo mesmo percentual, ocorrendo o mesmo para h e, conseqüentemente, com Nu . O inverso ocorre quando D_h cresce de um determinado percentual.

5.2 CASO 2

Este Caso é composto por microtubos com seção transversal geometricamente perfeita, sendo esta constante entre $0 \leq z^* \leq 0,31$ e variável em tamanho entre $0,31 \leq z^* \leq 1$.

5.2.1 Perfis de Velocidade e Temperatura

A Fig. (5.6) mostra os perfis de velocidade e temperatura para os microtubos do Caso 2 com $\eta(z^* = 1) = \pm 5\%$ e $Re = 200$, para $z^* \cong 0,23; 0,62; 0,92$. As Figs. (5.6)(a;c;e) mostram o perfil de velocidade, enquanto as Figs. (5.6)(b;d;f) apresentam o perfil de temperatura.

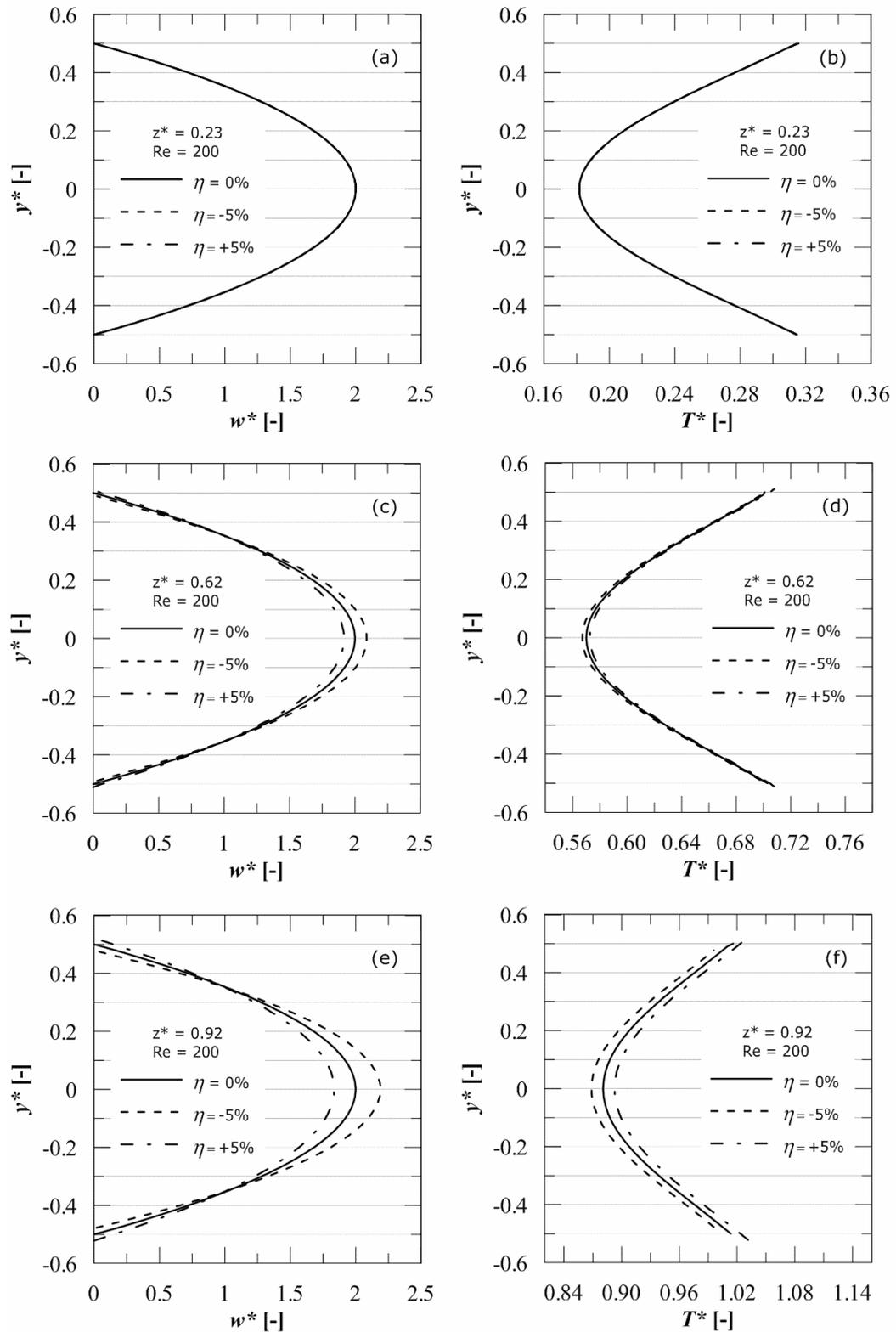


Figura 5.6 – Caso 2. Microtubos com $\eta(z^* = 1) = \pm 5\%$ e $Re = 200$: Perfis de (a;c;e) velocidade e (b;d;f) temperatura.

Conforme as Figs. (5.6)(a-b), os perfis de (a) velocidade e (b) temperatura são iguais em $z^* \cong 0,23$, pois a seção transversal dos tubos imperfeitos é igual à do tubo ideal. Os perfis

de velocidade nas Figs. (5.6)(c;e) são mais fechados e com vértices mais pronunciados, de $z^* \cong 0,62$ a $z^* \cong 0,92$, para o tubo com $\eta(z^* = 1) = -5\%$, em relação ao do tubo ideal. Isto indica que a velocidade média aumenta, ao longo do escoamento, em virtude da redução da seção transversal, entre $0,31 \leq z^* \leq 1$. O inverso ocorre para o tubo com $\eta(z^* = 1) = +5\%$.

De acordo com os perfis de temperatura das Figs. (5.6)(d;f), as temperaturas no tubo com $\eta(z^* = 1) = -5\%$ são menores em relação às correspondentes no tubo ideal, ao longo da região de contração da seção transversal. Como a vazão mássica deve ser constante ao longo dos tubos (ver Seção 4.3), para a região na qual a seção transversal dos tubos do Caso 2 varia ($0,31 \leq z^* \leq 1$), o gradiente de temperatura média no tubo com $\eta(z^* = 1) = -5\%$ é

$$\frac{dT_m}{dz} = \frac{\Delta T_m}{L} = \frac{q''_{sup} Per(z)}{\dot{m} c_p} = \left(\frac{\pi q''_{sup}}{\dot{m} c_p} \right) D_h(z), \quad (5.2)$$

o qual é proporcional à $D_h(z)$. Logo, dT_m/dz e T_m se reduzem ao longo da região de contração da seção transversal. O inverso ocorre no tubo com $\eta(z^* = 1) = +5\%$.

A Tab. (5.2) apresenta os resultados referentes às grandezas geométricas, fluidodinâmicas e térmicas do escoamento, para os tubos com $\eta(z^* = 1) = \pm 5\%$ e $Re = 200$.

Tabela 5.2 – Caso 2: Microtubos com $\eta(z^* = 1) = \pm 5\%$, $Re = 200$ e $q''_{sup} = 2 \text{ kW/m}^2$.

Grandezas geométricas, hidrodinâmicas e térmicas.			
Dados	Microtubos		
$\eta(z^* = 1)$ [%]	-5	0	+5
A_{sup} [$\times 10^{-5} \text{ m}^2$]	5,22	5,31	5,40
$P_{hid(ap)}$ [mW]	8,07	7,47	7,02
$\Delta p_{(ap)}$ [kPa]	400,23	370,42	348,19
Q [$\times 10^{-8} \text{ m}^3/\text{s}$]	2,02	2,02	2,02
\dot{m} [$\times 10^{-5} \text{ kg/s}$]	2,01	2,01	2,01
$R_{hid(ap)}$ [$\times 10^{13} \text{ Pa s/m}^3$]	1,99	1,84	1,73
$f_{(dh)}$ [-]	0,3446	0,3201	0,3020
q_{conv} [mW]	104,32	106,13	107,96
ΔT_m [K]	1,24	1,26	1,28

Conforme a Tab. (5.2), Δp e R_{hid} são maiores para o tubo com $\eta(z^* = 1) = -5\%$, em virtude da redução da seção transversal do mesmo, entre $0,31 \leq z^* \leq 1$. Isto ocorre para manter \dot{m} constante, compensando o aumento de w_m na região de contração da seção transversal, de

modo que τ e f também aumentam nessa região. Assim, Po será maior no tubo com $\eta(z^* = 1) = -5\%$, em relação ao do tubo ideal, ocorrendo o inverso para $\eta(z^* = 1) = +5\%$.

De acordo com a Eq. (5.2), como dT_m/dz e T_m se reduzem conforme a seção transversal do tubo com $\eta(z^* = 1) = -5\%$ se contrai, a quantidade de energia térmica transferida para o fluido será menor nessa região de contração na seção transversal, bem como a quantidade do mesmo, em comparação à do tubo ideal (entre $0,31 \leq z^* \leq 1$). Dessa forma, a diferença ($T_{sup} - T_m$) se reduz ao longo dessa região, enquanto h deve aumentar, ocorrendo o mesmo com Nu . Isto pode ser explicado também pela variação de w_m nessa região. Na medida em que a seção transversal do tubo com $\eta(z^* = 1) = -5\%$ se contrai, w_m aumenta, como observado na análise dos perfis de velocidade, nas Figs. (5.6)(a;c;e). Então, h deve aumentar conforme w_m aumenta, ocorrendo o mesmo com Nu . O inverso deve ocorrer no tubo com $\eta(z^* = 1) = +5\%$.

As observações acima se aplicam aos demais tubos do Caso 2, com outros $\eta(L)$ e Re .

5.2.2 Número de Poiseuille

A Fig. (5.7) apresenta os resultados para Po nos tubos do Caso 2, em função de Re .

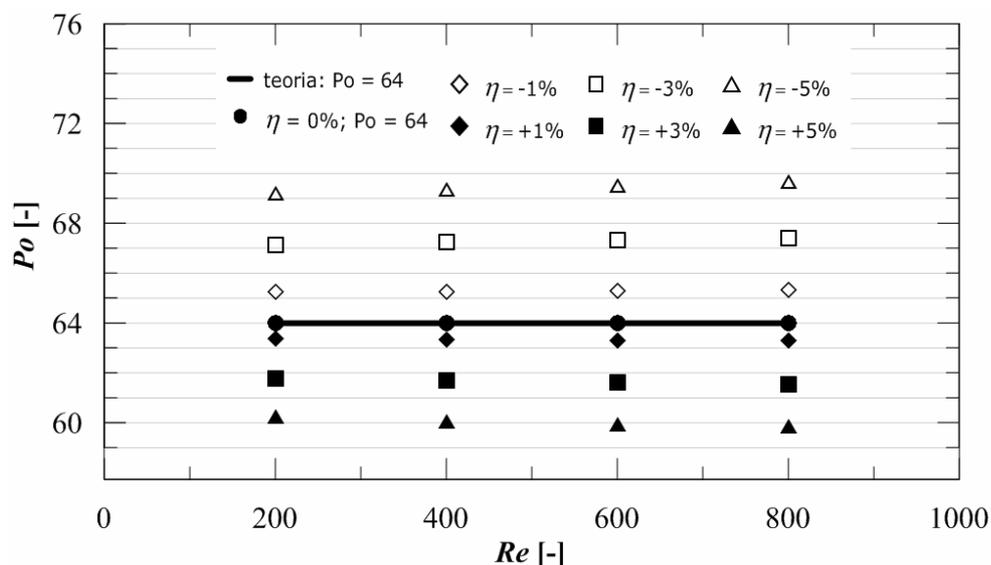


Figura 5.7 – Caso 2: Número de Poiseuille vs. número de Reynolds.

Conforme a Fig. (5.7), $Po > Po_t$ nos tubos com $\eta(L) < 0$. O inverso ocorre para os tubos com $\eta(L) > 0$. Isto está em concordância com os relatos de Celata et al. (2006b), sobre

desvios para Po observados em microtubos que apresentaram contração na seção transversal. Também, Po variou com Re , o que pode estar relacionado com alguns relatos encontrados na literatura (PFAHLER et al., 1991 apud KAKAÇ et al., 2005; CELATA et al., 2002).

A relação entre f e Re , em um tubo com seção transversal homogênea, é uma constante, sendo esta Po . No Caso 2, a seção transversal dos tubos imperfeitos varia em tamanho, entre $0,31 \leq z^* \leq 1$. Logo, f não será constante nesse intervalo, ocorrendo o mesmo para Po . Em um tubo com seção transversal homogênea, o cisalhamento aumenta conforme aumenta Re . Como o cisalhamento tende a aumentar na região de contração da seção transversal, devido à redução de $D(z)$, o mesmo tenderá a valores cada vez mais elevados, nessa região, com o aumento de Re . O inverso ocorre para os tubos com $\eta(L) > 0$.

A Fig. (5.8) apresenta os resultados de ε_{Po} para os tubos do Caso 2, em função de Re .

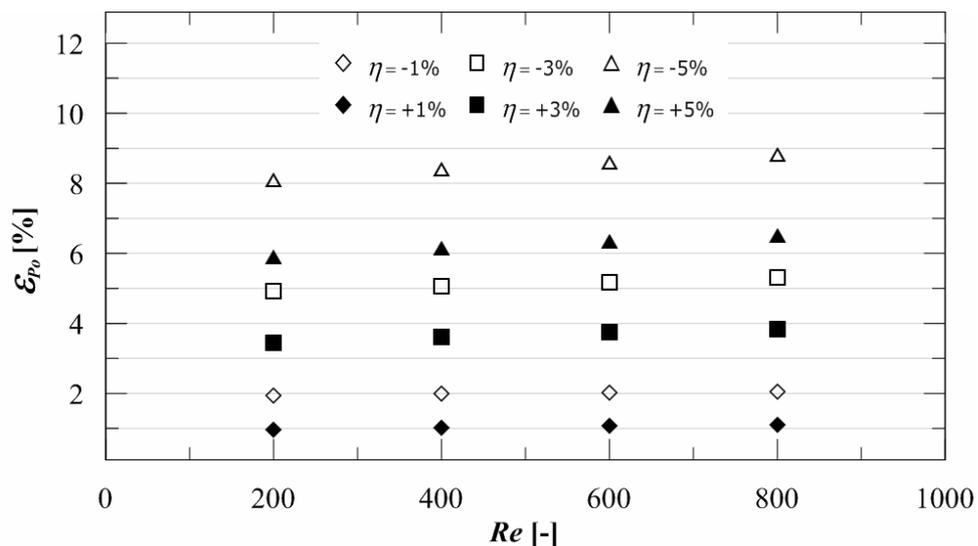


Figura 5.8 – Caso 2: Desvio do número de Poiseuille (ε_{Po}) vs. número de Reynolds.

Como se observa na Fig. (5.8), os ε_{Po} nos tubos imperfeitos foram superiores a magnitude da imprecisão máxima considerada para D_h na saída dos tubos, $\eta(L)$, e por motivos semelhantes aos mencionados para os tubos do Caso 1, com relação à intensidade do cisalhamento. Porém, neste Caso 2 os ε_{Po} variaram de acordo com Re também.

5.2.3 Número de Nusselt Local

A Fig. (5.9) apresenta os resultados para Nu nos tubos do Caso 2, em função de z^* .

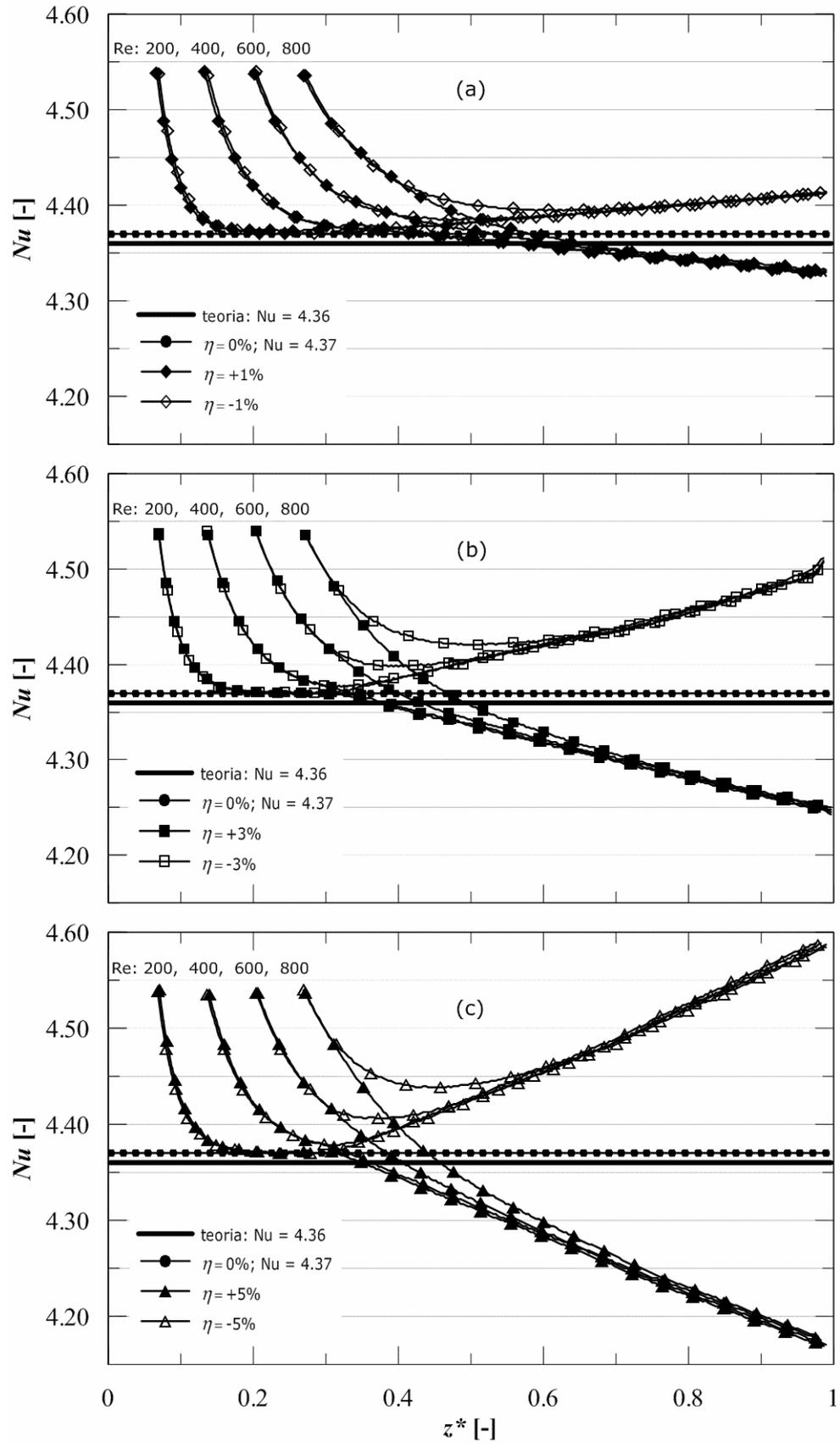


Figura 5.9 – Caso 2. Número de Nusselt local vs. posição axial adimensional para $\eta(z^* = 1) =$ (a) $\pm 1\%$, (b) $\pm 3\%$, (c) $\pm 5\%$.

Conforme pode ser observado nas Figs. (5.9)(a-c), $Nu > Nu_t$ para os tubos com contração na seção transversal, $\eta(z^* = 1) < 0$, enquanto o inverso ocorre para os tubos com expansão da seção transversal, $\eta(z^* = 1) > 0$, como indicado anteriormente para o caso do escoamento nos tubos com $\eta(z^* = 1) = \pm 5\%$ e $Re = 200$.

De acordo com as Figs. (5.9)(a-c), não se observou a influência de Re sobre as divergências para Nu , após o escoamento se desenvolver termicamente, o que é consistente com os relatos de Koo e Kleinstreuer (2005), e que está em contraste com relatos como os de Choi, Barron e Warrington (1991 apud KAKAÇ et al., 2005). As variações de Nu se devem apenas às variações da seção transversal dos tubos, o que é consistente com relatos de Croce e D'Agaro (2004, 2005), Croce, D'Agaro e Nonino (2007) e Chiu et al. (2011). Isto pode ser observado pelos símbolos relativos a cada um dos tubos, nas Figs. (5.9)(a-c). Estes apresentam a mesma tendência na região de variação da seção transversal, para todos os Re , após o desenvolvimento térmico do escoamento.

A Fig. (5.10) apresenta os resultados de ε_{Nu} , com relação ao valor numérico considerado adequado para este estudo, conforme a Eq. (4.21), ao longo do eixo dos tubos do Caso 2 (representados pela posição axial adimensional z^*).

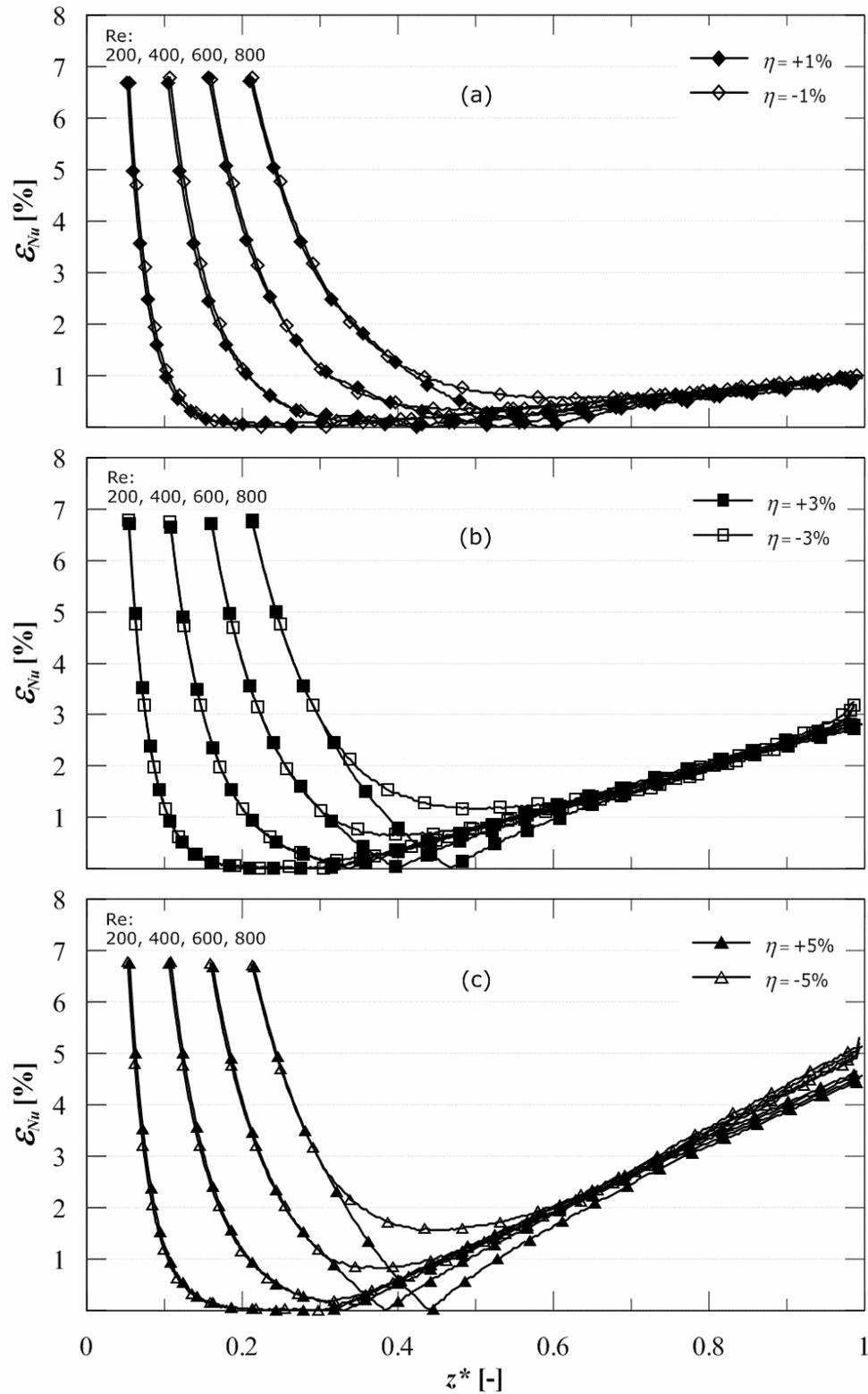


Figura 5.10 – Caso 2. $\varepsilon_{Nu} = (|Nu - 4,37|/4,37) \times 100\%$: Desvio do número de Nusselt local (ε_{Nu}) vs. posição axial adimensional para $\eta(z^* = 1) =$ (a) $\pm 1\%$, (b) $\pm 3\%$, (c) $\pm 5\%$.

As Figs. (5.10)(a-c) mostram que ε_{Nu} é proporcional à magnitude da imprecisão $\eta(z)$ em $D(z)$, na região de variação da seção transversal, após o desenvolvimento térmico do

escoamento. Pode-se perceber, em cada uma das Figs. (5.10)(a-c), o efeito da variação suave e linear da seção transversal dos tubos sobre esses desvios.

5.3 CASO 3

Este Caso é composto por microcanais de seção transversal retangular e do tipo trapezoidal. Tubos de seção transversal retangular com razão de aspecto (RA) de 0,80 e 0,81 constituem os microcanais ideal e não destrutivo, respectivamente. O tubo com seção transversal aproximadamente trapezoidal constitui o microcanal destrutivo.

5.3.1 Perfis de Velocidade e Temperatura

A Fig. (5.11) apresenta os perfis de velocidade e temperatura para os microcanais do Caso 3, no escoamento com $Re = 200$. Para $z^* \cong 0,36; 0,63; 0,90$, a Fig. (5.11a) apresenta o perfil de velocidade, enquanto as Figs. (5.11)(b-d) mostram o perfil de temperatura. Ambos os perfis são tomados no plano central dos canais, isto é, com $x = y = 0$.

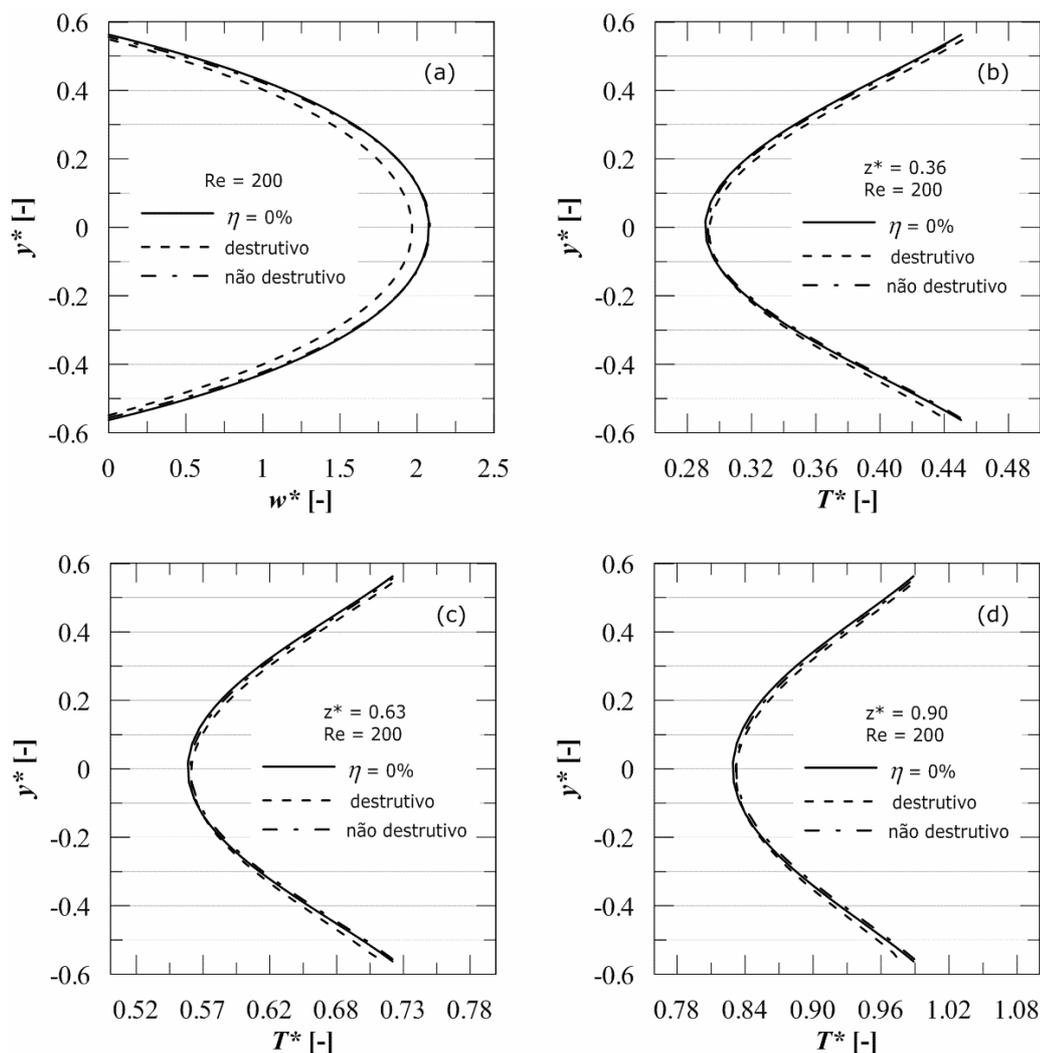


Figura 5.11 – Caso 3. Microcanais com $Re = 200$: Perfis de (a) velocidade e (b-d) temperatura tomados no plano central dos canais (com $x = y = 0$).

Como se percebe, na Fig. (5.11a), o perfil de velocidade para o tubo não destrutivo é basicamente igual ao do tubo ideal, visto que η para o mesmo foi de apenas $-0,26\%$, enquanto η para o tubo destrutivo foi de $+4,91\%$, conforme comentado no Capítulo 4. O perfil de velocidade do tubo destrutivo é mais fechado, em relação ao do tubo ideal. De acordo com as análises anteriores, para os Casos 1 e 2, isto sugere que a perda de carga neste tubo (destrutivo) será maior em relação à do tubo ideal. No entanto, nos Casos 1 e 2, a perda de carga era maior para os tubos imperfeitos com $\eta < 0$. Neste Caso 3, o D_h do tubo destrutivo é superior ao do tubo ideal. Logo, A_{st} deste tubo é maior em relação à do tubo ideal. Portanto, isto indica que a perda de carga no tubo destrutivo será menor em relação à do tubo ideal.

De acordo com os perfis de temperatura para os tubos não destrutivo e ideal, nas Figs. (5.11)(b-d), percebe-se que os mesmos são perfeitamente simétricos e concordantes entre si, e por motivos similares aos mencionados para o perfil de velocidade desses tubos. No

entanto, observa-se que os perfis de temperatura do tubo destrutivo são um pouco distorcidos. Estes indicam que as temperaturas na metade superior da seção transversal desse tubo são maiores em relação às aquelas no tubo ideal. Na metade inferior da seção transversal do tubo destrutivo, as temperaturas do mesmo tendem a se reduzir em relação às do tubo ideal.

Conforme as Figs. (4.4-4.5a), do Capítulo 4, a irregularidade do perímetro da seção transversal do tubo destrutivo indica (qualitativamente) uma distribuição de área maior na metade inferior da seção transversal desse tubo e, assim, menor na parte superior da mesma. Isto implica que, volumetricamente, haverá maior quantidade de fluido escoando na metade inferior da sua seção transversal. Dessa forma, o aquecimento do fluido deve ser menor nesta região do que na metade superior da seção transversal do mesmo. Logo, a temperatura do fluido na metade inferior da seção transversal desse tubo tende a ser menor do que na metade superior da mesma, conforme indicado nos perfis de temperatura das Figs. (5.11)(b-d).

A Tab. (5.3) apresenta os resultados referentes às grandezas geométricas, fluidodinâmicas e térmicas para os tubos do Caso 3 no escoamento com $Re = 200$.

Tabela 5.3 – Caso 3: Microcanais com $Re = 200$ e $q''_{sup} = 2 \text{ kW/m}^2$. Grandezas geométricas, hidrodinâmicas e térmicas.

Dados	Microcanais		
	Não Destrutivo	Ideal	Destrutivo
η [%]	-0,26	0	+4,91
w_m [m/s]	0,9000	0,8977	0,8557
D_h [μm]	221,64	222,22	233,14
Per [μm]	896,00	900,00	870,95
A_{sup} [$\times 10^{-4} \text{ m}^2$]	2,00	2,01	1,94
A_{st} [$\times 10^{-8} \text{ m}^2$]	4,97	5,00	5,08
$(dp/dz)_{(dh)}$ [kPa/m]	523,86	520,57	467,00
$P_{hid(ap)}$ [mW]	5,24	5,23	4,54
$\Delta p_{(ap)}$ [kPa]	117,31	116,57	104,57
Q [$\times 10^{-8} \text{ m}^3/\text{s}$]	4,47	4,49	4,34
\dot{m} [$\times 10^{-5} \text{ kg/s}$]	4,46	4,48	4,33
$R_{hid(ap)}$ [$\times 10^{12} \text{ Pa s/m}^3$]	2,63	2,60	2,41
$\tau_{(dh)}$ [Pa]	29,01	28,89	27,20
$f_{(dh)}$ [-]	0,2921	0,2877	0,2756
dT_m/dz [K/m]	9,61	9,61	9,61
ΔT_m [K]	2,14	2,14	2,14
q_{conv} [mW]	399,62	401,40	388,51
$(T_{sup}-T_m)_{(dt)}$ [$\times 10^{-1} \text{ K}$]	2,45	2,46	2,31
$h(z)_{(dt)}$ [$\text{kW/m}^2 \text{ K}$]	8,17	8,14	8,67
$R_{tc}(z)_{(dt)}$ [$\times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ K/W}$]	1,22	1,23	1,15

Conforme a Tab. (5.3), as diferenças entre os resultados obtidos para o tubo não destrutivo e os correspondentes ao tubo ideal são mínimas, como observado anteriormente na Fig. (5.11), em virtude do baixo desvio η para D_h do tubo não destrutivo. Como a A_{st} desse tubo é levemente menor em relação à do tubo ideal, ocorre um leve aumento para R_{hid} e f , bem como para Δp do mesmo. Logo, Po no tubo não destrutivo deve ser levemente superior ao do tubo ideal. Como R_{tc} no tubo não destrutivo é levemente inferior à do tubo ideal, ocorre uma pequena melhoria nas condições de transferência de calor para o fluido, como se percebe pela análise de h para esse tubo, relativamente ao do tubo ideal. Portanto, Nu no tubo não destrutivo deve ser muito pouco superior ao do tubo ideal.

Com relação ao tubo destrutivo, as diferenças observadas para os resultados geométricos, térmicos e fluidodinâmicos são mais expressivas, em comparação com as correspondentes para o tubo ideal, visto que η para o tubo destrutivo é bem maior, conforme a Tab. (5.3). Como A_{st} do tubo destrutivo é um tanto maior em relação à do tubo ideal, R_{hid} , f e Δp no mesmo serão um tanto menores, comparativamente aos do tubo ideal. Assim, Po para o tubo destrutivo deve ser um tanto menor em relação ao do tubo ideal. No que se refere à parte térmica do escoamento, as previsões feitas anteriormente sobre a influência da irregularidade da forma (perímetro) da seção transversal desse tubo destrutivo, segundo a análise dos perfis de temperatura, nas Figs. (5.11)(b-d), são bastante perceptíveis também.

A Tab. (5.3) indica que h no tubo destrutivo é maior em relação ao do tubo ideal. Isto ocorre porque a A_{sup} do mesmo é inferior em relação à do tubo ideal, embora a A_{st} do tubo destrutivo seja maior que a do tubo ideal (visto que seu $\eta > 0$). Isto ocorre porque Per do tubo destrutivo é menor, em comparação ao dos demais tubos (ideal e não destrutivo), como observado na Tab. (5.3). Assim, q_{conv} para o fluido será menor no tubo destrutivo. Logo, h é maior no tubo destrutivo, em relação ao do tubo ideal. Consequentemente, o mesmo deve ocorrer com relação a Nu .

A questão da transferência de calor no tubo destrutivo é um tanto diferente daquela dos tubos do Caso 1, no qual h é maior para tubos com $\eta < 0$, os quais apresentam maior w_m e menor q_{conv} , com A_{st} constante e menor em relação à do tubo ideal correspondente, ocorrendo o mesmo para Per e A_{sup} dos mesmos. No Caso 3, o tubo destrutivo, com $\eta > 0$, apresenta maior h com menor w_m , em relação aos demais tubos (ideal e não destrutivo), embora o mesmo apresente a menor q_{conv} dentre estes. No entanto, a A_{st} do tubo destrutivo (além de ser constante) é maior em relação à do tubo ideal correspondente, o que não é o caso para Per e A_{sup} do mesmo. Então, o tubo destrutivo deste Caso 3 apresenta menor q_{conv} mesmo

transportando uma quantidade maior de fluido, em comparação ao que ocorre nos tubos do Caso 1 com $\eta < 0$. Isto provavelmente está relacionado com a forma irregular do perímetro da seção transversal desse tubo destrutivo, a qual se mostra mais influente com relação aos processos de transferência de calor.

5.3.2 Número de Poiseuille

A Fig. (5.12) apresenta os resultados de Po para os tubos do Caso 3, em função de Re .

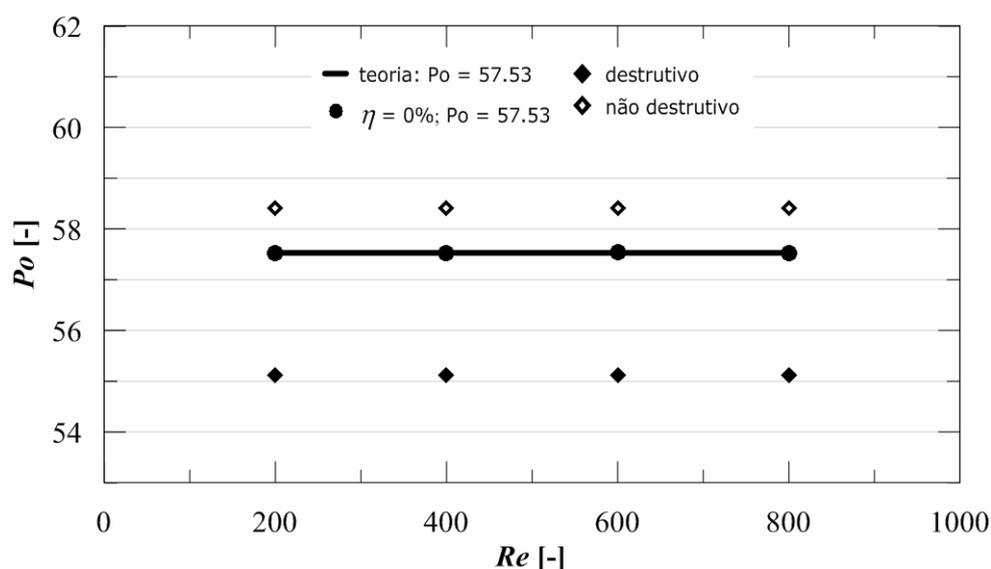


Figura 5.12 – Caso 3: Número de Poiseuille vs. número de Reynolds.

Conforme a Fig. (5.12), Po no tubo não destrutivo excede levemente Po_t , enquanto que o mesmo está consideravelmente abaixo de Po_t no tubo destrutivo.

Segundo a Eq. (4.33), a determinação de f leva em conta também que a A_{st} dos tubos imperfeitos seja a mesma do tubo ideal. Como a seção transversal do tubo não destrutivo é da mesma natureza (retangular) que a do tubo ideal, e considerando que suas dimensões diferiram pouco em relação às do tubo ideal, Po para o tubo não destrutivo, de 58,42 aproximadamente, ficou em boa concordância com o valor teórico-numérico correspondente ao tubo ideal, sendo este de 57,53, conforme a Fig. (5.12). Porém, o mesmo não ocorreu para o tubo destrutivo, visto que sua seção transversal é de natureza trapezoidal.

Como as dimensões geométricas da seção transversal do tubo destrutivo diferiram bastante em relação às do tubo ideal, Po para o tubo destrutivo, de 55,13 aproximadamente,

diferiu mais em relação ao valor teórico-numérico correspondente ao tubo ideal (de 57,53). Considerando o valor real da A_{st} do tubo destrutivo na Eq. (4.33), determina-se que Po para esse tubo vem a ser de 56,81 aproximadamente. Ainda que este seja distante do valor teórico-numérico correspondente ao tubo ideal, percebe-se que os mesmos ficam mais próximos um do outro. Isto sustenta o fato de que a forma geométrica da seção transversal dos tubos parece revelar o grau de sensibilidade dos seus parâmetros, como a sua largura, altura, Per e A_{st} , para a correta determinação, em nível experimental, dos parâmetros hidrodinâmicos do escoamento, como f e Po , bem como para a determinação adequada da perda de carga, como apontado por Steinke e Kandlikar (2006), o que vem a ser crucial, em nível experimental, segundo esses pesquisadores.

Se o valor real de D_h do tubo destrutivo for levado em conta também na Eq. (4.33), além do valor real da A_{st} do mesmo, determina-se que Po para esse tubo vem a ser de 59,59 aproximadamente, de forma que a proximidade deste valor com relação ao valor teórico-numérico correspondente ao tubo ideal (de 57,53) não é mais de boa concordância. No entanto, se o tubo destrutivo for comparado a um tubo com seção transversal trapezoidal perfeita, como aquele sugerido pelas linhas em vermelho na Fig. (4.4), os resultados para Po podem ficar em melhor concordância, neste caso, pois Po para o escoamento laminar desenvolvido hidrodinamicamente, em um tubo com seção transversal trapezoidal perfeita, como o sugerido na Fig. (4.4), é de 58 (SHAH; LONDON, 1978).

A Tab. (5.4) representa as informações geométricas referentes à seção transversal dos tubos do Caso 3, incluindo também as informações sobre a seção transversal trapezoidal perfeita para o suposto tubo trapezoidal (trapezóide ideal) indicado na Fig. (4.4), pelas linhas em vermelho.

Tabela 5.4 – Parâmetros geométricos da seção transversal dos tubos do Caso 3.

Microcanal	a [μm]	ML [μm]	b [μm]	RA [-]	Per [μm]	A_{st} [μm^2]	D_h [μm]
Ideal	200	200	250	0,80	900,00	50.000,00	222,22
Não Destrutivo	201	201	247	0,81	896,00	49.647,00	221,64
Destrutivo	194	231	244	0,80	870,95	50.762,40	233,14
Trapezóide Ideal	194	237	244	0,80	920,55	52.545,40	228,32

Na Tab. (5.4), ML é a maior largura da seção transversal dos tubos. Nota-se que D_h do tubo destrutivo está em melhor concordância com o do trapezóide ideal, em comparação ao do tubo ideal de seção transversal retangular. Fica perceptível que Per e A_{st} do tubo destrutivo

devem ser menores que no trapezóide ideal. Ainda assim, os resultados para Per e A_{st} no tubo destrutivo se encontram em melhor concordância com aqueles para o tubo ideal de seção transversal retangular, em relação aos obtidos para o trapezóide ideal.

A Fig. (5.13) apresenta os resultados para ε_{Po} em função de Re nos tubos do Caso 3.

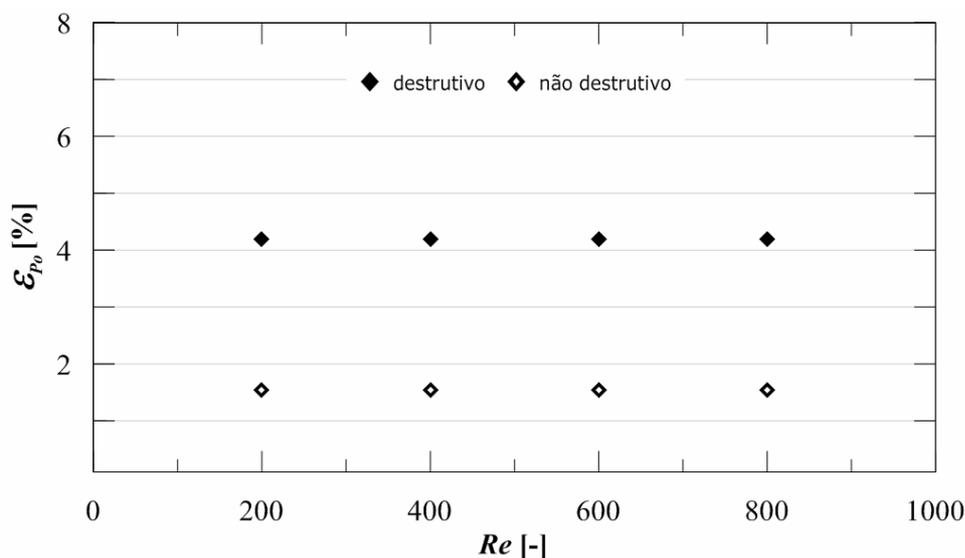


Figura 5.13 – Caso 3: Desvio do número de Poiseuille (ε_{Po}) vs. número de Reynolds.

De acordo com a Fig. (5.13), os resultados para ε_{Po} nos tubos imperfeitos foram um tanto maiores para o tubo destrutivo, em comparação aos proporcionados pelo tubo não destrutivo. No caso do tubo não destrutivo, isto se deve a baixa variação da razão de aspecto da seção transversal do mesmo, em relação à do tubo ideal. Para o tubo destrutivo, isto se deve a maior A_{st} do mesmo, em relação à do tubo ideal, conforme as análises anteriores.

Como discutido anteriormente, considerando o valor real da A_{st} do tubo destrutivo na Eq. (4.33), obtém-se ε_{Po} de 1,25% aproximadamente, com relação ao Po do tubo ideal. Levando em conta também o valor real de D_h do tubo destrutivo na Eq. (4.33), determina-se que ε_{Po} para o mesmo aumenta para 3,58% aproximadamente. No entanto, se o resultado obtido para Po no tubo destrutivo, considerando sua A_{st} e D_h reais, for comparado ao Po do tubo com seção transversal trapezoidal perfeita, sugerido na Fig. (4.4), ε_{Po} vem a ser de 2,75% aproximadamente. Como apontado por Steinke e Kandlikar (2006), isto reforça o fato de que o conhecimento sobre a forma geométrica real da seção transversal dos tubos é de suma importância para a correta determinação dos parâmetros hidrodinâmicos do escoamento, em nível experimental.

5.3.3 Número de Nusselt Local

A Fig. (5.14) apresenta os resultados para Nu em função de Re nos tubos do Caso 3.

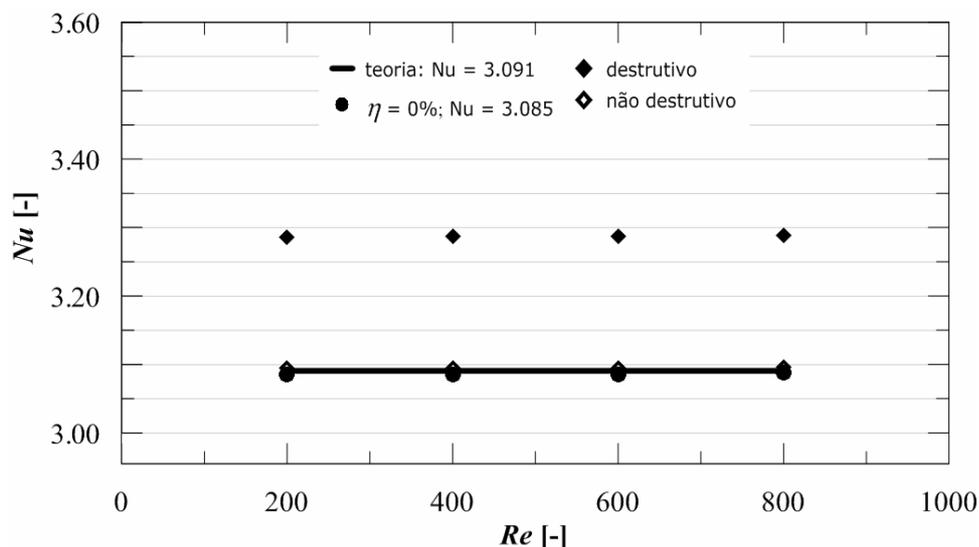


Figura 5.14 – Caso 3: Número de Nusselt local vs. número de Reynolds.

Conforme a Fig. (5.14), Nu no tubo destrutivo excede Nu_i , enquanto que o mesmo mostra-se em perfeita concordância para o tubo não destrutivo. O caso do tubo destrutivo indica que a forma do perímetro da seção transversal é mais importante para a correta determinação de Nu . Isto é concordante com os relatos de Croce e D'Agaro (2004), sobre Nu apresentar maior sensibilidade à forma da seção transversal do canal, do que em relação a outros parâmetros, como ξ_{sup} , por exemplo.

Como a seção transversal do tubo não destrutivo é da mesma natureza (retangular) que a seção transversal do tubo ideal, e levando em conta que suas dimensões diferiram pouco em relação às do tubo ideal, Nu para o tubo não destrutivo ficou em boa concordância com os valores teórico e numérico correspondentes ao tubo ideal. No entanto, o mesmo não ocorre para o tubo destrutivo, visto que a seção transversal do mesmo é de natureza trapezoidal, enquanto a do tubo ideal é de natureza retangular. Assim, $Nu = 3,29$ para o tubo destrutivo ficou em considerável discordância com os valores teórico e numérico (3,091 e 3,085, respectivamente) correspondentes ao tubo ideal, segundo a Fig. (5.14). Mesmo se o tubo destrutivo fosse comparado a um tubo com seção transversal trapezoidal perfeita, como o trapezóide ideal indicado pelas linhas em vermelho na Fig. (4.4), do Capítulo 4, os resultados para Nu podem ainda assim não ficar em melhor concordância entre si.

Para o escoamento laminar desenvolvido termicamente no trapezóide ideal indicado (pelas linhas em vermelho) na Fig. (4.4), considerando $L = 0,223$ m (assegurando condições de escoamento desenvolvido térmica e hidrodinamicamente: $L/D_h \cong 1000$) e condição térmica de fluxo de calor constante em toda a sua superfície, assim como para os outros tubos deste Caso, tem-se que $Nu = 3,05$ (SHAH; LONDON, 1978), sendo este inferior ao do tubo ideal com seção transversal retangular. Assim, Nu determinado para o tubo destrutivo, de 3,29, ainda é mais discordante em comparação ao de 3,05 do trapezóide ideal. Porém, isto pode ser esperado, pois o trapezóide ideal apresentará a maior A_{sup} dos quatro tubos considerados, de acordo com a Tab. (5.4), e, assim, o menor Nu dentre esses tubos. Neste caso, o tubo destrutivo apresentará o maior Nu , visto que A_{sup} do mesmo será a menor dos quatro tubos, pelo fato deste apresentar o menor Per de todos. Logo, a forma geométrica da seção transversal mostra-se mais influente para os processos de transferência de calor para o fluido, conforme apontado por Croce e D'Agaro (2004).

A Fig. (5.15) apresenta os resultados de ε_{Nu} em função de Re para os tubos do Caso 3.

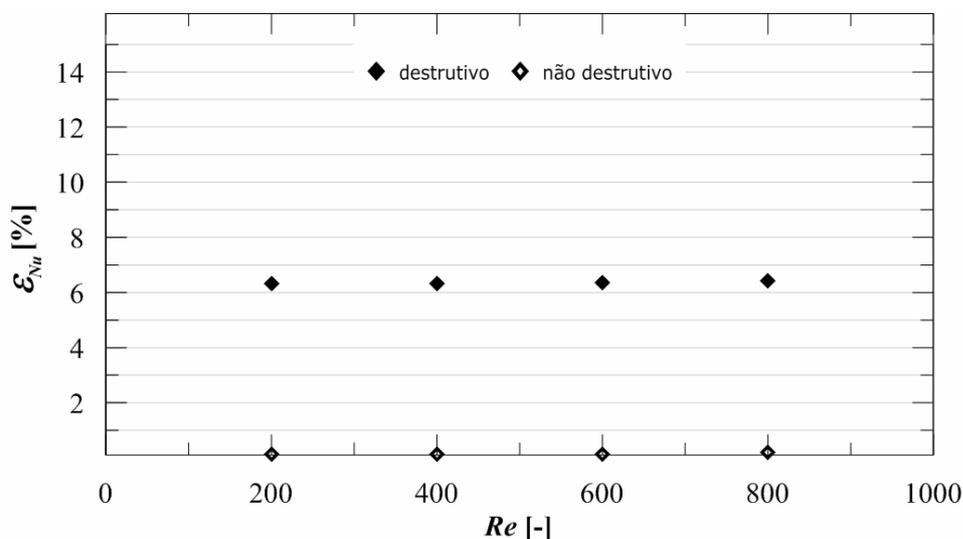


Figura 5.15 – Caso 3: Desvio do número de Nusselt local (ε_{Nu}) vs. número de Reynolds.

Como se observa na Fig. (5.15), os resultados para ε_{Nu} no tubo não destrutivo são basicamente nulos, ao passo que para o tubo destrutivo os mesmos são superiores, e desproporcionais, à magnitude do desvio η para D_h neste tubo (sendo este de +4,91%), ao contrário do que se observou para os tubos dos Casos 1 e 2. Esta desproporcionalidade é, muito provavelmente, devida a irregularidade do perímetro da seção transversal desse tubo, conforme analisado anteriormente.

6 CONSIDERAÇÕES FINAIS

O objetivo deste estudo numérico foi analisar como as características hidrodinâmicas e de transferência de calor para o escoamento laminar em microescala podem ser influenciadas por imperfeições existentes na geometria dos microcanais, especialmente com relação à seção transversal dos mesmos. Para isto, todos os demais efeitos de escala, como a rugosidade superficial, a dissipação viscosa e o efeito eletrocinético, por exemplo, foram desconsiderados no modelo numérico. Isto visa isolar e destacar os efeitos relativos apenas às variações da seção transversal dos microcanais sobre os parâmetros fluidodinâmicos e térmicos de grande interesse no escoamento, como é o caso para os números de Poiseuille e de Nusselt local, respectivamente. Embora as simplificações aqui consideradas para o modelo numérico possam superestimar os resultados encontrados, esse estudo forneceu algumas indicações gerais sobre os impactos relativos às imperfeições e variações da seção transversal sobre os números de Poiseuille e Nusselt local em microcanais.

Na literatura, encontraram-se relatos de que desvios para a medida do fator de fricção de Darcy, bem como para os números de Poiseuille e de Nusselt local, no escoamento em microescala, podem estar relacionados com imprecisões na medida do diâmetro hidráulico dos microcanais estudados experimentalmente e variações da seção transversal destes, ao longo do comprimento dos mesmos. Assim, três Casos envolvendo imperfeições e variações na seção transversal de microcanais foram considerados. Estes Casos foram escolhidos com base nos relatos de Celata et al. (2006b) e Steinke e Kandlikar (2006). Para todos os Casos (1, 2 e 3) analisados, divergências para os números de Poiseuille e de Nusselt local foram verificadas, por meio de imperfeições na seção transversal dos microtubos e microcanais ou, então, variações da seção transversal desses tubos ao longo do comprimento dos mesmos.

A variação das divergências para o número de Poiseuille em função do número de Reynolds, juntamente com a variação da seção transversal dos tubos, foram consistentes com alguns relatos experimentais (PFAHLER et al., 1991 apud KAKAÇ et al., 2005; CELATA et al., 2002, 2006b). Além disso, o conhecimento sobre a forma geométrica real da seção transversal dos tubos é de suma importância, experimentalmente, para a correta determinação do número de Poiseuille, como indicado por Steinke e Kandlikar (2006), e conforme verificado nesse estudo numérico, para o tubo destrutivo do Caso 3. Para esse tubo, o desvio obtido para o número de Poiseuille foi de aproximadamente 4%. Porém, levando em conta o

valor da área de seção transversal real desse tubo, o erro para o número de Poiseuille nesse tubo veio a ser de 1% aproximadamente.

As divergências encontradas para o número de Nusselt local no tubo destrutivo do Caso 3, sendo estas relativas à forma irregular da seção transversal desse tubo, foram consistentes com alguns relatos de natureza numérica (CROCE; D'AGARO, 2004). Porém, divergências para o número de Nusselt local em função do número de Reynolds não foram observadas em qualquer dos Casos de estudo propostos (1, 2 ou 3), em conformidade com alguns estudos teóricos (KOO; KLEINSTREUER, 2005), e em contraste com outros de natureza experimental (CHOI; BARRON; WARRINGTON, 1991 apud KAKAÇ et al., 2005).

No entanto, comparações diretas entre resultados experimentais e os resultados numéricos obtidos neste estudo não são adequadas. Isto em razão da incerteza experimental presente nos dados experimentais e a natural superposição de vários efeitos físicos (de escala) distintos, os quais foram omitidos no modelo numérico considerado para este estudo, além de outras simplificações adotadas para o mesmo.

Com base na revisão bibliográfica realizada, percebe-se que há considerável dificuldade no estabelecimento das condições adotadas para a realização de experimentos sobre o escoamento com transferência de calor em microcanais, no que se refere ao tipo de fluido usado (considerando ou não propriedades constantes; considerando ou não a natureza polar do mesmo, por exemplo), o material que constitui os microcanais, as características superficiais dos mesmos (de considerável ou desprezível rugosidade superficial; considerações sobre hidrofobicidade, etc), a qualidade da tecnologia empregada para a confecção dos tubos, a confiabilidade dos instrumentos de medição, erros provenientes das medições efetuadas com esses instrumentos, além da consideração, ou não, dos efeitos de entrada térmicos e hidrodinâmicos, dentre diversos outros possíveis parâmetros. Isto pode ser, em grande parte, a origem das inconsistências e contradições nas informações relatadas pelos pesquisadores da área experimental, predominantemente. Percebe-se também que os experimentos realizados com elevado ou suficiente grau de cuidado (XU et al., 2000; JUDY; MAYNES; WEBB, 2002; STEINKE; KANDLIKAR, 2006; LIN; YANG; KANDLIKAR, 2009), por exemplo, não revelam qualquer divergência com relação à teoria convencional, para o escoamento com transferência de calor em microcanais, que exceda a margem de erro experimental ou que, ao menos, não possa ser explicada, caso aconteça.

Porém, é perceptível que investigações mais profundas possam vir a fornecer caminhos para revelar efeitos até então não expressivos no escoamento em macroescala, mas que se revelam expressivos no escoamento em microescala, como foi o caso para a dissipação

viscosa (HERWIG; HAUSNER, 2003) e a transferência de calor conjugada (HERWIG; HAUSNER, 2003; MARANZANA; PERRY; MAILLET, 2004). Também fica evidente, cada vez mais, que uma boa maneira, em geral, de se prever os efeitos de algum fenômeno físico de interesse, ainda que com severas restrições, é por meio de simulação numérica, como foi o caso para o tema abordado nesta dissertação.

Para continuidade deste trabalho, estudos numéricos mais sistemáticos podem ser elaborados. Para tanto, outros modelos de variação da seção transversal dos microcanais devem ser considerados. Porém, esta consideração pode ser algo ainda um tanto arbitrária, frente à dificuldade de se modelar, realisticamente, uma deformidade na geometria da seção transversal de um microcanal, em decorrência das poucas informações experimentais, com relação a este aspecto, disponíveis na literatura pesquisada.

Uma sugestão para trabalhos futuros seria considerar o escoamento nas condições mencionadas para este estudo, nos mesmos tubos (imperfeitos), porém apresentando um efeito de escala, como a dissipação viscosa ou a rugosidade superficial, por exemplo, além das variações das propriedades do fluido.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANSYS CFX, **Manual do usuário**, versão 12.0.

BAHRAMI, M., YOVANOVICH, M. M., CULHAM, J. R., **Convective heat transfer of laminar, single-phase flow in randomly rough microtubes**. In: Proceedings of International Mechanical Engineering Congress Exposition (ASME), Orlando, Florida, November 05-11, 2005. Disponível em: <http://www.sfu.ca/~mbahrami/pdf/2005/IMECE2005_79902.pdf>. Acesso em: 17 abr. 2012.

BRUTIN, D., TADRIST, L., **Experimental friction factor of a liquid flow in microtubes**. Physics of Fluids, Melville, v. 15, n. 3, p. 653–661, 2003.

BRUUS, H., **Theoretical Microfluidics**. 1. ed. New York: Oxford University Press, 346 p., 2008.

CELATA, G. P., **Heat Transfer and Fluid Flow in Microchannels**. Begell House Inc. Publishers, 280 p., 2004.

CELATA, G. P., CUMO, M., GUGLIELMI, M., ZUMMO, G., **Experimental Investigation of Hydraulic and Single Phase Heat Transfer in 0.130 mm Capillary Tube**. Microscale Thermophysical Engineering, v. 6, p. 85–97, 2002.

CELATA, G. P., CUMO, M., MARCONI, V., MCPHAIL, S. J., ZUMMO, G., **Microtube liquid single-phase heat transfer in laminar flow**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 49, p. 3538–3546, 2006a.

CELATA, G. P., CUMO, M., MCPHAIL, S. J., ZUMMO, G., **Characterization of fluid dynamic behaviour and channel wall effects in microtube**. International Journal of Heat and Fluid Flow, v. 27, n. 1, p. 135–143, 2006b.

CELATA, G. P., CUMO, M., MCPHAIL, S. J., ZUMMO, G., **Single-phase laminar and turbulent heat transfer in smooth and rough microtubes**. Microfluid Nanofluid, v. 3, p. 697–707, 2007.

CELATA, G. P., CUMO, M., ZUMMO, G., **Thermal-hydraulic characteristics of single-phase flow in capillary pipes**. Experimental Thermal and Fluid Science, v. 28, n. 2, p. 87–95, 2004.

CELATA, G. P., MORINI, G. L., MARCONI, V., MACPHAIL, S. J., ZUMMO, G., **Using viscous heating to determine the friction factor in microchannels – An experimental validation**. Experimental Thermal and Fluid Science, v. 30, p. 725–731, 2006c.

CHEN, C.-H., **Forced convection heat transfer in microchannel heat sinks**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 50, p. 2182–2189, 2007.

CHIU, H.-C., JANG, J.-H., YEH, H.-W., WU, M.-S., **The heat transfer characteristics of liquid cooling heatsink containing microchannels**, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 54, p. 34–42, 2011.

CHOI, S. B., BARRON, R. F., WARRINGTON, R. O., **Fluid Flow and Heat Transfer in Microtubes**. *Micromechanical Sensors, Actuators, and Systems*, ASME, DSC-Vol. 32, p. 123–134, 1991.

CROCE, G., D'AGARO, P., **Numerical analysis of roughness effect on microtube heat transfer**. *Superlattices and Microstructures*, v. 35, p. 601–616, 2004.

CROCE, G., D'AGARO, P., **Numerical simulation of roughness effect on microchannel heat transfer and pressure drop in laminar flow**. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 38, p. 1518–1530, 2005.

CROCE, G., D'AGARO, P., NONINO, C., **Three-dimensional roughness effect on microchannel heat transfer and pressure drop**. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 50, p. 5249–5259, 2007.

EISBERG, R., RESNICK, R., **Física quântica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos e partículas**. Rio de Janeiro: Campus, 928 p., 1979.

GAMRAT, G., FAVRE-MARINET, M., ASENDRYCH, D., **Conduction and entrance effects on laminar liquid flow and heat transfer in rectangular microchannels**. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 48, p. 2943–2954, 2005.

GAMRAT, G., FAVRE MARINET, M., PERSON, S. L., BAVIÈRE, R., AYELA, F., **An experimental study and modelling of roughness effects on laminar flow in microchannels**. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 594, p. 399–423, 2008.

GUO, Z.-Y., LI, Z.-X., **Size effect on single-phase channel flow and heat transfer at microscale**. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 24, p. 284–298, 2003.

HALLIDAY, D., RESNICK, R., WALKER, J., **Fundamentos de física: gravitação, ondas e termodinâmica**. 4. ed. Rio de Janeiro: LTC, 292 p., 1996a.

HALLIDAY, D., RESNICK, R., WALKER, J., **Fundamentos de física: ótica e física moderna**. 4. ed. Rio de Janeiro: LTC, 355 p., 1996b.

HERWIG, H., HAUSNER, O., **Critical view on new results in micro-fluid mechanics: an example**. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 46, p. 935–937, 2003.

HETSRONI, G., MOSYAK, A., POGREBNYAK, E., YARIN, L. P., **Heat transfer in microchannels: Comparison of experiments with theory and numerical results**. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 48, p. 5580–5601, 2005.

HOLMAN, J. P., **Experimental Methods for Engineers**. New York: McGraw-Hill, 800 p., 1978.

HRNJAK, P., TU, X., **Single phase pressure drop in microchannels**. International Journal of Heat and Fluid Flow, v. 28, p. 2–14, 2007.

HUGHES, W. F., BRIGHTON, J. A., **Schaum's Outline of Theory and Problems of Fluid Dynamics**. Schaum Publishing Company, 265 p., 1967.

INCROPERA, F. P., DEWITT, D. P., **Fundamentos de transferência de calor e massa**. Rio de Janeiro: LTC, 494 p., 1998.

JUDY, J., MAYNES, D., WEBB, B. W., **Characterization of frictional pressure drop for liquid flows through microchannels**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 45, p. 3477–3489, 2002.

KAKAÇ, S., VASILIEV, L. L., BAYAZITOGLU, Y., YENER, Y., **Microscale Heat Transfer: Fundamentals and Applications**. 1. ed., Springer, 517 p., 2005.

KANDLIKAR, S. G., **High flux heat removal with microchannels - a roadmap of challenges and opportunities**. In: Proceedings of the 3rd International Conference on Microchannels and Minichannels, Toronto, Canada, June 13-15, 2005. Disponível em: <<http://www.rit.edu/~w-taleme/Papers/Conference%20Papers/C097.pdf>>. Acesso em: 17 abr. 2012.

KANDLIKAR, S. G., GARIMELLA, S., LI, D., COLIN, S., KING, M. R., **Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels**. Elsevier, 450 p., 2006.

KANDLIKAR, S. G., GRANDE, W. J., **Evolution of microchannel flow passages – thermohydraulic performance and fabrication technology**. Heat Transfer Engineering, v. 24, n. 1, p. 3–17, 2003.

KANDLIKAR, S. G., SCHMITT, D., CARRANO, A. L., TAYLOR, J. B., **Characterization of surface roughness effects on pressure drop in single-phase flow in minichannels**. Physics of Fluids, v. 17, 2005.

KOO, J., KLEINSTREUER, C., **Viscous dissipation effects in microtubes and microchannels**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 47, p. 3159–3169, 2004.

KOO, J., KLEINSTREUER, C., **Analysis of surface roughness effects on heat transfer in micro-conduits**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 48, p. 2625–2634, 2005.

LEE, P. S., GARIMELLA, S. V., **Thermally developing flow and heat transfer in rectangular microchannels of different aspect ratios**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 49, p. 3060–3067, 2006.

LEE, P. S., GARIMELLA, S. V., LIU, D., **Investigation of heat transfer in rectangular Microchannels**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 48, p. 1688–1704, 2005.

LELEA, D., **Effects of temperature dependent thermal conductivity on Nu number behavior in micro-tubes**. International Communications in Heat and Mass Transfer, Kidlington, v. 37, p. 245–249, 2010.

LELEA, D., CIOABLA, A. E., **The viscous dissipation effect on heat transfer and fluid flow in micro-tubes**. International Communications in Heat and Mass Transfer, Kidlington, v. 37, p. 1208–1214, 2010.

LI, Z. X., DU, D. X., GUO, Z. Y., **Experimental study on flow characteristics of liquid in circular microtubes**. In: Proceedings of the International Conference on Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale, Banff, Canada, October 15-20, 2000.

LIN, T.-Y., YANG, C.-Y., **Measurement of micro-tube surface temperature by the method of liquid crystal thermograph**. In: 6th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics, Matsushima, Japan, April 17-21, 2005. Disponível em:
<http://www.cc.ncu.edu.tw/~ncu7020/Files/Phd_Report/94/Engineering/lty/paper.pdf>. Acesso em: 07 mar. 2012.

LIN, T.-Y., YANG, C.-Y., KANDLIKAR, S. G., **Measurement of heat transfer in the entrance region of small diameter tubes**. In: Proceedings of the ASME 2009 7th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels, Pohang, South Korea, June 22-24, 2009. Disponível em:
<<http://www.rit.edu/kgcoe/mechanical/taleme/Papers/Conference%20Papers/C129.pdf>>. Acesso em: 14 fev. 2012.

MALA, G. M., LI, D., **Flow characteristics of water in microtubes**. International Journal of Heat and Fluid Flow, v. 20, p. 142–148, 1999.

MALA, G. M., LI, D., DALE, J. D., **Heat transfer and fluid flow in microchannels**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 40, n. 13, p. 3079–3088, 1997.

MALISKA, C. R., **Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional**. Rio de Janeiro: LTC, 424 p., 1995.

MALVINO, A. P., **Eletrônica**. São Paulo: McGraw-Hill, v. 1, 536 p., 1986.

MARANZANA, G., PERRY, I., MAILLET, D., **Mini- and micro-channels: influence of axial conduction in the walls**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 47, p. 3993–4004, 2004.

MARION, J. B., THORNTON, S. T., **Classical dynamics of particles and systems**. 4. ed. San Diego: Harcourt, 636 p., 1995.

MEHENDALE, S. S., JACOBI, A. M., SHAH, R. K., **Fluid Flow and Heat Transfer at Micro- and Meso-Scales with Applications to Heat Exchanger Design**. Applied Mechanics Review, v. 53, p. 175–193, 2000.

MOHAMMED, H. A., GUNNASEGARAN, P., SHUAIB, N. H., **Influence of channel shape on the thermal and hydraulic performance of microchannel heat sink**. International Communications in Heat and Mass Transfer, v. 38, p. 474–480, 2011.

MORINI, G. L. **Viscous heating in liquid flows in micro-channels.** International Journal of Heat and Mass Transfer, Kidlington, v. 48, p. 3637–3647, 2005.

PENG, X. F., PETERSON, G. P., **Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannel structures.** International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 39, n. 12, p. 2599–2608, 1996.

PENG, X. F., WANG, B.-X., **Forced convection and flow boiling heat transfer for liquid flowing through microchannels.** International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 36, n. 14, p. 3421–3427, 1993.

PENG, X. F., WANG, B. X., PETERSON, G. P., MA, H. B., **Experimental investigation of heat transfer in flat plates with rectangular microchannels.** International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 38, n. 1, p. 127–137, 1995.

PFAHLER, J., HARLEY, J., BAU, H., ZEMEL, J., **Liquid Transport in Micron and Submicron Channels.** Sensors and Actuators A: Physical, v. 22, p. 431–434, 1990.

PFAHLER, J., HARLEY, J., BAU, H., ZEMEL, J., **Gas and Liquid Flow in Small Channels.** Micromechanical Sensors, Actuators, and Systems, ASME, v. 32, p. 49–60, 1991.

PFUND, D., RECTOR, D., SHEKARRIZ, A., POPESCU, A., WELTY, J. R., **Pressure Drop Measurements in a Microchannel.** AIChE Journal, v. 46, n. 8, p. 1496–1507, 2000.

PHILLIPS, R. J., **Forced convection, liquid cooled, microchannel heat sinks.** 1987. Thesis (Master`s Degree) -- Department of Mechanical Engineering. Massachusetts Institute of Technology. Cambridge. 1987.

ROSA, P., KARAYIANNIS, T. G., COLLINS, M. W., **Single-phase heat transfer in microchannels: The importance of scaling effects.** Applied Thermal Engineering, v. 29, p. 3447–3468, 2009.

SEARS, F., ZEMANSKY, M. W., YOUNG, H. D., **Física 4: ondas eletromagnéticas, óptica e física atômica.** 2. ed. Rio de Janeiro: LTC, 1016 p., 1985.

SHAH, R. K., LONDON, A. L., **Laminar flow forced convection in ducts: a source book for compact heat exchanger analytical data.** New York: Academic Press, 477 p., 1978.

SHAN, X., **Lattice Boltzmann in micro- and nano-flow simulations.** Journal of Applied Mathematics, v. 76, n. 5, p. 650–660, 2011.

STEINKE, M. E., KANDLIKAR, S. G., **Single-phase liquid friction factors in microchannels.** International Journal of Thermal Sciences. v. 45, p. 1073–1083, 2006.

STEINKE, M. E., KANDLIKAR, S. G., MAGERLEIN, J. H., COLGAN, E. G., RAISANEN, A. D., **Development of an Experimental Facility for Investigating Single-Phase Liquid Flow in Microchannels.** Heat Transfer Engineering, v. 27, n. 4, p. 41–52, 2006.

TABELING, P., **Introduction to Microfluidics.** New York: Oxford University Press, 301 p., 2005.

- TANG, G. H., LI, Z., HE, Y. L., TAO, W. Q., **Experimental study of compressibility, roughness and rarefaction influences on microchannel flow**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 50, p. 2282–2295, 2007.
- TISELJ, I., HETSRONI, G., MAVKO, B., MOSYAK, A., POGREBNYAK, E., SEGAL, Z., **Effects of axial conduction on the heat transfer in micro-channels**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 47, p. 2551–2565, 2004.
- TOH, K. C., CHEN, X. Y., CHAI, J. C., **Numerical computation of fluid flow and heat transfer in microchannels**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 45, p. 5133–5141, 2002.
- TRETHEWAY, D. C., LIU, X., MEINHART, C. D., **Analysis of slip flow in microchannels**. In: Proceedings of 11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, July 8–11, 2002. Disponível em: <http://in3.dem.ist.utl.pt/lxllaser2002/papers/paper_12_2.pdf>. Acesso em: 04 abr. 2012.
- TSO, C. P., MAHULIKAR, S. P., **The use of the Brinkman number for single phase forced convective heat transfer in Microchannels**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 41, n. 12, p. 1759–1769, 1998.
- TUCKERMAN, D. B., PEASE, R. F. W., **High-Performance Heat Sinking for VLSI**, IEEE Electron Device Letters, v. EDL-2, n. 5, p. 126–129, 1981.
- TUNC, G., BAYAZITOGLU, Y., **Heat transfer in microtubes with viscous dissipation**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 44, p. 2395–2403, 2001.
- TURGAY, M. B., **Effect of Surface Roughness in Microchannels on Heat Transfer**. 2008. 118f. Thesis (Master of Science in Mechanical Engineering) -- The Graduate School of Natural and Applied Sciences. Middle East Technical University. Turkey. 2008. Disponível em: <<http://etd.lib.metu.edu.tr/upload/12610253/index.pdf>>. Acesso em: 12 abr. 2012.
- WANG, B. X., PENG, X. F., **Experimental investigation on liquid forced-convection heat transfer through microchannels**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 37, p. 73–82, 1994.
- WU, H. Y., CHENG, P., **An Experimental Study of Convective Heat Transfer in Silicon Microchannels with Different Surface Conditions**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 46, p. 2547–2556, 2003.
- WU, P. Y., LITTLE, W. A., **Measurement of heat transfer characteristics of gas flow in fine channel heat exchangers used for microminiature refrigerators**. Cryogenics, v. 24, n. 8, p. 415–420, 1984.
- XU, B., OOI, K. T., WONG, N. T., CHOI, W. K., **Experimental investigation of flow friction for liquid flow in microchannels**. International Communications in Heat and Mass Transfer, v. 27, n. 8, p. 1165–1176, 2000.

YANG, C.-Y., CHEN, C.-W., LIN, T.-Y., KANDLIKAR, S. G., **Heat transfer and friction characteristics of air flow in microtubes**. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 37, p. 12–18, 2012.

YANG, C., LI, D., MASLIYAH, J. H., **Modeling forced liquid convection in rectangular microchannels with electrokinetic effects**. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 41, p. 4229–4249, 1998.

YANG, C.-Y., LIN, T.-Y., **Heat transfer characteristics of water flow in microtubes**. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 32, p. 432–439, 2007.

YOUNG, P. L., KANDLIKAR, S. G., **Surface roughness effects on heat transfer in microscale single phase**. In: *Proceedings of the Sixth International ASME Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels*, Darmstadt, Germany, June 23-25, 2008. Disponível em:
<<http://www.rit.edu/kgcoe/mechanical/taleme/Papers/Conference%20Papers/C124.pdf>>. Acesso em: 14 fev. 2012.

YU, D., WARRINGTON, R., BARRON, R., AMEEL, T., **An experimental and theoretical investigation of fluid flow and heat transfer in microtubes**. In: *Proceedings of ASME/JSME Thermal Engineering Conference*, v. 1, p. 523–530, 1995.

APÊNDICE A – Cálculo da Incerteza para os Números de Poiseuille e Nusselt local em Tubos com Seção Transversal Circular

Conforme discutido na Seção 2.6, para o escoamento laminar desenvolvido hidrodinamicamente, em tubos lisos de seção transversal circular, com diâmetro D e comprimento L , o número de Poiseuille (Po) é determinado por

$$Po = \frac{\pi \rho D^4 \Delta p}{2 \mu \dot{m} L}. \quad (\text{A.1})$$

De acordo com Holman (1978), a incerteza e_{Po} pode ser dada por

$$e_{Po}^2 = \left(\frac{\partial Po}{\partial \rho} e_{\rho} \right)^2 + \left(\frac{\partial Po}{\partial D} e_D \right)^2 + \left(\frac{\partial Po}{\partial \Delta p} e_{\Delta p} \right)^2 + \left(\frac{\partial Po}{\partial \mu} e_{\mu} \right)^2 + \dots \quad (\text{A.2})$$

$$\dots + \left(\frac{\partial Po}{\partial \dot{m}} e_{\dot{m}} \right)^2 + \left(\frac{\partial Po}{\partial L} e_L \right)^2$$

Assim, reorganizando os termos da Eq. (A.2) em função das derivadas, as quais podem ser expressas em função de Po , conforme

$$\frac{\partial Po}{\partial \rho} = \frac{\pi D^4 \Delta p}{2 \mu \dot{m} L} = \frac{Po}{\rho}, \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial Po}{\partial D} = 2\pi \frac{\rho D^3 \Delta p}{\mu \dot{m} L} = \frac{4Po}{D}, \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial Po}{\partial \Delta p} = \frac{\pi D^4}{2 \mu \dot{m} L} = \frac{Po}{\Delta p}, \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial Po}{\partial \mu} = -\frac{\pi \rho D^4 \Delta p}{2 \mu^2 \dot{m} L} = -\frac{Po}{\mu}, \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\partial Po}{\partial \dot{m}} = -\frac{\pi \rho D^4 \Delta p}{2 \mu \dot{m}^2 L} = -\frac{Po}{\dot{m}}, \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial Po}{\partial L} = -\frac{\pi \rho D^4 \Delta p}{2 \mu \dot{m} L^2} = -\frac{Po}{L}, \quad (\text{A.8})$$

e dividindo ambos os lados da equação resultante por Po^2 , a Eq. (A.2) também pode ser expressa na forma

$$\left(\frac{e_{Po}}{Po}\right)^2 = \left(\frac{1}{\rho} e_{\rho}\right)^2 + \left(\frac{4}{D} e_D\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta p} e_{\Delta p}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\mu} e_{\mu}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\dot{m}} e_{\dot{m}}\right)^2 + \left(-\frac{1}{L} e_L\right)^2. \quad (\text{A.9})$$

Conforme discutido na Seção 2.6, para o escoamento laminar desenvolvido termicamente, em tubos lisos de seção transversal circular, com diâmetro D e comprimento L , com fluxo superficial de calor constante q''_{sup} aplicado em toda a superfície dos mesmos, o número de Nusselt local (Nu) é determinado por

$$Nu = \frac{q''_{sup} D}{k(T_{sup} - T_m)}, \quad (\text{A.10})$$

De acordo com Holman (1978), a incerteza e_{Nu} é dada por

$$e_{Nu}^2 = \left(\frac{\partial Nu}{\partial q''_{sup}} e_{q''_{sup}}\right)^2 + \left(\frac{\partial Nu}{\partial D} e_D\right)^2 + \left(\frac{\partial Nu}{\partial k} e_k\right)^2 + \left(\frac{\partial Nu}{\partial T_{sup}} e_{T_{sup}}\right)^2 + \left(\frac{\partial Nu}{\partial T_m} e_{T_m}\right)^2. \quad (\text{A.11})$$

Assim, reorganizando os termos da Eq. (A.11) em função das derivadas, as quais podem ser expressas em função de Nu , conforme

$$\frac{\partial Nu}{\partial q''_{sup}} = \frac{D}{k(T_{sup} - T_m)} = \frac{Nu}{q''_{sup}}, \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\partial Nu}{\partial D} = \frac{q''_{sup}}{k(T_{sup} - T_m)} = \frac{Nu}{D}, \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{\partial Nu}{\partial k} = -\frac{q''_{sup} D}{k^2(T_{sup} - T_m)} = -\frac{Nu}{k}, \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\partial Nu}{\partial T_{sup}} = -\frac{q''_{sup} D}{k(T_{sup} - T_m)^2} = -\frac{Nu}{(T_{sup} - T_m)}, \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{\partial Nu}{\partial T_m} = \frac{q''_{sup} D}{k(T_{sup} - T_m)^2} = \frac{Nu}{(T_{sup} - T_m)}, \quad (\text{A.16})$$

e dividindo ambos os lados da equação resultante por Nu^2 , a Eq. (A.11) também pode ser expressa na forma

$$\begin{aligned} \left(\frac{e_{Nu}}{Nu}\right)^2 &= \left(\frac{1}{q''_{sup}} e''_{q_{sup}}\right)^2 + \left(\frac{1}{D} e_D\right)^2 + \left(-\frac{1}{k} e_k\right)^2 + \dots \\ &\dots + \left[-\frac{1}{(T_{sup} - T_m)} e_{T_{sup}}\right]^2 + \left[\frac{1}{(T_{sup} - T_m)} e_{T_m}\right]^2 \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

APÊNDICE B – Cálculo da Incerteza para os Números de Poiseuille e Nusselt local em Tubos com Seção Transversal Retangular

Conforme discutido na Seção 2.6, para o escoamento laminar desenvolvido hidrodinamicamente, em tubos lisos de seção transversal retangular com largura a , altura b e comprimento L , o número de Poiseuille (Po) é dado por

$$Po = \frac{8\rho(ab)^3 \Delta p}{\mu \dot{m}(a+b)^2 L}, \quad (\text{B.1})$$

De acordo com Holman (1978), a incerteza e_{Po} pode ser dada por

$$\begin{aligned} e_{Po}^2 = & \left(\frac{\partial Po}{\partial \rho} e_{\rho} \right)^2 + \left(\frac{\partial Po}{\partial a} e_a \right)^2 + \left(\frac{\partial Po}{\partial b} e_b \right)^2 + \left(\frac{\partial Po}{\partial \Delta p} e_{\Delta p} \right)^2 + \dots \\ & \dots + \left(\frac{\partial Po}{\partial \mu} e_{\mu} \right)^2 + \left(\frac{\partial Po}{\partial \dot{m}} e_{\dot{m}} \right)^2 + \left(\frac{\partial Po}{\partial L} e_L \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Assim, reorganizando os termos da Eq. (B.2) em função das derivadas, as quais podem ser expressas em função de Po , conforme

$$\frac{\partial Po}{\partial \rho} = \frac{8(ab)^3 \Delta p}{\mu \dot{m}(a+b)^2 L} = \frac{Po}{\rho}, \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{\partial Po}{\partial a} = \frac{8\rho b^3 \Delta p}{\mu \dot{m} L} \left[\frac{3a^2}{(a+b)^2} - \frac{2a^3}{(a+b)^3} \right] = \frac{3Po}{a} - \frac{2Po}{(a+b)}, \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\partial Po}{\partial b} = \frac{8\rho a^3 \Delta p}{\mu \dot{m} L} \left[\frac{3b^2}{(a+b)^2} - \frac{2b^3}{(a+b)^3} \right] = \frac{3Po}{b} - \frac{2Po}{(a+b)}, \quad (\text{B.5})$$

$$\frac{\partial Po}{\partial \Delta p} = \frac{8\rho(ab)^3 \Delta p}{\mu \dot{m}(a+b)^2 L} = \frac{Po}{\Delta p}, \quad (\text{B.6})$$

$$\frac{\partial P_o}{\partial \mu} = -\frac{8\rho(ab)^3 \Delta p}{\mu^2 \dot{m}(a+b)^2 L} = -\frac{P_o}{\mu}, \quad (\text{B.7})$$

$$\frac{\partial P_o}{\partial \dot{m}} = -\frac{8\rho(ab)^3 \Delta p}{\mu \dot{m}^2 (a+b)^2 L} = -\frac{P_o}{\dot{m}}, \quad (\text{B.8})$$

$$\frac{\partial P_o}{\partial L} = -\frac{8\rho(ab)^3 \Delta p}{\mu \dot{m}(a+b)^2 L^2} = -\frac{P_o}{L}, \quad (\text{B.9})$$

e dividindo ambos os lados da equação resultante por P_o^2 , a Eq. (B.2) também pode ser expressa na forma

$$\begin{aligned} \left(\frac{e_{P_o}}{P_o}\right)^2 &= \left(\frac{1}{\rho} e_{\rho}\right)^2 + \left[\left(\frac{3}{a} - \frac{2}{a+b}\right) e_a\right]^2 + \left[\left(\frac{3}{b} - \frac{2}{a+b}\right) e_b\right]^2 + \dots \\ &\dots + \left(\frac{1}{\Delta p} e_{\Delta p}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\mu} e_{\mu}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\dot{m}} e_{\dot{m}}\right)^2 + \left(-\frac{1}{L} e_L\right)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Expandindo os termos que envolvem os parâmetros geométricos da seção transversal (a largura a e o comprimento b) nas incertezas e_a e e_b da Eq. (B.10), esta se torna

$$\begin{aligned} \left(\frac{e_{P_o}}{P_o}\right)^2 &= \left(\frac{1}{\rho} e_{\rho}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta p} e_{\Delta p}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\mu} e_{\mu}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\dot{m}} e_{\dot{m}}\right)^2 + \left(-\frac{1}{L} e_L\right)^2 + \dots \\ &\dots + \left[\left(\frac{3}{a}\right)^2 + 2\left(\frac{3}{a}\right)\left(-\frac{2}{a+b}\right) + \left(-\frac{2}{a+b}\right)^2\right] e_a^2 + \dots \\ &\dots + \left[\left(\frac{3}{b}\right)^2 + 2\left(\frac{3}{b}\right)\left(-\frac{2}{a+b}\right) + \left(-\frac{2}{a+b}\right)^2\right] e_b^2 \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Desprezando os termos que não estão elevados ao quadrado (STEINKE; KANDLIKAR, 2006) nas incertezas e_a e e_b da Eq. (B.11), a mesma então se reduz para

$$\begin{aligned} \left(\frac{e_{Po}}{Po}\right)^2 &= \left(\frac{1}{\rho} e_{\rho}\right)^2 + \left(\frac{3}{a} e_a\right)^2 + \left(\frac{3}{b} e_b\right)^2 + \left(\frac{-2}{a+b} e_a\right)^2 + \left(\frac{-2}{a+b} e_b\right)^2 + \dots \\ &\dots + \left(\frac{1}{\Delta p} e_{\Delta p}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\mu} e_{\mu}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\dot{m}} e_{\dot{m}}\right)^2 + \left(-\frac{1}{L} e_L\right)^2 \end{aligned} \quad (B.12)$$

Conforme discutido na Seção 2.6, para o escoamento laminar desenvolvido termicamente, em tubos lisos de seção transversal retangular com largura a , altura b e comprimento L , com fluxo superficial de calor constante q''_{sup} aplicado em toda a superfície dos mesmos, o número de Nusselt local (Nu) é determinado por

$$Nu = \frac{2q''_{sup} ab}{k(T_{sup} - T_m)(a + b)}, \quad (B.13)$$

De acordo com Holman (1978), a incerteza e_{Nu} é dada por

$$\begin{aligned} e_{Nu}^2 &= \left(\frac{\partial Nu}{\partial q''_{sup}} e_{q''_{sup}}\right)^2 + \left(\frac{\partial Nu}{\partial a} e_a\right)^2 + \left(\frac{\partial Nu}{\partial b} e_b\right)^2 + \left(\frac{\partial Nu}{\partial k} e_k\right)^2 + \dots \\ &\dots + \left(\frac{\partial Nu}{\partial T_{sup}} e_{T_{sup}}\right)^2 + \left(\frac{\partial Nu}{\partial T_m} e_{T_m}\right)^2 \end{aligned} \quad (B.14)$$

Assim, reorganizando os termos da Eq. (B.14) em função das derivadas, as quais podem ser expressas em função de Nu , conforme

$$\frac{\partial Nu}{\partial q''_{sup}} = \frac{2ab}{k(T_{sup} - T_m)(a + b)} = \frac{Nu}{q''_{sup}}, \quad (B.15)$$

$$\frac{\partial Nu}{\partial a} = \frac{2q''_{sup} b^2}{k(T_{sup} - T_m)(a + b)^2} = \frac{b}{a(a + b)} Nu, \quad (B.16)$$

$$\frac{\partial Nu}{\partial b} = \frac{2q''_{sup} a^2}{k(T_{sup} - T_m)(a+b)^2} = \frac{a}{b(a+b)} Nu, \quad (\text{B.17})$$

$$\frac{\partial Nu}{\partial k} = -\frac{2q''_{sup} ab}{k^2(T_{sup} - T_m)(a+b)} = -\frac{Nu}{k}, \quad (\text{B.18})$$

$$\frac{\partial Nu}{\partial T_{sup}} = -\frac{2q''_{sup} ab}{k(T_{sup} - T_m)^2(a+b)} = -\frac{Nu}{(T_{sup} - T_m)}, \quad (\text{B.19})$$

$$\frac{\partial Nu}{\partial T_m} = \frac{2q''_{sup} ab}{k(T_{sup} - T_m)^2(a+b)} = \frac{Nu}{(T_{sup} - T_m)}, \quad (\text{B.20})$$

e dividindo ambos os lados da equação resultante por Nu^2 , a Eq. (B.14) também pode ser expressa na forma

$$\begin{aligned} \left(\frac{e_{Nu}}{Nu}\right)^2 &= \left(\frac{1}{q''_{sup}} e_{q''_{sup}}\right)^2 + \left[\frac{b}{a(a+b)} e_a\right]^2 + \left[\frac{a}{b(a+b)} e_b\right]^2 + \left(-\frac{1}{k} e_k\right)^2 + \dots \\ &\dots + \left[-\frac{1}{(T_{sup} - T_m)} e_{T_{sup}}\right]^2 + \left[\frac{1}{(T_{sup} - T_m)} e_{T_m}\right]^2 \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

ANEXO A – Propriedades Termofísicas do Fluido de Trabalho para os Tubos Ideais

A tabela abaixo apresenta as propriedades termofísicas do fluido de trabalho (água líquida) determinadas, por meio do software EES, para cada um dos tubos ideais considerados no trabalho. As mesmas também foram usadas para os tubos imperfeitos (referentes a cada um dos tubos ideais), como definido no Capítulo 4.

Propriedades termofísicas da água para os tubos ideais.

Propriedades termofísicas	Microtubo	Microcanal com Seção Transversal Retangular ($RA = 0,8$)
\bar{T} [K]	293,78	293,42
ρ [kg/m ³]	998,10	998,10
μ [$\times 10^{-4}$ Pa s]	9,689	9,955
k [W/(mK)]	0,5872	0,5865
c_p [J/(kg K)]	4183	4183
Pr [-]	6,90	7,10