

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS**  
**FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA**

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA  
TESE DEFENDIDA POR Marcos Pinotti  
Barbosa E APROVADA PELA  
COMISSÃO JULGADORA EM 11 / Nov / 1996

Eugênio Spanó Rosa  
ORIENTADOR

**Escoamento no Interior de um**  
**Dispositivo Centrífugo Utilizado em**  
**Circulação Extracorpórea**

Autor : Marcos Pinotti Barbosa

Orientador: Eugênio Spanó Rosa

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA  
DEPARTAMENTO DE ENERGIA**

**Escoamento no Interior de um Dispositivo Centrífugo  
Utilizado em Circulação Extracorpórea**

Autor : Marcos Pinotti Barbosa

Orientador: Eugênio Spanó Rosa

Curso: Engenharia Mecânica.

Área de concentração: Térmica e Fluidos

Tese de Doutorado apresentada à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Campinas, 1996

S.P. - Brasil



FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

B234c

Barbosa, Marcos Pinotti

Escoamento no interior de um dispositivo centrífugo  
utilizado em circulação extracorpórea / Marcos Pinotti  
Barbosa -- Campinas, SP: [s.n.], 1996.

Orientador: Eugênio Spanó Rosa.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas,  
Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Velocímetro Doppler por laser. 2. Bombas centrífugas.  
3. Hemólise. 4. Refração. 5. Diferenças Finitas. 6. Métodos  
iterativos (Matemática). 7. Geração numérica de malhas  
(Análise numérica). 8. Órgãos artificiais. I. Rosa, Eugênio  
Spanó. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de  
Engenharia Mecânica. III. Título.

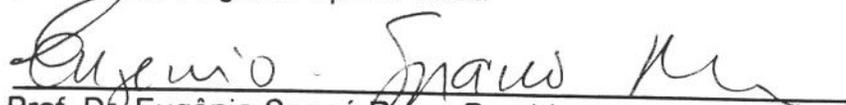
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA  
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

Tese de Doutorado

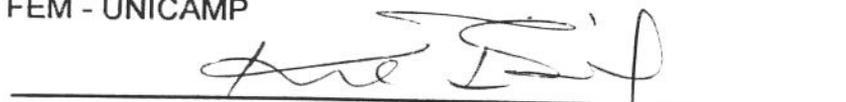
Escoamento no Interior de um Dispositivo Centrífugo  
Utilizado em Circulação Extracorpórea

Autor : Marcos Pinotti Barbosa

Orientador: Eugênio Spanó Rosa



Prof. Dr. Eugênio Spanó Rosa, Presidente  
FEM - UNICAMP



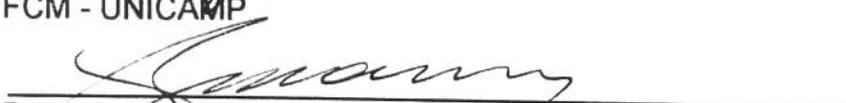
Prof. Dr. Kamal Abdel Radi Ismail  
FEM - UNICAMP



Prof. Dr. Marcelo Moreira Ganzarolli  
FEM - UNICAMP



Prof. Dr. Domingo Marcolino Braile  
FCM - UNICAMP



Prof. Dr. Sérgio Said Mansur  
FEIS - UNESP

Campinas, 11 de novembro de 1996

*Voglio andarmene via di quà !!  
- Pompa, pompa, datemmi una pompa.  
Perchè mi sento un palloncino !*

*Zucchero Fornaciari*

*...Prá que nossa esperança  
seja mais que vingança  
seja sempre um caminho  
que se deixa de herança*

*Ivan Lins*

*...Ecco il mistero: Sotto un cielo di ferro e di gesso  
l'uomo riesce ad amare lo stesso,  
ed ama davvero! ... senza nessuna certeza*

*Lucio Dalla*

*...Erano tempi duri, ma raccontando adesso mi fa tremare la voce di nostalgia,  
e mi fa pensare che la cosa più bella della vita è sopravvivere....*

*Monicelli*

## DEDICATÓRIA

À Ana Maria Chiarini, a pessoa mais corajosa que conheço. Sem a sua ajuda todo o meu esforço seria efêmero e este trabalho impossível. É a única pessoa que me dá a paz suficiente para me sentir em casa, em qualquer lugar do mundo.

*A Thomaz Pinoti Barbosa il piccolo brasiliano-iesino più bello del mondo.*

## AGRADECIMENTOS

Assumo o risco de ser injusto e não me lembrar de algumas pessoas que me ajudaram na realização desta tese, mas gostaria de registrar aqui os nomes de cada um daqueles que foram importantes durante o meu doutorado:

Dr. Manoel Messias Barbosa, incentivador incondicional, que dividiu generosamente com o CNPq os encargos e a responsabilidade de me formar doutor.

Prof. Eugênio S. Rosa, meu orientador desde o mestrado, por ser sempre um ponto de referência no meu desenvolvimento acadêmico. Nunca vou me esquecer dos conselhos, das brigas e das incontáveis lições aprendidas em sua sala do Departamento de Energia.

Prof. Nicola Paone, além de grande amigo, foi um dos maiores responsáveis pelo sucesso da parte experimental deste trabalho. Sua experiência e grande competência me impulsionaram na área de mecânica dos fluidos experimental. *Oltre a grande amico, è stato il responsabile per il successo della parte sperimentale di questo lavoro. La sua profonda conoscenza dell'anemometro laser e grande competenza mi hanno avviato sulla strada giusta della fluidodinamica sperimentale.*

Prof. Enrico Tomasini, além de todo o tipo de apoio dado durante a minha estada no *Dipartimento di Meccanica*, me inseriu de forma tão intensa em seu grupo, que foi muito fácil esquecer que eu era um estrangeiro em Ancona. *Oltre al suo appoggio e incoraggiamento durante il mio lavoro ad Ancona, mi ha inserito nel suo gruppo di forma così brillante, che è stato facilissimo per me dimenticare che ero uno straniero in Italia.*

Prof. Carlos Amadeu Pallerosi, meu principal incentivador pelo contato com Ancona, me abrindo as portas necessárias para a realização deste intercâmbio. Um imenso obrigado.

Dr. Adolfo A.A. Leirner, pela inestimável ajuda no fornecimento do acionador da bomba e de todos os dispositivos testados. E por abrir as portas para a publicação do meu primeiro artigo na revista *Artificial Organs*.

Prof. Domingo M. Braile, pelo privilégio de poder ter sua companhia de contagiante entusiasmo algumas preciosas horas por semana e de poder ter o orgulho de participar de alguns projetos desenvolvidos na Braile Biomédica. Seu carisma, que reúne em torno de si profissionais de diferentes áreas, é baseado em uma competência incontestável e uma humildade comovente. Tendo a sorte de observar seu trabalho como cirurgião e cientista, aprendi que a excelência, no seu caso, não é uma conquista e sim um hábito. Um modelo a ser seguido.

Prof. Kamal A.R. Ismail, que desde a minha graduação tem sido um exemplo de competência e responsabilidade, e que humildemente procuro seguir os passos.

Prof. R.A.A. Muzzarelli, do *Dipartimento di Chimica - Facoltà di Medicina, Università di Ancona*, por colocar à nossa disposição o seu rotoviscosímetro que foi decisivo no controle de qualidade do fluido de trabalho utilizado nas medidas.

Prof. Fratesi, do *Istituto di Scienze Fisiche e della Terra, Università di Ancona*, por colocar à nossa disposição a balança analítica e os recipientes calibrados que nos permitiu medir com grande precisão a densidade do fluido de trabalho. Além disso, foi a equipe do Prof. Fratesi que nos indicou o fornecedor do NaI.

Meus amigos do Departamento de Energia: Rubens Silva Telles, Silvio Luis de Mello Junqueira, Belquis L. Fernandes (obrigado pelas matrículas), Ricardo Augusto Mazza e Marcelo Rizzo Errera, pelas infindáveis discussões sobre se valia a pena ou não passar por quase uma década de privações, de todos os tipos, sendo alunos de pós-graduação no Brasil. ...Nunca chegamos a uma conclusão!

Um agradecimento especial a Ricardo A. Mazza, pelo companheirismo, pelas discussões sobre características da bomba centrífuga e pelas lições que desvendaram alguns mistérios do programa *Mathematica*.

Neuza e Rodrigues, da secretaria do Departamento de Energia, a minha enorme gratidão.

Dina Gusmati (*in memoriam*) e Giovanni Ingegneri, por tudo que fizeram por nós em Jesi. Vocês estarão gravados em nossos corações para sempre.

*Gli amici di Ancona*, Andrea Pasqualini, Iosè Cicoria, Paolo Castellini, Daniele Campetela, Osvaldo Massi, GianLuca Rossi, Laura Tittarelli, Attilio Pisoni, Paolo Bartola (*grazie per il trigger di Schmidt*), Lucia Cascio, Paolo Diodati, Marco Severi, *che mi hanno reso la permanenza ad Ancona uno dei periodi più belli della mia vita*.

*Gli amici dell'appartamento davanti alla stazione FS di Ancona*, Andrea del Zompo e Felice Ascenzi, *per la meravigliosa compagnia nel periodo che siamo stati insieme*.

Dr. José Biscegli, pela agradável companhia em Amsterdã, pelas preciosas informações sobre a bioengenharia no Brasil, e pelo seu exemplo de competência e dignidade. Muito obrigado.

*I tecnici del laboratorio*, PierSavio Gabrieli e Vincenzo Ponzio, *per il prezioso aiuto nel montaggio dell'attrezzatura sperimentale ad Ancona*.

Francesco Sgarbi, *per avermi dato l'onore di essere il correlatore nella sua tese di laurea, oltre alla gradevole amicizia e compagnia*.

Giovanni Capaldo *per aver trascorso tre mesi nel nostro laboratorio sviluppando, costruendo e realizzando le misure degli indici di rifrazione di diversi fluidi. Grazie*.

Alexandre Magno de Lima Filho, na época engenheiro da FISICS, pela atenção e disponibilidade em me enviar cabeças de bombas e peças sobressalentes para a Itália (às vezes com urgência).

Prof. Marcelo M. Ganzarolli, por me emprestar o livro certo na hora certa, muito obrigado.

Aron Andrade, do Instituto Dante Pazzanese - São Paulo, pela grande ajuda em localizar algumas referências bibliográficas em Houston. Muito obrigado.

Prof. Heinrich Schima, da Universidade de Vienna, pelos *reprints*, pelas valiosas informações e discussões sobre hemólise mecânica. *Thank you for the reprints, precious information and fruitful discussions about mechanical hemolysis.*

Prof. Mitsuo Umezu, da Waseda University - Tokyo, pelas dicas de como apresentar alguns campos de velocidade obtidos com o laser Doppler e por se lembrar de mim quando escolheu os presidentes das sessões científicas para o Waseda International Conference on Artificial Organs Simulation and Technology. *Thank you for the hints about my presentation at the 3rd ISRP in Houston, and for the invitation to attend to Waseda International Conference on Artificial Organs Simulation and Technology as Session Chairman.*

Revisores (anônimos) das revistas *Experiments in Fluids* e *Revista Brasileira de Ciências Mecânicas*, pela leitura atenta dos meus manuscritos e pelas relevantes críticas e sugestões que me ajudaram a melhorar partes de alguns capítulos.

A Floriano Pincini, Antonella Rossi, Elisa Acampora e Mario Passerini, *della segreteria del Dipartimento di Meccanica*, al Dott. Castagnani, *del CEDUA*, alla Dottssa. Strabbioli e ai dipendenti della biblioteca dell'Università di Ancona, *che sono sempre stati gentilissimi, il mio ringraziamento di cuore.*

Meus amigos na Braile Biomédica, Eng. Adalberto Camin, Marcos Maurício Ferreira, José Alfredo e Dr. Eng. Waldyr Novello, por dividirem comigo a sua enorme experiência de bastidores da cirurgia cardíaca.

Márcio e Nilson, perfusionistas da Disciplina de Cirurgia Cardíaca da UNICAMP, que sempre foram muito atenciosos durante coleta de dados durante a CEC.

Midori Okubo, do DPP da Braile Biomédica pelo esmero, competência e atenção com que gerou os slides para apresentação deste trabalho, pela revisão do primeiro capítulo desta tese, e pela incansável busca de artigos pela BIREME.

Profª. Inês Joeques, por sempre me lembrar a frase: "O medo é a morte da alma". Obrigado.

*Sig. Bosco della Farmitalia, per avermi sempre consegnato l'idruro di sodio (NaI) nonostante le piccole quantità. Grazie.*

*Sig. Alberto Gambi della Cassa Di Risparmio di Ancona, Belluno e Vicenza che, commosso dai miei problemi con il CNPq, tante volte mi ha aiutato a trovare le tracce dei soldi che venivano da New York.*

A Dra. Desanka Dragosavac, da UNICAMP, por me ensinar alguns conceitos básicos sobre a fisiologia da assistência ventricular.

Esta tese foi financiada, em sua maior parte, pelo **Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq** (Bolsa de Doutorado no País, Proc.n.142746/92-4 e Bolsa Doutorado Sanduíche no Exterior, Proc.n.201586/92-4).

Recursos adicionais, financeiros e de material, foram obtidos do *Dipartimento di Meccanica - Università di Ancona*, do Fundo de Apoio ao Ensino e à Pesquisa - **FAEP/UNICAMP** (Sol.n.0147/96), de doações do **Dr. Manoel Messias Barbosa**, da Divisão de Bioengenharia do **INCOR**, da **FISICS - Biofísica Aplicada S.A.**, da **BRAILE BIOMÉDICA** e da *Biblioteca Medica Statale - CNR/Roma*.

# SUMÁRIO

<b>1 CONSIDERAÇÕES INICIAIS.....</b>	<b>1</b>
1.1 INTRODUÇÃO.....	1
1.2 PROCEDIMENTOS COM MAIOR DEMANDA DE DISPOSITIVOS PARA BOMBEAMENTO DE SANGUE.....	2
1.2.1 <i>Assistência ventricular</i> .....	2
1.2.2 <i>Bypass Cardiopulmonar</i> .....	4
1.3 EVOLUÇÃO DOS DISPOSITIVOS PARA BOMBEAMENTO DE SANGUE.....	6
1.4 UM DESAFIO À MECÂNICA DOS FLUIDOS: HEMÓLISE.....	13
1.5 MOTIVAÇÕES E OBJETIVOS DESTE TRABALHO.....	22
<b>2 REVISÃO DA LITERATURA.....</b>	<b>24</b>
2.1 ESCOAMENTO GERADO POR SUPERFÍCIES EM ROTAÇÃO.....	24
2.2 ESCOAMENTO PASSANDO POR UM CANAL AXISIMÉTRICO.....	27
2.3 APLICAÇÃO DE CANAIS AXISIMÉTRICOS COMO DISPOSITIVOS DE BOMBEAMENTO DE SANGUE.....	30
2.4 OBTENÇÃO DO CAMPO DE VELOCIDADE NO INTERIOR DE DISPOSITIVOS PARA BOMBEAMENTO DE SANGUE.....	32
<b>3 MATERIAL E MÉTODOS.....</b>	<b>33</b>
3.1 ESCOAMENTO A SER SIMULADO.....	33
3.2 MODELAGEM NUMÉRICA.....	39
3.2.1 <i>Definição do volume de controle e geração da malha computacional</i> .....	41
3.2.1.1 <i>Volume de controle</i> .....	41
3.2.1.2 <i>Geração da malha computacional</i> .....	44
3.2.2 <i>Cálculo das métricas da transformação <math>h_1(x_1, x_2)</math>, <math>h_2(x_1, x_2)</math> e <math>h_3(x_1, x_2)</math></i> .....	48
3.2.3 <i>Integração das equações governantes no volume de controle</i> .....	49
3.2.3.1 <i>Integração da equação de conservação da massa</i> .....	49
3.2.3.2 <i>Integração da equação de conservação do movimento</i> .....	50
3.2.4 <i>Organização do procedimento numérico</i> .....	56

3.2.5	<i>Introdução das condições de contorno</i> .....	59
3.2.5.1	Condições de contorno para a entrada do canal.....	59
3.2.5.2	Condições de contorno para a saída do canal.....	60
3.2.5.3	Condições de contorno para as paredes sólidas (superfícies inferior e superior).....	61
3.2.5.4	Tratamento da equação de correção da pressão nas fronteiras.....	61
3.2.6	<i>Considerações adicionais sobre a formulação de fluxo de tensão</i> .....	63
3.2.7	<i>Validação do programa computacional</i> .....	64
3.3	<b>PROTOCOLO EXPERIMENTAL</b> .....	65
3.3.1	<i>Descrição da bomba centrífuga</i> .....	66
3.3.2	<i>Descrição do anemômetro laser Doppler utilizado nas medidas</i> .....	68
3.3.3	<i>- Escolha do fluido de trabalho</i> .....	72
3.3.4	<i>- Processamento dos sinais</i> .....	78
3.3.5	<i>Procedimentos para o acesso óptico no interior da bomba</i> .....	82
3.3.6	<i>Detalhes construtivos do circuito de testes</i> .....	86
3.3.7	<i>Determinação das incertezas experimentais na obtenção das condições de operação do circuito de testes</i> .....	92
3.3.8	<i>Erros experimentais associados ao anemômetro laser Doppler</i> .....	94
4	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO</b> .....	98
4.1	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	98
4.2	<b>RESULTADOS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA</b> .....	99
4.2.1	<i>Estudos da performance do canal</i> .....	101
4.2.2	<i>Detalhes do escoamento ao longo do canal</i> .....	102
4.2.2.1	Características gerais do escoamento.....	104
4.2.2.2	Influência da rotação do canal sobre a estrutura do escoamento.....	108
4.2.2.3	Influência do fluxo transversal sobre a estrutura do escoamento.....	119
4.2.2.4	Influência da vazão e da rotação sobre o potencial hemolítico do canal.....	124
4.3	<b>MEDIDAS EXPERIMENTAIS DO CAMPO DE VELOCIDADE NO INTERIOR DA BOMBA</b> .....	129
4.3.1	<i>Condições de operação impostas ao circuito de testes</i> .....	129
4.3.2	<i>Definição das direções principais de medida</i> .....	131
4.3.3	<i>Características do escoamento nos canais internos da bomba</i> .....	135
4.3.3.1	Efeito da presença do tubo de descarga sobre os perfis da velocidade axial.....	140
4.3.3.2	Perfis da velocidade tangencial.....	149
4.3.3.3	Efeito da velocidade de rotação da bomba e da resistência do circuito sobre a energia cinética da turbulência.....	152
4.3.3.4	Considerações sobre a hemólise causada pelo escoamento turbulento nos canais internos da bomba.....	157
4.3.3.5	Comentários sobre a previsão da hemólise e sua implicação na operação de uma bomba de CEC.....	164
5	<b>CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA OS PRÓXIMOS TRABALHOS</b> .....	166
5.1	<b>CONCLUSÕES</b> .....	166
5.2	<b>SUGESTÕES PARA PRÓXIMOS TRABALHOS</b> .....	172
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	170

<b>ANEXO A</b> .....	187
A.1 - GERAÇÃO DA MALHA COMPUTACIONAL.....	187
<i>A.1.1 - Verificação da ortogonalidade das linhas da grade</i> .....	187
A.2 FLUXOGRAMA DO PROGRAMA UTILIZADO PARA RESOLVER AS EQUAÇÕES GOVERNANTES.....	188
<i>A.2.1 Módulo de Resolução das Equações</i> .....	189
<i>A.2.2 Módulo de Visualização</i> .....	191
<b>ANEXO B</b> .....	192

## LISTA DE FIGURAS

- 1.1 Esquema de um circuito de circulação extracorpórea utilizando um oxigenador de bolha
- 1.2 Esquema de um circuito de circulação extracorpórea utilizando um oxigenador de membrana
- 1.3 Circuito para o estudo de órgãos isolados realizado por Jabobj em 1895. O dispositivo de bombeamento, acionado por polias, movimentava as placas de madeira que, por sua vez, comprimiam as câmaras de borracha para bombear o sangue
- 1.4 Aparato para perfusão de rim isolado de Hooker. O fluido de perfusão, que era continuamente borbulhado com oxigênio, era movimentado utilizando a ação de dois pistões. Novamente, neste caso, válvulas para evitar fluxo reverso também foram empregadas
- 1.5 Sistema de calibração da primeira bomba de roletes desenvolvida por Van Allen em 1932. DeBakey, dois anos mais tarde, revolucionaria a utilização desta bomba, instalando flanges para evitar deslizamento do tubo e reduzindo, assim, drasticamente a hemólise
- 1.6 Detalhe da bomba de efeito pneumático utilizada por Björk para perfusão cerebral de sangue oxigenado em cães
- 1.7 Dispositivos que geram fluxo contínuo. Acima, os dois tipos mais comuns de bombas centrífugas, abaixo uma bomba axial
- 1.8 Alguns dispositivos que geram fluxo pulsátil. À esquerda, bomba tipo *Wankle*, conhecida como *Coraflow* (MESANA et al., 1995) e, à direita, bomba de placa oscilante da *Thermo Cardio Systems* (WITHINGTON et al., 1991)
- 1.9 Esquema da distribuição de velocidades que mostra a diferença entre o escoamento laminar e turbulento em um tubo. A camada limite adjacente à parede é a região de tensão de cisalhamento mais intensa
- 1.10 Tensão de cisalhamento gerada no escoamento por um jato saindo de um orifício
- 1.11 Gráfico tridimensional que ilustra a influência do tempo de exposição e da tensão de cisalhamento sobre a porcentagem de hemoglobina liberada, gerado a partir da fórmula empírica de Wurzinger. Nota-se que o aumento de %Hb é mais sensível ao aumento da tensão de cisalhamento do que o aumento do tempo de exposição
- 1.12 Mapas de liberação de hemoglobina, obtidos utilizando-se a Eq. 1.1 aos campos de tensão de cisalhamento e tempo de exposição. (a) Vazão de 0,11 l/min e velocidade de rotação de 1500 RPM. (b) Vazão de 1,1 l/min e velocidade de rotação de 1500 RPM.
- 1.13 Simulação gráfica da deformação e fragmentação de uma célula vermelha em um escoamento cisalhante. Os quadros representam diferentes fases da sollicitação da membrana até o rompimento. O quadro 1

mostra uma célula vermelha em seu estado não solicitado. Os quadros 2 e 3 mostram a ação do campo de tensões de cisalhamento. O quadro 4 mostra a célula danificada por causa da solicitação excessiva

- 2.1 Escoamento estudado por Von Kármán. O disco possui velocidade de rotação  $\Omega$ , fazendo com que o fluido seja atraído em direção ao disco e que, próximo à superfície, seja bombeado radialmente para fora (PANTON, 1984).
- 2.2 Perfis de velocidade nas proximidades do disco em rotação. A velocidade na direção  $r$  atinge o seu máximo exatamente à altura  $\varepsilon$  (Eq.2.3).
- 3.1 Representação esquemática do canal com suas principais referências.  $x_1$  e  $x_2$  são as direções ortogonais do sistema de coordenadas ajustadas às superfícies do canal.
- 3.2 Domínio transformado. As equações do movimento foram transformadas de forma a ser possível obter sua solução numérica no sistema  $x_1, x_2, \theta$ .
- 3.3 Projeções em  $x_1$  e  $x_2$  dos raios de curvatura principais que descrevem a forma de um volume de controle. O canal é formado por duas superfícies de revolução. Os raios  $r_{32}$  e  $r_{31}$  surgem da geometria axisimétrica do canal e os raios de curvatura  $r_{12}$  e  $r_{21}$  surgem das funções geratrizes das superfícies de revolução.
- 3.4 Geometria do corpo axisimétrico utilizado por Wimmer para a realização da visualização do escoamento gerado pela sua rotação.
- 3.5 Volume de controle visto em perspectiva. O escoamento possuía gradiente de pressão através das faces N-S e W-E. As faces E e S, não visíveis na figura, estão localizadas atrás e abaixo do volume de controle, respectivamente.
- 3.6 Volumes de controle no plano  $x_1$ - $x_2$ . As linhas pontilhadas definem os volumes de controle principais. Para a resolução das equações do movimento nas direções  $x_1$  e  $x_2$ , foram definidos dois volumes de controle secundários, um para velocidade na direção  $x_1$  e outro para a velocidade na direção  $x_2$  (ambos representados por linhas cheias).
- 3.7 Malha computacional de  $9 \times 5$  pontos nodais. O espaçamento entre os pontos nodais é menor ao longo da direção  $x_2$  (normal à superfície do canal) para tornar a malha mais sensível aos gradientes de velocidade presentes no escoamento nesta direção.
- 3.8 Um ponto no interior do canal descrito por coordenadas cartesianas e pela sua posição angular.
- 3.9 Volume de controle principal com os pontos de pressão vizinhos e velocidades das faces.
- 3.10 Condições de contorno das velocidades para as fronteiras do canal. As condições de não-deslizamento e a não injeção ou sucção de massa foram impostas às superfícies rotativas.
- 3.11 Volume de controle onde a velocidade  $u_c$  é conhecida na fronteira.
- 3.12 Localização relativa das tensões normais e de cisalhamento nos volumes de controle. (a) V.C. para a componente  $u$ . (b) V.C. para a componente  $w$ . (c) V.C. para a componente  $v$ . As tensões foram sempre armazenadas nas faces dos volumes de controle, minimizando os erros de aproximação.
- 3.13 Circuito de testes com seus principais componentes. O fluido de trabalho foi escolhido para serem possíveis medidas não invasivas de velocidade utilizando-se instrumentos ópticos.
- 3.14 Bomba desmontada. Os cones eram colados entre si de forma a gerar canais axisimétricos. O imã estava montado em uma câmara hermética para não ter contato com o sangue.
- 3.15 Desenho esquemático do acionador da bomba centrífuga.

- 3.16 Volume de medida. Uma partícula que passa através deste volume gera uma frequência devida ao efeito Doppler.
- 3.17 Configuração utilizada nas medidas. A lente mais externa (f) focalizava os feixes no local da medida e direcionava a luz dispersa pelas partículas para a lente mais interna (g) que, por sua vez, a focalizava na entrada da fibra óptica (e) que transmitia as informações ao fotomultiplicador (d).
- 3.18 Diagrama de espalhamento da luz ao atingir uma partícula. Na configuração *backscattering* a fonte F e o receptor R estão no mesmo lado. Na configuração *forward scattering* o receptor R está no lado oposto à fonte F. A intensidade da luz espalhada varia em função da posição relativa entre fonte e receptor.
- 3.19 A utilização da caixa de acrílico, cheia com o fluido de trabalho, permitiu que a bomba ficasse imersa em um meio opticamente homogêneo. Os feixes que cruzavam este conjunto não sofriam desvios.
- 3.20 Os feixes passam fora da bomba.
- 3.21 Os feixes passam através da bomba. Torna-se evidente a boa qualidade do casamento dos índices de refração do fluido de trabalho e do acrílico, pois não há desvios dos feixes.
- 3.22 Um par de feixes incidindo com o mesmo ângulo  $\alpha$  e cruzando a fronteira entre meios com diferentes índices de refração. A correção a ser realizada é proporcional à razão entre  $L'$  e  $L$ .
- 3.23 Diagrama simplificado do analisador BSA utilizado para o processamento dos sinais.
- 3.24 Mapeamento das regiões da bomba segundo o critério de qualidade obtido para uma situação onde os feixes cruzavam o maior número de superfícies no interior da bomba.
- 3.25 Fase 1. Alinhamento grosseiro da sonda. O feixe de laser devia ser ortogonal à superfície da caixa.
- 3.26 FASE 2. Alinhamento da sonda. Os feixes emitidos (representados por diâmetros maiores) são comparados aos feixes refletidos (representados por diâmetros menores). Quando a figura se tornava simétrica, o alinhamento da sonda estava completado.
- 3.27 Localização da origem do sistema de referência na bomba.
- 3.28 Representação esquemática do procedimento para localização do plano  $x = 0$ .
- 3.29 Diferença de sinais durante a localização da reta  $y = 0$ .
- 3.30 Circuito de testes com características especiais para atrasar a degradação do fluido de trabalho. No ponto mais baixo, foi montada uma válvula para esvaziamento do circuito.
- 3.31 Reservatório do fluido de trabalho projetado para permitir a eliminação das bolhas no circuito.
- 3.32 Resistência localizada de fluxo. Responsável por introduzir no circuito a perda de pressão devido aos dispositivos instalados em um procedimento de C.E.C.
- 3.33 Instalação do medidor de vazão tipo turbina no circuito. As perturbações no escoamento na operação do instrumento foram eliminadas deixando-se seções de tubo reto na entrada e saída do medidor nos comprimentos recomendados pelo fabricante.
- 3.34 Acionador magnético da bomba, com o cubo de acrílico e o sensor ótico instalados.
- 3.35 Fotografia do circuito de testes. O fluido de trabalho, mesmo protegido contra a degradação, durava no máximo uma semana.

- 3.36 Vista frontal e de lado do volume de medida que possuía a forma de um elipsóide de revolução. O comprimento era cerca de 12,5 vezes maior do que o diâmetro para ambos os pares de feixes.
- 3.37 Desalinhamento (exagerado) entre o tubo de descarga da bomba e a caixa para o casamento do índice de refração.
- 3.38 Fotografia da versão final do sistema para realizar as medidas utilizando-se do casamento dos índices de refração do acrílico e do fluido de trabalho. A estrutura vermelha acima da caixa deve ser desconsiderada (distorção provocada pelo processo de revelação).
- 4.1 Dimensões básicas do canal utilizado nas simulações numéricas. Todas as cotas e as funções que geram as superfícies do canal foram tomadas de um dispositivo real.
- 4.2 Variação relativa do espaçamento, do raio de giração e da área da seção transversal do canal ao longo da direção  $x_1$ . O escoamento se dá em um canal divergente-convergente.
- 4.3 Curvas paramétricas de operação do canal (mostrado em azul, à esquerda na figura). Note que as simulações foram conduzidas entre os dois limites de operação deste dispositivo, o *bypass* cardiopulmonar e assistência ventricular.
- 4.4 Campo de velocidade de rotação ( $ReR = 33$ ,  $ReQ = 7189$ ). O fluido, no centro do canal possui velocidade de rotação muito baixa, de forma semelhante ao escoamento descrito por Stewartson entre dois discos com rotações em sentidos opostos.
- 4.5 Campo de velocidade na direção  $x_2$  ( $ReR = 33$ ,  $ReQ = 7189$ ,  $U_{BAR} = 0,76 \text{ m s}^{-1}$ ). Na entrada do canal a imposição de um perfil uniforme para a velocidade na direção  $x_1$  provocou uma reorganização no escoamento.
- 4.6 Campo de pressão estabelecido no canal ( $ReR = 33$ ,  $ReQ = 7189$ ,  $U_{BAR} = 0,76 \text{ m s}^{-1}$ ). Foi adotada uma pressão de referência na posição  $x_1 = 0$  e  $x_2 = 0,5$ .
- 4.7 Campo da velocidade  $u$  adimensional ( $ReR = 33$ ,  $ReQ = 7189$ ,  $U_{BAR} = 0,76 \text{ m s}^{-1}$ ). Uma região de desaceleração pode ser observada após transição da porção divergente para a porção convergente do canal.
- 4.8 Campo de velocidade adimensional  $u$  ( $ReR = 33$ ,  $ReQ = 7189$ ,  $U_{BAR} = 0,76 \text{ m s}^{-1}$ ). Pode-se observar um refluxo à saída do canal.
- 4.9 Velocidade  $u$  no centro do canal ao longo de  $x_1$  para  $ReR = 33$  e  $ReR = 49$ . A transição divergente-convergente do canal, que ocorre a  $x_1 = 0,6$ , influencia na evolução da componente  $u$  ao longo de  $x_1$ .
- 4.10 Evolução dos perfis da velocidade adimensional ao longo da direção  $x_1$  ( $ReQ = 7189$  e  $ReR = 33$ ). O fluido era acelerado nas regiões próximas às superfícies rotativas.
- 4.11 Evolução dos perfis da velocidade adimensional ao longo da direção  $x_1$  ( $ReQ = 7189$  e  $ReR = 49$ ). À partir da transição divergente - convergente do canal ( $x_1 = 0,6$ ), a velocidade atinge valores negativos no centro do canal, continuando assim até à descarga.
- 4.12 Campo de velocidade de rotação ( $ReQ = 7189$ ,  $ReR = 49$ ). Na saída, o fluido apresentou um aumento da rotação na parte central do canal.
- 4.13 Perfis da velocidade de rotação adimensional ao longo da direção  $x_1$  ( $ReQ = 7189$ ,  $ReR = 33$ ). O fluido, no centro do canal, exibe maior velocidade de rotação na parte convergente ( $x_1 > 0,6$ ).
- 4.14 Perfis da velocidade de rotação adimensional ao longo da direção  $x_1$  ( $ReQ = 7189$ ,  $ReR = 49$ ). A imposição da condição de escoamento localmente parabólico pode levar a perfis de velocidade inisitados.
- 4.15 Campo de velocidade adimensional na direção  $x_2$  ( $ReQ = 7189$ ,  $ReR = 49$ ,  $U_{BAR} = 0,76 \text{ m s}^{-1}$ ). O efeito de sucção provocado pelas superfícies rotativas se fez presente desde a entrada do canal.

- 4.16 Perfil da pressão adimensional na direção  $x_1$  no centro do canal, mantendo-se a vazão constante ( $ReQ = 7189$ ) e variando-se a rotação ( $ReR = 33$  e  $ReR = 49$ ). Ocorreu um ganho significativo de pressão a partir da transição da porção divergente para a porção convergente do canal.
- 4.17 Ordem de grandeza dos termos inerciais e viscosos ao longo da coordenada  $x_1$ . A partir da transição divergente-convergente ( $x_1 = 0,6$ ) os termos apresentam crescimento simultâneo com conseqüências perceptíveis na curva de pressão relativa.
- 4.18 Campo da velocidade adimensional  $u$  ( $ReQ = 9885$ ,  $ReR = 49$ ,  $U_{BAR} = 1,05 \text{ ms}^{-1}$ ). O pico de velocidade máxima é menor em relação ao caso onde  $ReQ = 7189$ .
- 4.19 Evolução do perfil da velocidade na direção  $x_1$  ao longo do canal ( $ReQ = 9885$  e  $ReR = 49$ ). Não se verificou fluxo retrógrado na saída do canal.
- 4.20 Campo de velocidade de rotação ( $ReQ = 9885$ ,  $ReR = 49$ ). Quando a velocidade  $u$  é positiva na saída do canal, a aproximação de escoamento localmente parabólico pode ser aplicado sem restrições nesta região.
- 4.21 Perfis da velocidade de rotação adimensional ao longo da direção  $x_1$  ( $ReQ = 9885$ ,  $ReR = 49$ ).
- 4.22 Campo de velocidade adimensional  $w$  ( $ReR = 49$  e  $ReQ = 9885$ ). Devido à geometria do canal, uma maior quantidade de fluido é desviada na direção do cone inferior.
- 4.23 Perfis da pressão relativa adimensional. A rotação foi mantida constante ( $ReR = 49$ ) enquanto variou-se a vazão ( $ReQ = 7189$  a  $9885$ ). O efeito do aumento da vazão que passava pelo canal se refletiu na diminuição da diferença de pressão entre a saída e a entrada.
- 4.24 Perfis do potencial hemolítico nas proximidades dos cones 2 e 3 ao longo de  $x_1$  ( $ReR = 33$ ,  $ReQ = 7189$ ). O cone 3, por estar mais afastado do eixo de rotação, induzia maiores tensões de cisalhamento, o que se refletiu em níveis maiores de potencial de liberação de hemoglobina.
- 4.25 Potencial hemolítico nas proximidades do cone 3 em função da coordenada  $x_1$  para os três casos estudados neste capítulo. A %Hb é fortemente influenciada pela velocidade de rotação do canal.
- 4.26 Perfis do potencial hemolítico ao longo da seção transversal à altura da saída do canal ( $x_1 = 0,95$ ). Nota-se a presença de dois picos de máximo relativo, nas posições  $x_2 = 0,38$  e  $x_2 = 0,61$ , nos perfis de %Hb para o caso  $ReR = 49$  e  $ReQ = 7189$ . Estes picos foram causados pelo fluxo retrógrado, o qual gerou no escoamento uma combinação de aumento da tensão de cisalhamento e do tempo de exposição.
- 4.27 Detalhe dos picos de máximo relativo do perfil de %Hb observados na Fig. 4.26. O pico de maior potencial de hemólise ocorria à altura de  $x_2 = 0,61$  coincidindo com a maior intensidade de fluxo retrógrado que ocorria nas proximidades do cone 3.
- 4.28 Pontos de operação medidos em um circuito de C.E.C. (representados por círculos) em duas situações durante o intervento (arterial livre e arterial parcialmente pinçada) em comparação com os pontos de operação equivalentes ajustados durante as medidas com o laser Doppler (representados por triângulos).
- 4.29 Direções principais de medida. A geometria da caixa externa, utilizada para o casamento dos índices de refração, e a simetria axial dos canais da bomba determinaram esta configuração.
- 4.30 Localização do sistema de referência na bomba. As medidas foram realizadas ao longo da parte negativa do eixo Z. Devido ao critério de qualidade descrito no Capítulo 3, a maior quantidade de medidas foram obtidas também na parte negativa dos eixos X e Y.
- 4.31 Acesso de topo. Nesta configuração o fotomultiplicador recebia uma quantidade de luz refletida além de suas especificações e, por este motivo, não foi empregado.
- 4.32 Campo bidimensional de velocidade ao longo do plano Z-X para as condições operacionais médias de 2600 RPM, 2,39 l/min e diferença de pressão de 280 mmHg. O escoamento não possuía simetria axial.

- 4.33 Perfis da velocidade média  $v_r$  e  $v_z$  para a região 1 (2,3 l/min; 277 mmHg; 2600 RPM). A componente axial apresenta simetria ao longo do eixo X, porém a componente radial revela que o fluido chegando pela parte positiva possui o dobro da velocidade radial do fluido que chega pela parte negativa do eixo X.
- 4.34 Perfis da velocidade média das componentes radial ( $v_r$ ) e axial ( $v_z$ ) para a região 2 (2,5 l/min; 293 mmHg; 2850 RPM). As paredes do cone 3 passam pelas posições  $x = -10$  e  $x = 10$  mm.
- 4.35 Corte mostrando a seção transversal do aparato de teste (com a bomba ao centro) com as linhas onde foram realizadas as medidas a jusante e a montante do tubo de descarga.
- 4.36 Posição ao longo do eixo Z onde foram realizadas as medições a jusante e a montante do tubo de descarga.
- 4.37 Perfis da velocidade axial ( $v_z$ ) média a jusante (direção f-t) e a montante (direção e-d) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -2$  mm (2,3 l/min; 277 mmHg; 2600 RPM).
- 4.38 Perfis da velocidade axial RMS a jusante (direção f-t) e a montante (direção e-d) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -2$  mm.
- 4.39 Perfis da velocidade axial média ( $v_z$ ) a jusante (f-t) e a montante (e-d) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -10$  mm (2,5 l/min; 293 mmHg; 2850 RPM). O trapézio mostrado entre as posições 4,75 e 6,5 representa o cone 2 a jusante.
- 4.40 Perfis da velocidade axial RMS a jusante (direção f-t) e a montante (direção e-d) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -10$  mm. Nota-se a tendência dos valores da velocidade RMS diminuir quando o volume de medida se aproxima de alguma superfície.
- 4.41 Perfis da velocidade axial média a jusante (f-t) e a montante (e-d) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -15$  mm (2,3 l/min; 266 mmHg; 2400 RPM, direção e-d; 2,4 l/min; 293 mmHg; 2700 RPM, direção f-t).
- 4.42 Perfis da velocidade axial RMS a jusante (direção f-t) e a montante (direção e-d) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -15$  mm. O aumento da resistência ao escoamento a jusante do tubo de descarga fez aumentar o nível de turbulência no fluido que passa pela região central da bomba.
- 4.43 Perfis da velocidade axial média a jusante (f-t) e a montante (e-d) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -21$  mm (2,5 l/min; 291 mmHg; 2850 RPM, direção e-d; 2,4 l/min; 277 mmHg; 2600 RPM, direção f-t).
- 4.44 Perfis da velocidade axial RMS a jusante (direção f-t) e a montante (direção e-d) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -21$  mm.
- 4.45 O volume de medida, quando deslocado ao longo da direção f-t, não é adequado para realizar medidas próximas às superfícies, sob pena de introduzir velocidades axiais nulas, que não representam àquelas do fluido.
- 4.46 Perfis da velocidade tangencial média na posição  $z = -15$  mm (2,4 l/min; 293 mmHg; 2700 RPM).
- 4.47 Perfis da velocidade tangencial média e RMS na posição  $z = -2$  mm. O fluido nas proximidades do eixo de rotação da bomba ( $y = 0$ ) não possuía velocidade tangencial.
- 4.48 Perfis da velocidade tangencial média e RMS na posição  $z = -21$  mm (2,4 l/min; 277 mmHg; 2600 RPM). De maneira semelhante ao que foi observado na simulação numérica, o fluido nas proximidades das superfícies rotativas possui velocidade de rotação semelhante à da bomba enquanto que, fora da camada de atuação das forças viscosas, esta velocidade era muito menor (cerca de três vezes menor para o canal entre os cones 2 e 3, e, vinte e três vezes menor para o canal entre os cones 1 e 2).
- 4.49 Perfis da energia cinética da turbulência obtidas à cota -2 mm. Quando a bomba era sujeita a um aumento da resistência hidráulica do circuito, registravam-se níveis mais altos da energia cinética turbulenta.

- 4.50 Perfis da energia cinética da turbulência obtidas à cota -10 mm. A velocidade de rotação da bomba influenciou fortemente os níveis de energia cinética turbulenta introduzida no escoamento.
- 4.51 Perfis da energia cinética da turbulência obtidas à cota -15 mm. A interação entre duas camadas de fluido adjacentes, com velocidades em sentidos opostos, fez com os picos da energia cinética turbulenta fossem maiores no canal externo.
- 4.52 Perfis da energia cinética da turbulência obtidas à cota -21 mm. A interação entre camadas com grande diferença de velocidades foi a responsável pelos picos observados no perfil de energia cinética turbulenta que ocorrem no canal externo e naquele formado pelos cones 2 e 3.
- 4.53 Dimensão dos menores turbilhões presentes à cota -2 mm ( $Le = 24 \times 10^{-3}$  m). O maior potencial hemolítico ocorreu em uma região a montante do cone 3, na entrada do canal formado entre os cones 2 e 3.
- 4.54 Dimensão dos menores turbilhões presentes à cota -10 mm ( $Le = 17 \times 10^{-3}$  m). Os maiores potenciais hemolíticos ocorreram nas regiões de entrada dos canais formados pelos cones 2 e 3 e pelos cones 1 e 2.
- 4.55 Dimensão dos menores turbilhões presentes à cota -15 mm ( $Le = 8 \times 10^{-3}$  m para o canal externo e  $Le = 4 \times 10^{-3}$  m para o canal entre os cones 2 e 3). Os maiores potenciais hemolíticos ocorreram nas regiões equidistantes das paredes.
- 4.56 Dimensão dos menores turbilhões presentes à cota -15 mm ( $Le = 14 \times 10^{-3}$  m para o canal externo e  $Le = 4 \times 10^{-3}$  m para o canal entre os cones 2 e 3). O menor valor para a escala de Kolmogorov ocorreu nas proximidades do cone 3, no canal interno.
- 4.57 Dimensão dos grandes turbilhões em função da tensão normal de Reynolds. Condições hemolíticas e não hemolíticas puderam ser diferenciadas utilizando o conceito da Cascata de Energia.

## LISTA DE TABELAS

- 1.1 Condições hemodinâmicas que indicam o suporte circulatório mecânico ao ventrículo esquerdo.
- 1.2 Critérios de Exclusão para o suporte circulatório mecânico.
- 3.1 Termos fonte e gradientes de pressão para as equações do movimento em cada direção.
- 3.2 Parâmetros ópticos dos feixes utilizados no anemômetro laser Doppler. Estes parâmetros são referentes ao uso de uma lente convergente com distância focal de 160 mm.
- 3.3 Massa de NaI suficiente para saturar 100 g de água em função da temperatura.
- 3.4 Dimensões dos volumes de medida formados no fluido de trabalho para cada par de feixes.
- 3.5 A fonte dos erros (Problema) e suas causas. Os problemas foram de dois tipos: um devido à parte óptica e outro devido ao fluido de trabalho.
- 4.1 Posição  $x_2$ , na saída do canal, onde ocorreu o máximo relativo do perfil de velocidade ( $x_{2max}$ ) e  $\varepsilon$  para cada situação ( $ReQ = 7189$ ).
- 4.2 Posição  $x_{2max}$ , na saída do canal, onde ocorreu o máximo relativo do perfil de velocidade e  $\varepsilon$  para cada situação, mantida fixa a rotação ( $ReR = 49$ ).
- 4.3 Dimensão dos menores turbilhões presentes no escoamento para cada ponto mostrado na Fig. 4.57.
- 4.4 Relações de causa e efeito associadas aos mecanismos de hemólise que ocorrem em uma bomba utilizada em CEC.

## NOMENCLATURA

### *Letras Latinas*

%Hb	- porcentagem de hemoglobina liberada devido à hemólise mecânica	
$dx_1$	- distância infinitesimal na direção $x_1$	
$dx_2$	- distância infinitesimal na direção $x_2$	
$d\theta$	- abertura angular do volume de controle	[rad]
$f$	- superfície de revolução que forma o canal axisimétrico	[m]
$f_0$	- frequência do laser que forma o volume de medida	[Hz]
$f_B$	- frequência de deslocamento introduzida em dos feixes do laser pela célula de <i>Bragg</i>	[Hz]
$f_D$	- frequência Doppler gerada por uma partícula ao atravessar o volume de medida	[Hz]
$g$	- superfície de revolução que forma o canal axisimétrico	[m]
$h_1$	- métrica da transformação que relaciona as coordenadas $(x,y,z)$ à coordenada $x_1$ .	[m]
$h_2$	- métrica da transformação que relaciona as coordenadas $(x,y,z)$ à coordenada $x_2$ .	[m]
$h_3$	- métrica da transformação que relaciona as coordenadas $(x,y,z)$ à coordenada $\theta$ .	[m]
$i$	- índice da posição vertical de um elemento de uma matriz	
$j$	- índice da posição horizontal de um elemento de uma matriz	
$n$	- índice de refração	
$r$	- raio de curvatura	[m]
$rd_1$	- distância perpendicular, em relação ao eixo de rotação, da entrada do canal	[m]
$rg$	- raio de giração	[m]
$s$	- razão entre duas velocidades angulares	
$t$	- tempo de exposição	[s]
$u$	- velocidade na direção radial no disco de von Kármán	[m s <sup>-1</sup> ]
$u_0$	- velocidade RMS característica de um determinado escoamento turbulento	[m s <sup>-1</sup> ]

ua - velocidade adimensional na direção $x_1$ .	
v - velocidade tangencial no disco de von Kármán	$[m\ s^{-1}]$
vr - velocidade radial	$[m\ s^{-1}]$
vt - velocidade tangencial	$[m\ s^{-1}]$
vz - velocidade axial	$[m\ s^{-1}]$
w - velocidade na direção axial no disco de von Kármán	$[m\ s^{-1}]$
<b>u</b> - velocidade na direção $x_1$	$[m\ s^{-1}]$
<b>v</b> - velocidade tangencial	$[m\ s^{-1}]$
<b>w</b> - velocidade na direção $x_2$	$[m\ s^{-1}]$
ADD - termo de adição para gerar um determinado perfil de velocidade	$[m\ s^{-1}]$
C - constante de calibração do anemômetro laser Doppler	$[m\ s^{-1}\ MHz^{-1}]$
D - diâmetro do rotor da bomba	$[m]$
K - Energia cinética da turbulência por unidade de massa	$[m^2\ s^{-2}]$
$K_R$ - fator de conversão da resistência hidráulica	
$K_T$ - constante de calibração do medidor tipo turbina	$[l^{-1}]$
H - desnível observado entre os meniscos do mercúrio nas duas pernas do tubo em U	$[mm]$
IM - incerteza de uma medida experimental	
Le - dimensão característica de um determinado escoamento turbulento	$[m]$
LS - dimensão dos menores turbilhões presentes em um escoamento turbulento	$[m]$
$N_P$ - número adimensional de pressão	
$N_Q$ - número adimensional de vazão	
$N_R$ - número adimensional de rotação	
P - pressão	$[N\ m^{-2}]$
Q - vazão	$[m^3\ s^{-1}]$
R - resistência hidráulica do circuito	$[N\ s\ m^{-5}]$
$R_{1i}$ - raio de entrada do cone 2	$[mm]$
$R_{1s}$ - raio de entrada do cone 3	$[mm]$
$R_{2i}$ - raio de saída do cone 2	$[mm]$
$R_{2s}$ - raio de saída do cone 3	$[mm]$
$R_2$ - distância perpendicular, em relação ao eixo de rotação, da saída do canal	$[m]$
ReR - número de Reynolds rotacional	
ReQ - número de Reynolds transversal	
S - espaçamento entre duas superfícies que formam um canal axisimétrico	$[m]$

$S_1$ - Distância perpendicular entre os cones 2 e 3 na entrada do canal	[m]
$S_2$ - Distância perpendicular entre os cones 2 e 3 na saída do canal	[m]
TI - termos inerciais	[ms <sup>-2</sup> ]
TV - termos viscosos	[ms <sup>-2</sup> ]
U - velocidade	[m s <sup>-1</sup> ]
V - velocidade de uma partícula passando pelo volume de medida	[m s <sup>-1</sup> ]

### *Letras Gregas*

$\alpha$ - coeficiente não-linear da equação inversa de Laplace	
$\beta$ - coeficiente não-linear da equação inversa de Laplace	
$\delta$ - espessura da camada limite	[m]
$\varepsilon$ - comprimento de penetração viscosa	[m]
$\phi$ - variável que pode substituir $u$ , $v$ ou $w$	
$\gamma$ - coeficiente não-linear da equação inversa de Laplace	
$\varphi$ - ângulo de separação entre os feixes do anemômetro laser Doppler	[rad]
$\lambda$ - comprimento de onda do laser	[nm]
$\mu$ - viscosidade dinâmica	[kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]
$\nu$ - viscosidade cinemática	[m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]
$\theta$ - posição angular	
$\rho$ - densidade	[kg m <sup>-3</sup> ]
$\sigma$ - tensão normal ou de cisalhamento	[N m <sup>-2</sup> ]
$\tau$ - tensor, ou tensão de cisalhamento [N m <sup>-2</sup> ]	
$\omega$ - velocidade de rotação	[s <sup>-1</sup> ]
$\psi$ - valor médio da frequência do rotor do medidor de vazão tipo turbina	[Hz]
$\Omega$ - velocidade de rotação	[min <sup>-1</sup> ]
$\Omega_0$ - velocidade angular do disco	[s <sup>-1</sup> ]
$\Omega_1$ - velocidade angular do fluido no infinito	[s <sup>-1</sup> ]

### ***Símbolos Matemáticos***

$\partial$  - derivada parcial

$\infty$  - infinito

$\nabla$  - operador de gradiente

$\nabla \cdot$  - operador de divergente

### ***Superescritos***

\* - grandeza dimensional

' - valor de correção

### ***Subscritos***

e - face leste do volume de controle

n - face norte do volume de controle

s - face sul do volume de controle

w - face oeste do volume de controle

BAR - valor médio

E - ponto nodal a leste do volume de controle

N - ponto nodal ao norte do volume de controle

P - ponto nodal no centro do volume de controle

RMS - valor da raiz média quadrática

S - ponto nodal ao sul do volume de controle

W - ponto nodal a oeste do volume de controle

$\phi$  - variável que pode representar as direções  $x_1$ ,  $x_2$  ou  $\theta$

### ***Abreviações***

ALD - anemômetro laser Doppler

BSA - *Burst Spectrum Analyzer*

C.E.C - circulação extracorpórea

D.A.V. - dispositivo de assistência ventricular

FFT - transformada de Fourier

LED - diodo emissor de luz

PC - computador pessoal

P.I.V. - velocimetria por imagem de partícula

PVC - cloreto de polivinila

RMS - raiz média quadrática

RPM - rotações por minuto

SIMPLE - método semi-implícito de equações acopladas à pressão

SIMPLEC - método semi-implícito de equações acopladas à pressão - consistente

U.C.P. - unidade central de processamento

V.C - volume de controle

## RESUMO

BARBOSA, Marcos Pinotti, *Escoamento no interior de um dispositivo centrífugo utilizado em circulação extracorpórea*, Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1996, 203 p. Tese (Doutorado)

A falta de informação básica sobre os mecanismos responsáveis pela hemólise mecânica impede, na maioria dos casos, o uso adequado da bomba centrífuga. Visando a preencher esta lacuna, este trabalho foi conduzido de modo a se estudarem as estruturas básicas do escoamento no interior de uma bomba centrífuga e relacioná-las a um potencial de hemólise. Foram empregadas duas abordagens distintas: simulação numérica de um canal isolado da bomba, com o objetivo de compreender a interação entre as forças inerciais, viscosas e de pressão em diversas situações operacionais, e medição experimental do campo de velocidade nos canais internos da bomba, com a finalidade de se obter uma visão global do escoamento e da interação entre os diferentes canais. O desafio do método numérico foi resolver as equações do movimento escritas em coordenadas ortogonais generalizadas a partir da formulação de fluxo de tensão. O programa computacional foi implementado em FORTRAN, empregando um algoritmo baseado no método dos volumes finitos. As medidas de velocidade foram realizadas por um sistema de anemômetro laser Doppler de última geração, capaz de medir duas componentes simultâneas de velocidade. Desenvolveu-se um protocolo experimental que superou os principais obstáculos associados ao acesso óptico às regiões de interesse no interior da bomba e à similaridade entre as condições de testes e as fisiológicas. A contribuição deste trabalho foi o desenvolvimento de uma metodologia de análise que relaciona as estruturas básicas do escoamento ao potencial de danos às células vermelhas do sangue.

*Palavras Chave:* Bioengenharia, Bomba Centrífuga, Hemólise, *Bypass* Cardiopulmonar, Anemômetro Laser Doppler, Método de Casamento de Índices de Refração, Medidas de Turbulência, Simulação Numérica, Método dos Volumes Finitos, Geração Numérica de Malhas

## ABSTRACT

BARBOSA, Marcos Pinotti, *Escoamento no interior de um dispositivo centrifugo utilizado em circulação extracorpórea*, Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1996, 203 p. Tese (Doutorado)

The lack of basic information about the performance of mechanical hemolysis severely affects centrifugal blood pump handling. The present work faced this problem by studying the flow structures and the way hemolytic potential is influenced by them. Two distinct approaches were employed: numerical simulation of a single channel of the pump, in order to understand the interaction of inertial, viscous and pressure forces in different operational situations, and non-invasive measurements of the velocity field to provide a general picture of the flow field as well as the interaction between the flow generated by each channel. Solving the Momentum equations, that were written in generalized orthogonal coordinates, using the stress-flux formulation, was the challenge of the numerical method. The computational program was devised by employing the finite volume method and it was implemented in FORTRAN language. The velocity measurements were performed by a laser Doppler anemometer system capable of acquiring and processing two simultaneous orthogonal velocity components. Difficulties arising from the optical access to the regions of interest inside the pump and from the similitude between testing and physiological conditions were overcome by the experimental protocol specially designed for non-intrusive velocity measurements. The main contribution of the present study concerns the development of a specific methodology which provides the link between the flow structures and the potential damage to the red blood cells.

Keywords: Bioengineering, Centrifugal Pump, Hemolysis, Cardiopulmonary Bypass, Laser Doppler Anemometer, Refractive Index Matching, Turbulence Measurements, Numerical Simulation, Finite Volume Method, Numerical Grid Generation

# CAPÍTULO 1

## CONSIDERAÇÕES INICIAIS

### 1.1 INTRODUÇÃO

Estas considerações iniciais não têm a finalidade de ser uma revisão bibliográfica completa sobre dispositivos mecânicos de assistência ao coração, mas fornecerão as palavras-chaves e conceitos da fronteira entre a engenharia e a medicina sobre este assunto. O objetivo primário é o de informar a um engenheiro quais as utilidades e características desejáveis de um dispositivo mecânico conectado a um sistema fisiológico complexo, com a tarefa de substituir total ou parcialmente o coração. Por outro lado, a um médico, esta introdução tem o objetivo de esclarecer quais os princípios físicos e ferramentas que permitem avaliar dispositivos mecânicos que desempenham a função de bomba do músculo cardíaco.

Dispositivos para bombeamento de sangue são frequentemente empregados em duas situações clínicas distintas: assistência ventricular, quando ocorre falência cardíaca, e substituição da função do coração, em operações de *bypass* cardiopulmonar. Do ponto de vista de engenharia, estas duas aplicações diferenciam-se pelo nível de pressão em que os dispositivos operam. No caso da assistência ventricular, a bomba movimenta o sangue contra a resistência vascular sistêmica<sup>1</sup> do paciente (de  $92 \times 10^6$  à  $130 \times 10^6$  Nsm<sup>-5</sup>) em assistência ao ventrículo esquerdo, ou contra a resistência pulmonar (de  $4,5 \times 10^6$  à  $10 \times 10^6$  Nsm<sup>-5</sup>) durante assistência ao ventrículo direito. O nível de resistência ao escoamento aumenta quando outros dispositivos são adicionados entre a saída da bomba e o paciente, como é o caso de um procedimento típico de *bypass* cardiopulmonar. Conseqüentemente, a diferença de pressão requerida para a operação adequada da bomba será maior. Oxigenador, trocador de calor,

---

<sup>1</sup> Resistência vascular sistêmica é uma medida da diferença de pressão necessária para manter um determinado fluxo de sangue através do leito vascular. O valor da resistência é obtido a partir da chamada *equação fundamental do fluxo*:  $R = \Delta P/Q$ .

filtro de linha e conectores são adicionados ao circuito para cumprir seu papel durante a operação, fazendo a resistência total do circuito (dispositivos mais paciente) chegar a valores de três a cinco vezes maiores que a resistência vascular periférica do paciente. Características gerais da assistência ventricular e do *bypass* cardiopulmonar são discutidas a seguir.

## 1.2 PROCEDIMENTOS COM MAIOR DEMANDA DE DISPOSITIVOS PARA BOMBEAMENTO DE SANGUE

### 1.2.1 Assistência ventricular

A falência cardíaca ocorre porque o coração não consegue bombear sangue suficiente para suprir as necessidades metabólicas do organismo. Portanto, os dois objetivos principais da assistência ventricular são: diminuir o trabalho do coração e restituir a perfusão adequada aos órgãos vitais. Se bem sucedido, o suporte mecânico irá diminuir o consumo de oxigênio do coração, permitindo aos ventrículos funcionarem sob condições mais fisiológicas, diminuindo a sobrecarga imposta ao miocárdio decorrente da perda de função de partes do próprio coração. A assistência deve ser realizada de forma a permitir que o fluxo total de sangue, fornecido pela bomba e pelo coração natural, seja suficiente para promover rápida reversão da acidose sistêmica, da hipoxia, da vasoconstrição, da hipotensão e da debilitada perfusão periférica<sup>2</sup>, assim como reduzir a possibilidade de disfunção dos órgãos vitais (PENNINGTON e SWARTZ, 1992).

A assistência ao ventrículo esquerdo é realizada bombeando o sangue do átrio e do ventrículo para o sistema arterial, enquanto que a assistência ao ventrículo direito é realizada removendo o sangue do átrio e ventrículo direito e injetando-o na artéria pulmonar. Em ambos os casos, é utilizado um dispositivo mecânico para bombeamento do sangue. Os protocolos hemodinâmicos utilizados nos principais centros de cirurgia cardíaca são baseados no trabalho de NORMAN e BERNHARD (1975), que determinaram quais as condições hemodinâmicas

---

<sup>2</sup>Acidose sistêmica é a diminuição do pH do sangue devido ao aumento da quantidade de íons  $\text{HCO}_3^-$  decorrente da ineficiência da circulação em promover a troca gasosa e de substâncias nos tecidos. Hipoxia é a diminuição do fornecimento de  $\text{O}_2$  aos tecidos. Vasoconstrição é a diminuição do calibre dos vasos sanguíneos; em casos de falência cardíaca, está relacionada à reação fisiológica que visa concentrar a perfusão sanguínea nos órgãos vitais (cérebro, coração, fígado e rins). Hipotensão é a diminuição da pressão sanguínea arterial. Perfusão periférica é a irrigação do sangue em regiões do corpo afastadas do coração.

que indicam a assistência ventricular, apresentadas no Quadro 1.1, a seguir. Tais condições foram estabelecidas assumindo-se que um nível ótimo de suporte farmacológico foi atingido e que foram corrigidas anormalidades de equilíbrio gasoso do sangue, hipovolemia, arritmias cardíacas e hipotermia.

Quadro 1.1 - Condições hemodinâmicas que indicam o suporte mecânico ao ventrículo esquerdo

A. Índice cardíaco $< 2 \text{ l/m}^2/\text{min}$
B. Resistência vascular periférica $> 2100 \times 10^6 \text{ N.s.m}^{-5}$
C. Pressão atrial esquerda $> 20 \text{ mmHg}$
D. Diurese <sup>3</sup> $< 20 \text{ ml/h}$
E. Pressão sistêmica arterial $< 80 \text{ mmHg}$

Apesar de estes critérios hemodinâmicos serem úteis, é importante enfatizar que os pacientes deveriam ser colocados em suporte circulatório antes de atingirem os limites descritos acima. Entretanto, a decisão de se instalar um dispositivo de assistência ventricular (DAV) pode ser difícil, por três razões básicas. A primeira delas está relacionada com o risco de infecções. A inserção de um DAV implica também na implantação crônica de cânulas que ligam o sistema circulatório ao dispositivo artificial. Além disso, a remoção do dispositivo requer uma segunda operação. Estas duas características aumentam consideravelmente o risco de infecções pós-operatórias. A segunda está relacionada com a previsão do tempo de uso do dispositivo. É muito difícil prever em quanto tempo o miocárdio irá se recuperar e qual a extensão de tal recuperação. Portanto, o protocolo de assistência deve ser constantemente reavaliado, dependendo da evolução do paciente. A terceira está relacionada com as condições de anticoagulação do paciente antes da inserção da assistência mecânica. Entre a indicação da necessidade da assistência e a sua efetiva implantação, o paciente está sujeito a um estado temporário de choque cardiogênico, podendo comprometer a circulação de sangue nos órgãos vitais (cérebro, rins e fígado). Portanto, a decisão de implantação da assistência circulatória, além de difícil, deve ser tomada rapidamente.

Alguns critérios devem ser considerados para decidir se a instalação de assistência ventricular terá chances de salvar a vida do paciente ou não. Recebem o nome especial de Critérios de Exclusão e estão resumidos no Quadro 1.2. Sob quaisquer condições descritas a

<sup>3</sup> Diurese - Taxa de produção de urina.

seguir, presume-se que a inserção do suporte ventricular faria piorar as condições do paciente. Existem ainda critérios de outra ordem, não citados no texto, que influenciam na implantação de dispositivos de assistência ventricular. Dentre eles, pode-se citar a falta de infra-estrutura hospitalar para manter um paciente em tal condição e a real disponibilidade do dispositivo.

Quadro 1.2 - Critérios de Exclusão para o suporte circulatório mecânico

- |  |
|--|
| A. Doença vascular periférica grave.     |
| B. Doença vascular cerebral sintomática. |
| C. Câncer com metástase.                 |

### 1.2.2 *Bypass* Cardiopulmonar

*Bypass* cardiopulmonar é o nome da técnica utilizada, principalmente em operações cardíacas, pela qual as funções do coração e do pulmão são substituídas temporariamente por um circuito extracorpóreo que oxigena o sangue e o bombeia de volta ao paciente. O sangue é desviado do sistema venoso do paciente até um reservatório<sup>4</sup>, bombeado através de um circuito que realiza a oxigenação extracorpórea (utilizando oxigenador tipo membrana ou bolha) e reinfundido no sistema arterial. Uma bomba (de roletes ou centrífuga) é instalada neste circuito extracorpóreo para realizar a movimentação do sangue do reservatório até a cânula conectada à aorta.

Quando são utilizados oxigenadores de bolha, a bomba é posicionada a jusante do oxigenador, ao contrário do que ocorre quando utiliza-se o oxigenador de membrana, onde a bomba é instalada a montante do oxigenador. A disposição relativa entre a bomba e o oxigenador no circuito está relacionada com o princípio de funcionamento e montagem de cada tipo de oxigenador. No oxigenador de membrana, a troca de gás dá-se pelo contato do sangue com fibras porosas ocas. O oxigênio que, na maior parte das vezes, circula por dentro das fibras, atinge as hemácias por difusão. Pelo mesmo princípio, mas pelo caminho inverso (do sangue para o fluxo de gás), o gás carbônico é eliminado do sangue. Por este motivo, o sangue é sempre bombeado para o oxigenador de membrana, pois não se devem criar zonas de

---

<sup>4</sup> Conhecido como **reservatório de cardiectomia**.

baixa pressão na câmara de oxigenação, sob pena de provocar entrada de gás na câmara de oxigenação, formando assim bolhas indesejáveis no fluxo do sangue. As figuras 1.1 e 1.2 mostram o esquema de montagem do circuito que utiliza oxigenador de bolha e de membrana, respectivamente (HESSEL, 1993). Pode-se notar a presença de outros elementos do circuito, tais como o reservatório venoso (RES), que acumula o sangue evitando entrada de ar ou regiões de baixas pressões na aspiração da bomba, o trocador de calor (TC), para controlar a temperatura do paciente, e o filtro de linha arterial (FILTRO), para evitar que partículas maiores que 40  $\mu\text{m}$  circulem no sistema.

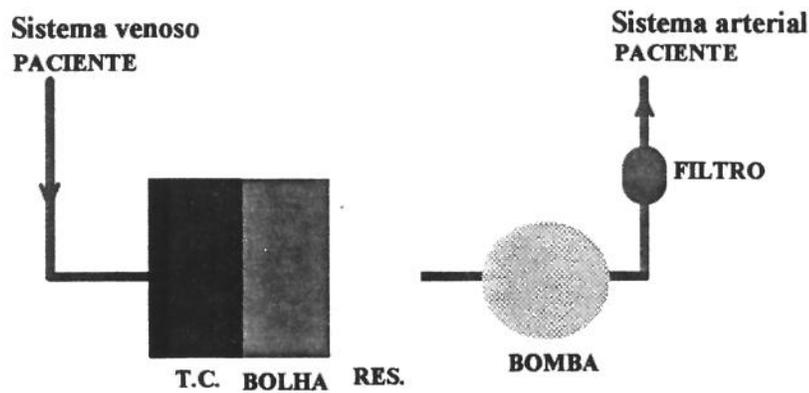


Fig.1.1 - Esquema de um circuito de *bypass* cardiopulmonar utilizando um oxigenador de bolha.

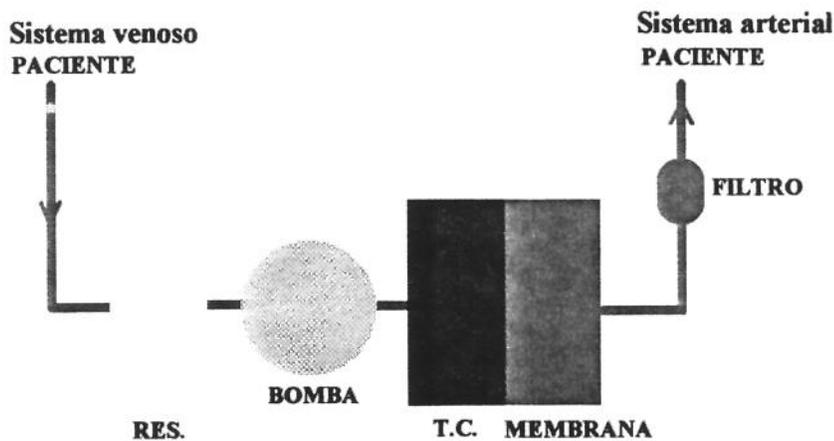


Fig.1.2 - Esquema de um circuito de *bypass* cardiopulmonar utilizando um oxigenador de membrana.

Nota-se, nas figuras acima, que o circuito do oxigenador de membrana oferece uma resistência maior contra a qual a bomba deve operar. Neste tipo de circuito, a resistência ao fluxo pode ser de 3 a 5 vezes a resistência vascular sistêmica do paciente, considerando as resistências introduzidas pelas cânulas de retorno ao paciente. Por este motivo, bombas centrífugas devem ser usadas com critério em procedimentos de *bypass* cardiopulmonar devido

às suas características de operação. Ao contrário do que ocorre na bomba de roletes, na bomba centrífuga, o efeito de um aumento na resistência do fluxo na descarga reflete na queda da vazão, fazendo com que o fluido recircule dentro da bomba. Além disso, quando não está sendo acionada ou está em baixa rotação, não oferece resistência ao fluxo retrógrado, o que é indesejável em um circuito de circulação extracorpóreo, pela possibilidade da entrada de ar no fluxo de sangue que vai ao paciente com grande potencial de embolia gasosa (geralmente fatal). Para evitar estes riscos, dispositivos adicionais são introduzidos no circuito, tais como sensores de fluxo retrógrado e válvulas unidirecionais. Não são recomendados procedimentos de pinçamento parcial das linhas de sucção e descarga da bomba para controle de fluxo, o que é largamente utilizado quando utilizam-se bombas de roletes. A oclusão destas linhas favorece a criação de zonas de baixa pressão (no caso da oclusão da linha de sucção), provocando cavitação no sangue, como também aumentando as zonas de recirculação dentro da bomba (no caso da oclusão da linha de descarga), responsáveis por um maior risco de hemólise e formação de trombos.

### 1.3 EVOLUÇÃO DOS DISPOSITIVOS PARA BOMBEAMENTO DE SANGUE

Apesar do testemunho cético de Le GALLOIS em 1812 (NORMAN, 1981), indicando que a preservação de modo fisiológico de qualquer órgão (incluindo o coração, *in situ* ou *ex vivo*) era um assunto de extrema complexidade, a idéia de se utilizar um dispositivo que permitisse a perfusão de órgãos isolados intrigou muitos pesquisadores desde o século XIX. Os princípios mecânicos básicos, que imitavam grosseiramente o coração, resumiam-se em deslocar o sangue de uma câmara pela ação de compressão de um sólido, líquido ou gás. O ciclo era completado aliviando-se a compressão e admitindo mais sangue por sucção ou ação da gravidade. O primeiro a se utilizar destes princípios foi JACOB (1895), que construiu um circuito para estudar órgãos isolados (Fig.1.3). O dispositivo de bombeamento, na parte superior da figura, era composto por duas câmaras de borracha (uma para o sangue venoso e outra para o sangue arterial) que eram comprimidas por placas de madeira pela ação de um excêntrico. A montante e a jusante de cada câmara, foram instaladas válvulas unidirecionais ( $b_1$ ,  $b_2$ ,  $b_3$  e  $b_4$ ) para o correto funcionamento deste dispositivo como bomba.

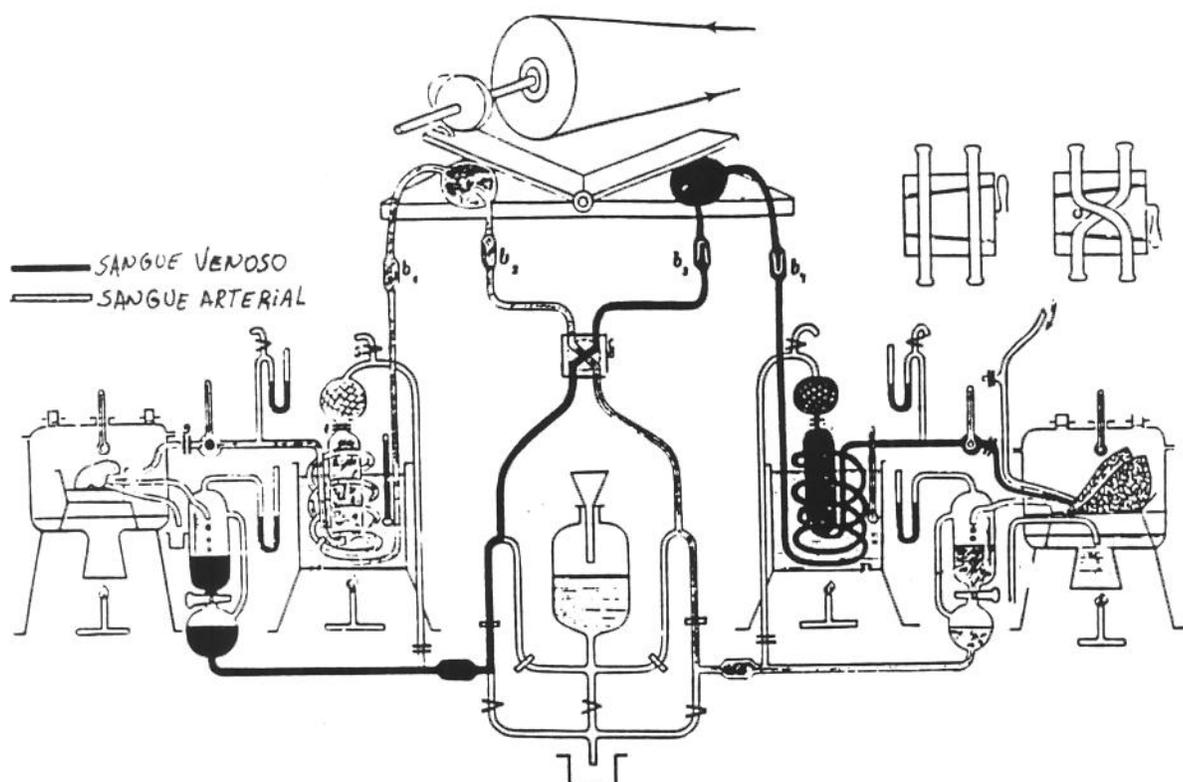


Fig. 1.3 - Circuito para o estudo de órgãos isolados realizado por Jakob J. em 1895. O dispositivo de bombeamento, acionado por polias, movimentava as placas de madeira que, por sua vez, comprimiam as câmaras de borracha para bombear o sangue. Adaptado de JACOB J. (1895).

HOOKER (1910) e RICHARDS e DRINKER (1915) usaram pistões que se moviam para frente e para trás em um cilindro para promover o bombeamento de sangue (talvez influenciados pelo grande impacto causado pelo desenvolvimento de máquinas térmicas a vapor e a explosão interna). A Fig.1.4 mostra o dispositivo de perfusão de rim isolado desenvolvido por Hooker. O fluido de perfusão, vindo dos rins, era armazenado no reservatório (a) de onde era conduzido ao sistema de bombeamento pela cânula de sucção instalada neste reservatório. O fluxo era dividido em duas partes, uma para cada pistão, que, através de movimentos alternativos, bombeava tal fluido de volta aos rins. Para evitar embolia gasosa, Hooker instalou um dispositivo para retirada das bolhas entre a bomba e os rins.

Seguindo um trabalho inovativo e independente, Charles Lindbergh e Alexis Carrel desenvolveram, em 1929, um dispositivo para perfusão de órgãos isolados, que alguns anos mais tarde foi utilizado para remover colesterol das artérias (BING, 1987). A inovação da bomba de Lindbergh, foi a introdução de uma válvula tipo flutuador que permitia a obtenção de vazão e de pressão fisiológicas.

VAN ALLEN (1932) e DEBAKEY (1934) foram os primeiros a introduzir o uso de roletes de metal, operados mecânica ou manualmente, que massageavam tubos flexíveis e promoviam o deslocamento de sangue. A bomba de Van Allen (Fig.1.5) era utilizada principalmente para transfusões de sangue e administração ou remoção de pneumotórax. Porém, apresentava altas taxas de hemólise provocada pelo deslizamento do tubo flexível na carcaça da bomba, contra-indicando seu uso como assistência à circulação. DeBakey começou a solucionar este problema, introduzindo um sistema de flanges no tubo (sistema utilizado até hoje), que evitava o movimento relativo entre o tubo e a carcaça, diminuindo assim a hemólise.

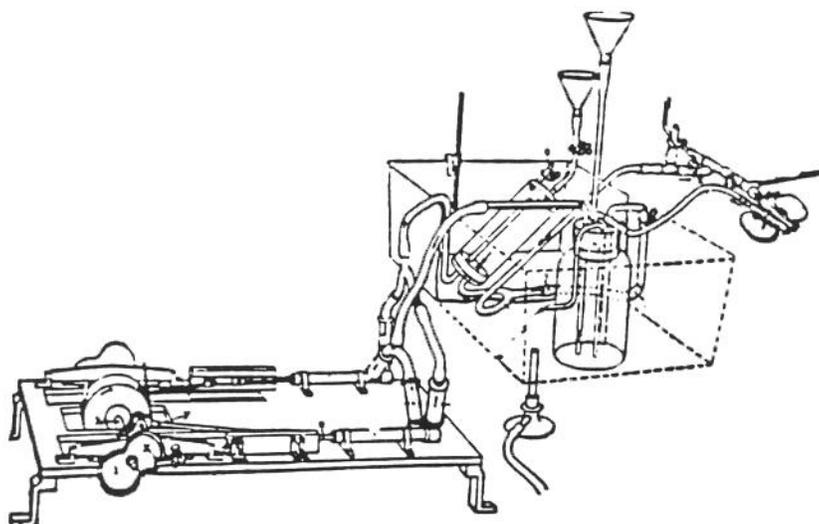


Fig. 1.4 - Aparato para perfusão de rim isolado de Hooker. O fluido de perfusão, que era continuamente borbulhado com oxigênio, era movimentado utilizando a ação de dois pistões. Novamente, neste caso, válvulas para evitar fluxo reverso também foram empregadas. Adaptado de HOOKER (1910).

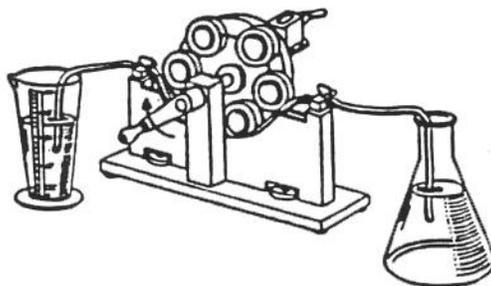


Fig. 1.5 - Sistema de calibração da primeira bomba de roletes desenvolvida por Van Allen em 1932. DeBakey, dois anos mais tarde, revolucionaria a utilização desta bomba, instalando flanges para evitar deslizamento do tubo e reduzindo, assim, drasticamente a hemólise. Extraído de VAN ALLEN (1932).

GIBBON (1939) e BJÖRK (1948) utilizaram um sistema pressurizado de água que comprimia um tubo flexível em uma carcaça rígida, sendo os precursores dos chamados dispositivos de compressão externa (LICHTENSTEIN e DINNAR, 1990).



Fig. 1.6 - Detalhe da bomba de efeito pneumático utilizada por Björk para perfusão cerebral de sangue oxigenado em cães. Adaptado de BJÖRK (1948).

Deste pequeno histórico, conclui-se que os princípios de fisiologia e de engenharia relacionados a dispositivos para bombeamento de sangue foram estabelecidos durante a primeira metade do século XX.

A assistência ventricular evoluiu nos anos 60 com o aparecimento do *bypass* cardiopulmonar, após o trabalho pioneiro de STUCKEY *et al.* (1957), que utilizaram um sistema mecânico para a assistência da circulação em um ser humano. A princípio, bombas de roletes eram utilizadas principalmente para suportar o ventrículo esquerdo após a cardiectomia, porém com sucesso limitado (SPENCER *et al.*, 1965). O aparecimento de ventrículos artificiais com câmaras flexíveis, de modo a impulsionar o sangue por atuadores pneumáticos (DEBAKEY, 1971), representou um grande avanço na assistência ventricular. Porém, o sucesso dos chamados ventrículos artificiais foi pulverizado pela formação de trombos, danos ao sangue (hemólise) e ocorrência de infecções (LEVINSON *et al.*, 1986; GRISTINA *et al.*, 1988), gerando uma enorme demanda de pesquisa de materiais biocompatíveis e para a compreensão da fluidodinâmica no interior destes dispositivos. A possibilidade de uso de bombas centrífugas adequadas à circulação do sangue (SAXTON e ANDREWS, 1960), com a vantagem adicional de uma potencial diminuição da incidência de embolia (gasosa ou por partículas), permitiu o avanço deste tipo de dispositivo no uso cirúrgico.

Na década de 70, KLETSCCHKA *et al.* (1975) introduziram o conceito do vórtice confinado, o que eliminou a necessidade das pás no rotor de uma bomba centrífuga

convencional. A energia era transmitida ao sangue utilizando o atrito viscoso e, como consequência, o bombeamento realizava-se de forma suave com baixo potencial de danos aos seus componentes.

Nas décadas de 80 e 90, dispositivos mais sofisticados foram desenvolvidos para serem utilizados em diversas situações clínicas, utilizando diferentes tecnologias para movimentar o sangue e controlar os parâmetros operacionais (NORMAN, 1981; COHN, 1990; MILLER *et al.*, 1990; MONTIÈS *et al.*, 1995; WASIKAWA *et al.*, 1995; NISHIMURA *et al.*, 1996, ANDRADE *et al.*, 1996). Atualmente, existem duas grandes tendências de projeto, a primeira, e mais antiga, procura reproduzir o fluxo fisiológico. A outra tendência de projeto é a de fornecer ao paciente aquilo que necessita no momento crítico da falência ou da insuficiência do coração, ou seja, aumento de débito cardíaco<sup>5</sup> por meio de fluxo não pulsátil. Por este motivo, existem diversas maneiras de se classificar os DAVs, baseando-se na tendência de projeto ou levando em conta o tipo do atuador (pneumático, centrífugo, etc.) ou o tipo de fluxo de sangue gerado (pulsátil ou contínuo).

Acredita-se que dispositivos pulsáteis são mais adequados à assistência a longo prazo, por reproduzirem as condições fisiológicas do paciente. Porém, esta premissa falha se o dispositivo não puder operar baseado em informações sobre as necessidades instantâneas do indivíduo (mecanismo de realimentação). Por outro lado, para um paciente que apresenta descompensação cardíaca grave, a indicação é a inserção de um dispositivo que reverta o mais rápido possível os efeitos do baixo débito, não importando se o acréscimo da vazão seja pulsátil ou não. Porém, o que se deve evitar é que, nesta tentativa de aumentar o débito, o leito arterial seja danificado pela sobrepressão gerada nestes casos. Segundo este ponto de vista, bombas não oclusivas (radiais ou axiais) são as mais seguras, pois se projetadas adequadamente, apresentarão recirculação ao serem submetidas a um aumento da contrapressão.

As figuras 1.7 e 1.8 mostram esquemas de alguns dispositivos que produzem fluxo contínuo e fluxo pulsátil, respectivamente. Bombas centrífugas e axiais são utilizadas em situações clínicas diferentes. Enquanto as bombas centrífugas são empregadas tanto em *bypass* cardiopulmonar (LYNCH *et al.*, 1978; VASILAKIS *et al.*, 1990) e assistência ventricular (SOUZA, *et al.*, 1979; MAGOVERN *et al.*, 1985; NOON, 1991; CURTIS *et al.*, 1992), as

---

<sup>5</sup> **Débito cardíaco** - Vazão de sangue no sistema cardiovascular.

bombas axiais são utilizadas para assistência à circulação, quando inseridas no organismo via artéria femoral (BUTTLER *et al.*, 1994), e como coração artificial (JARVIK, 1995; PARNIS *et al.*, 1995), quando instaladas dentro do ventrículo.

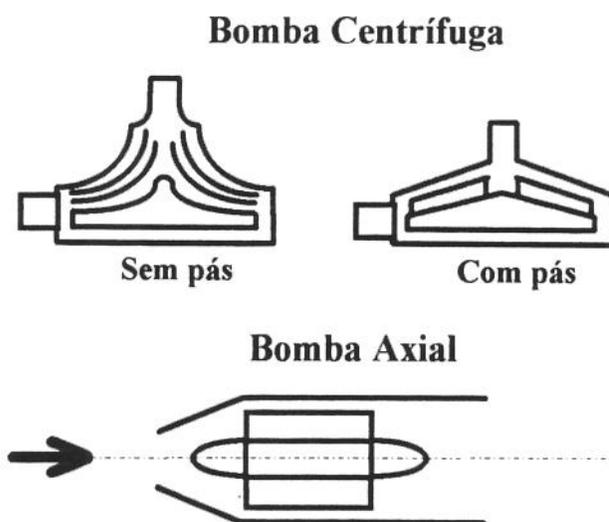


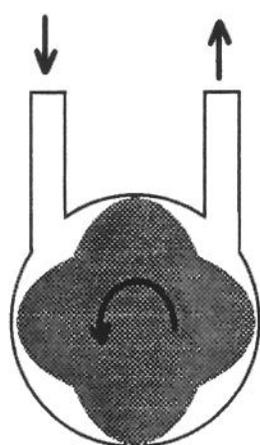
Fig.1.7 - Dispositivos que geram fluxo contínuo. Acima, os dois tipos mais comuns de bombas centrífugas, abaixo, uma bomba axial.

As bombas centrífugas sem pás (Bio-pump, *Medtronic, Eden Praire - Estados Unidos*) representam a grande maioria das bombas centrífugas utilizadas em *bypass* cardiopulmonar. Este grande sucesso é devido, em parte, pelas características não-hemolíticas desta bomba quando comparada a dispositivos centrífugos com pás (TANAKA *et al.*, 1987; OKU *et al.*, 1988; NOON *et al.*, 1990; OHTSÚBO *et al.*, 1996). Grandes esforços, no entanto, estão sendo realizados no sentido de otimizar as bombas centrífugas com pás (SCHIMA *et al.*, 1992; SCHIMA *et al.*, 1993; BLUDSZWEIT, 1995; NAKAZAWA *et al.*, 1996), pois estes dispositivos possuem a característica intrínseca de necessitarem de menor volume para o seu enchimento<sup>6</sup>, sendo, portanto, adequados para sistemas de assistência ventricular e *bypass* cardiopulmonar de pacientes com baixo volume corpóreo de sangue. Paralelamente, o desenvolvimento de bombas axiais como dispositivos implantáveis de forma permanente tem sido uma área muito ativa (NOSE, 1995), delineando uma nova tendência para os próximos anos.

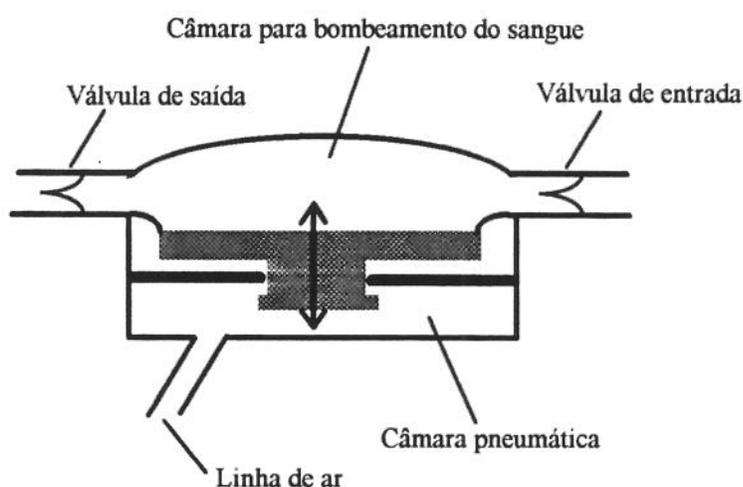
Dispositivos pulsáteis têm seu emprego direcionado ao suporte de longa duração (mais de uma semana), geralmente em procedimentos chamados de “ponte para transplante”, ou seja,

<sup>6</sup> No jargão médico, volume de *priming*.

a função do coração é parcial ou totalmente substituída por um dispositivo artificial enquanto o paciente está à espera do transplante (FARRAR e HILL, 1993). A grande dificuldade em se produzir um dispositivo que gera fluxo pulsátil é a obtenção de mecanismos automáticos de realimentação do sistema de bombeamento. Como os equipamentos de última geração diminuíram de tamanho pela otimização do consumo e/ou por formas mais eficientes de alimentação das baterias, a qualidade de vida dos pacientes que utilizam estes corações artificiais aumentou sensivelmente. Por este motivo, existe uma grande demanda de biosensores e sistemas de controle e realimentação inteligentes que permitem a redução ou, no futuro, a eliminação de um acompanhamento intensivo destes pacientes.



**Bomba Tipo Wankle**



**Bomba de Placa Oscilante**

Fig.1.8 - Alguns dispositivos que geram fluxo pulsátil. À esquerda, bomba tipo *Wankle*, conhecida como *Coraflow* (MESANA *et al.*, 1995) e, à direita, bomba de placa oscilante da *Thermo Cardio Systems* (WITHINGTON *et al.*, 1991).

Existe uma grande discussão sobre as vantagens e desvantagens para o paciente de se utilizarem dispositivos com fluxo contínuo (não pulsátil). O argumento mais usado para a defesa do uso de fluxo pulsátil é o fato de que a ausência de pulsação é sentida pelos rins como hipertensão (HOOKER, 1910; WAKABAYASHI e CONNOLLY, 1971). Por outro lado, estudos *in vivo* revelaram que fluxo não-pulsátil prolongado (acima de um mês) não acarretou disfunção alguma aos órgãos vitais (JOHNSTON *et al.*, 1976; GOLDING *et al.*, 1982; REDDY *et al.*, 1995) nem alterou significativamente os hormônios vasoativos durante *bypass* cardiopulmonar (TATSUMI *et al.*, 1995). Porém, SUKEHIRO e FLAMENG (1990) mostraram, em um modelo animal de choque cardiogênico, que se pode evitar disfunção dos

órgãos periféricos, com exceção dos rins, em fluxo não-pulsátil (utilizando uma Bio-pump), desde que suporte farmacológico seja administrado de forma adequada. Um estudo recente (SEZAI *et al.*, 1996) mostrou que a microcirculação do fígado e do estômago recebe 35% menos vazão de sangue durante fluxo não-pulsátil, em comparação com fluxo pulsátil.

Do ponto de vista operacional, dispositivos que geram fluxo não pulsátil são mais simples e mais baratos, enquanto que dispositivos pulsáteis são mais sofisticados e necessitam de mecanismos computadorizados de realimentação. Tal característica requer pessoal especializado para sua operação e controle, tornando a sua utilização extremamente cara.

#### 1.4 UM DESAFIO À MECÂNICA DOS FLUIDOS: HEMÓLISE

Registros internacionais de cirurgia cardíaca revelam que 1% dos pacientes evoluem para insuficiência ventricular no pós-operatório imediato (PENNINGTON e SWARTZ, 1992). Destes pacientes, a maioria não sobrevive (2/3 no caso de adultos, 3/4 no caso de pacientes pediátricos). As causas deste alto índice de mortalidade podem ser relacionadas a problemas de coagulação, tromboembolismo, infecção, hemólise, falência de múltiplos órgãos e falha mecânica do dispositivo. O contato do sangue com superfícies estranhas (circuito extracorpóreo, bombas e outros dispositivos) e a ação mecânica de bombeamento são considerados causas primárias de tais problemas. O trauma mecânico às células do sangue produz uma diminuição do número de células vermelhas (responsáveis pelo transporte de  $O_2$  e  $CO_2$ ) e das plaquetas (responsáveis pela coagulação), além de liberar o conteúdo intracelular destes elementos, dando início ao mecanismo bioquímico que ativa a cascata de coagulação, gerando trombos no dispositivo. A liberação do conteúdo intracelular ainda provoca a ativação do sistema imunológico do paciente. Neste trabalho, será discutida somente a chamada hemólise mecânica, pois é considerada, junto com o tromboembolismo, uma das maiores limitações no uso prolongado de qualquer dispositivo artificial e também porque, claramente, é uma área onde a contribuição de um engenheiro mecânico, especialista em mecânica dos fluidos, é relevante.

As células vermelhas do sangue são formadas na medula óssea por precursores pluripotenciais. No processo,  $Fe^{3+}$  é utilizado para produção da hemoglobina, que é composta por um grupo *heme* (ferro protoporfina 9) e uma proteína (*globina*). Quando as células vermelhas são geradas, possuem um núcleo e apresentam forma irregular. À medida que

amadurecem, o seu núcleo é expelido e entram na circulação sanguínea. Existe uma produção diária de glóbulos vermelhos para compensar a taxa de destruição de  $2 \times 10^{11}$  glóbulos/dia. A sua vida média na circulação humana varia de 100 a 130 dias. Acredita-se que a regularidade da geometria dos glóbulos vermelhos é consequência do seu próprio percurso na circulação, devido aos choques com outras células vermelhas e ao contato com as paredes dos capilares. Toda a superfície da membrana tem a mesma chance de ser esticada, cisalhada ou solicitada. Como consequência, cada parte se torna igual à outra em suas propriedades mecânicas (FUNG, 1981). Esta idéia é análoga àquela empregada na fabricação de esferas para rolamentos, onde a máquina utiliza a força do atrito entre as próprias esferas para produzi-las com geometria uniforme.

No organismo humano, o baço é o órgão responsável pela eliminação seletiva das células vermelhas. Devido a uma rede de capilares com diâmetros muito pequenos (3  $\mu\text{m}$ , os menores presentes na circulação), as células devem ser capazes de se deformar para conseguir a passagem por estes capilares. Células mais velhas, que possuem a membrana mais rígida, não conseguem se deformar o suficiente para atravessar os capilares e se rompem. Os resíduos destas células são eliminados da circulação por fagocitose no próprio baço. O ciclo de vida das hemácias, porém, pode ser diminuído por doenças congênitas ou adquiridas, ou pela utilização de dispositivos artificiais, que expõem as células a superfícies estranhas e a forças hidrodinâmicas não fisiológicas. Portanto, a destruição das células vermelhas do sangue (hemólise) pode ocorrer de três formas distintas: por seleção natural no baço, por desequilíbrio físico-químico (geralmente patológico), ou pela exposição das células a condições não fisiológicas de solicitação mecânica. A terceira forma de hemólise é mais conhecida como *hemólise mecânica*.

Trabalhos sobre degradação do sangue associada ao uso de órgãos artificiais têm sido publicados na literatura há pelos menos 40 anos. A grande maioria dos trabalhos mais antigos descreve anemia hemolítica, comumente observada após implantação de próteses valvulares. Foi somente nos meados da década de 60 que o problema começou a ser atacado de uma forma mais científica, concentrando esforços no estudo dos mecanismos responsáveis pelo dano às células do sangue, ao invés de somente descrever a dimensão do trauma produzido por um determinado dispositivo ou procedimento (SEARS e CROSBY, 1965). Na prática médica, o dano às células do sangue geralmente é um fator limitante da duração de um procedimento agudo (operação cardíaca com *bypass* cardiopulmonar), como também pode levar a estados fisiológicos anormais durante exposição crônica como, por exemplo, em hemodiálise. Para

lidar com tais problemas, é necessário entender como o sangue sofre danos durante sua passagem por órgãos artificiais e é somente de posse destas informações que um critério racional pode ser adotado para o projeto de tais dispositivos.

É comum classificar os processos suspeitos de serem traumáticos como simplesmente mecânico ou químico, apesar de existir uma boa razão para suspeitar que, de certa forma, os processos de cada tipo agem em um modo acoplado em qualquer situação real. Por exemplo, colisões entre células do sangue e superfícies não biológicas (um processo mecânico), além de provocarem um imediato dano físico à membrana celular, tornarão possíveis reações químicas entre os constituintes da membrana e a superfície. Além disso, esta interação parede-célula poderá facilitar outras reações químicas entre solutos do plasma e a superfície, incluindo absorção e desnaturação de proteínas plasmáticas.

O mecanismo básico pelo qual o sangue é sujeito a tensões de cisalhamento ao escoar em dispositivos artificiais pode ser esclarecido por conceitos básicos de mecânica dos fluidos. Em qualquer escoamento de um fluido próximo a uma superfície sólida, a ação de cisalhamento irá ocorrer no fluido adjacente à superfície. A ação deste cisalhamento pode ser ilustrada em duas situações distintas: escoamento em um tubo (Fig. 1.9) e escoamento de um jato (Fig. 1.10).

Fig. 1.9 - Esquema da distribuição de velocidades que mostra a diferença entre o escoamento laminar e turbulento em um tubo. A camada limite adjacente à parede é a região de tensão de cisalhamento mais intensa.

No escoamento através do tubo, o perfil de velocidade atinge seu valor máximo no centro e, à medida que se aproxima das paredes esta velocidade diminui. O fluido em contato com a parede possui velocidade zero (condição de não-deslizamento). A maior tensão de cisalhamento, neste caso, ocorre na parede e o seu efeito é o de manter o movimento do fluido à baixa velocidade nesta região, e, ao mesmo tempo, resistir ao movimento relativo do fluido com maior velocidade do resto do escoamento. Em regime laminar, a intensidade da tensão de cisalhamento é proporcional ao gradiente de velocidade e da viscosidade do fluido. No caso do escoamento turbulento, um mecanismo adicional, associado ao movimento caótico dos turbilhões, provoca um aumento da taxa de transporte da quantidade do movimento que se reflete em uma maior viscosidade efetiva do escoamento. Tal mecanismo é descrito empiricamente em termos de um parâmetro chamado de viscosidade turbulenta.

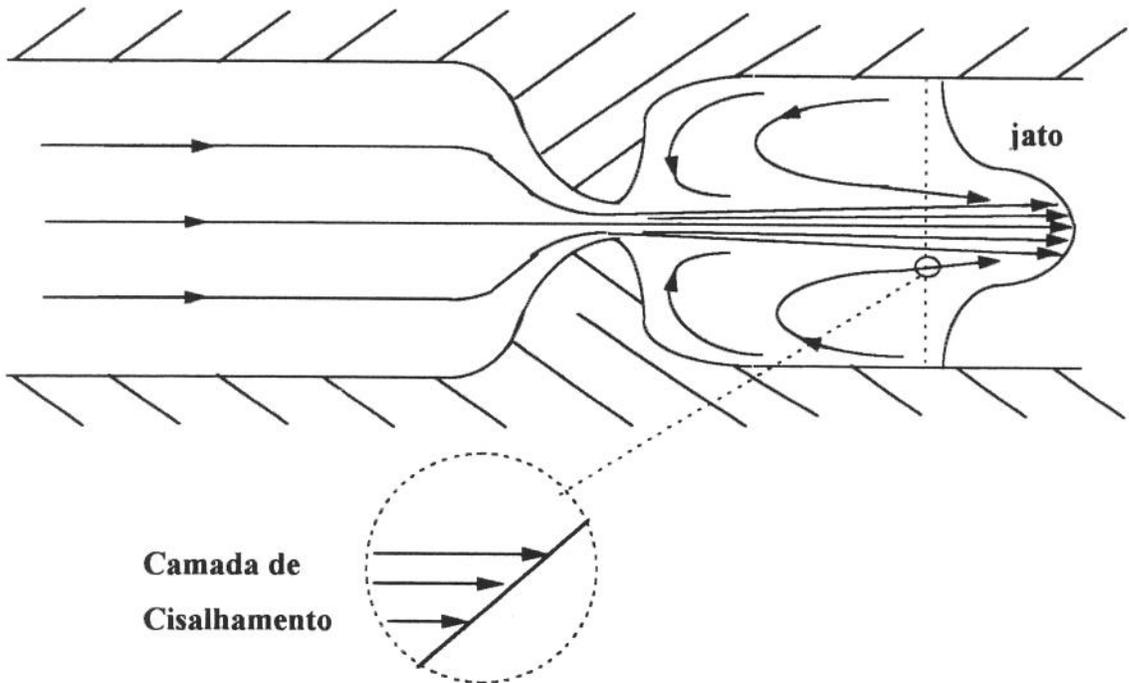


Fig. 1.10 - Tensão de cisalhamento gerada no escoamento por um jato saindo de um orifício

Um jato saindo de um orifício em um meio quiescente (Fig. 1.10) irá arrastar o fluido nas suas adjacências, fazendo aumentar gradualmente a espessura da camada de cisalhamento ao redor do jato. Nesta situação, o cisalhamento não está ligado à influência de uma superfície sólida, mas à grande diferença entre a velocidade do jato e do meio.

As características básicas dos escoamentos cisalhantes descritas anteriormente podem ser aplicadas a fluidos monofásicos, como também a suspensões complexas como o sangue. Certamente, as células em suspensão irão afetar os perfis de velocidade, porém, o mecanismo pelo qual o cisalhamento irá agir sobre elas não mudará. Uma célula, que foi arrastada a uma região de intenso gradiente de velocidade, irá presenciar uma distribuição de tensão de cisalhamento ao longo de sua membrana, provocada pela ação do fluido. Em resposta a esta solitação, a célula irá se deformar. O dano à célula vermelha do sangue é caracterizado pela liberação de hemoglobina no plasma e pode ocorrer de duas formas. A primeira, chamada de dano letal, ocorrerá se a membrana não resistir à solitação e se romper, liberando seu conteúdo. A segunda forma, mais complexa, é chamada de dano subletal. Não ocorre o rompimento da membrana, apesar da perda de parte do conteúdo intracelular, porém, de qualquer forma, a célula perde sua função.

A maior parte das pesquisas realizadas sobre danos às células do sangue está focalizada nas células vermelhas, responsáveis pelo transporte gasoso sistêmico, e nas plaquetas, importantes para coagulação do sangue. Na literatura, é mostrado experimentalmente que as células vermelhas do sangue são danificadas no escoamento por dois fatores atuando ao mesmo tempo: o nível de tensão de cisalhamento e o tempo de exposição da célula a esta tensão (LEVERETT *et al.*, 1972; SUTERA e MEHRJARDI, 1975; BLACKSHEAR e BLACKSHEAR, 1987). Uma baixa taxa de hemólise é esperada em escoamentos com tensão de cisalhamento alta, se o tempo de exposição for suficientemente baixo. Por outro lado, altas taxas de hemólise serão observadas em escoamentos com baixa tensão de cisalhamento, mas com tempo de exposição suficientemente longo. Evidentemente, baixa tensão de cisalhamento e baixo tempo de exposição são difíceis de serem encontrados ao mesmo tempo porque curto tempo de exposição (grandes velocidades) representa altas tensões de cisalhamento. Nota-se, na Fig.1.11, que a hemólise é mais sensível ao aumento da tensão de cisalhamento do que ao aumento do tempo de exposição. Por isso, ao se projetar uma bomba cardíaca, deve-se buscar um compromisso ótimo entre tensão de cisalhamento e tempo de exposição. Zonas críticas podem ser determinadas através dos campos de velocidade que são utilizados para calcular indiretamente os campos de tensão de cisalhamento viscosa e tempo de exposição. No caso específico da bomba centrífuga, estas zonas críticas vão ocorrer em regiões de recirculação (tempo de exposição longo e tensão de cisalhamento elevada) e nas entradas dos canais (tensões de cisalhamento elevadas).

Um estudo realizado por WURZINGER *et al.* (1986) revelou que as tensões de cisalhamento e o tempo de exposição podem ser relacionados à porcentagem de liberação de hemoglobina pela seguinte fórmula empírica, Eq.1.1:

$$\%Hb = 3,62 \times 10^{-5} \times t^{0,79} \times \tau^{2,4} \quad (1.1)$$

onde  $t$  é o tempo de exposição [s] e  $\tau$  é a tensão de cisalhamento [ $N\ m^{-2}$ ].

A grande contribuição de Wurzinger foi a obtenção de dados experimentais em situações de tensão de cisalhamento uniforme, com tempo de exposição compatível com valores encontrados em órgãos artificiais (ordem de grandeza de milissegundos), tais como válvulas e bombas cardíacas. A Fig.1.11 mostra a representação tridimensional de como se comporta, segundo a Eq.1.1, a porcentagem de liberação de hemoglobina em função da tensão de cisalhamento e do tempo de exposição.

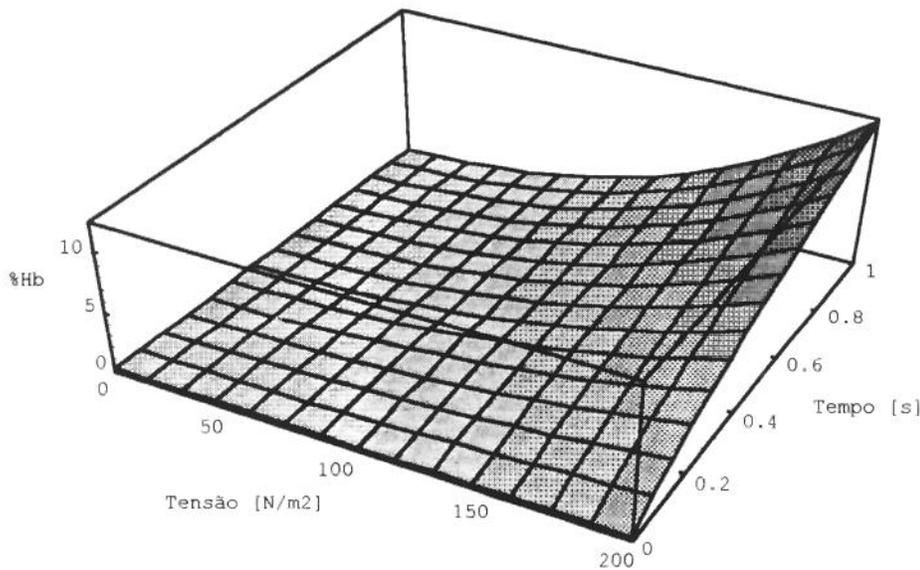
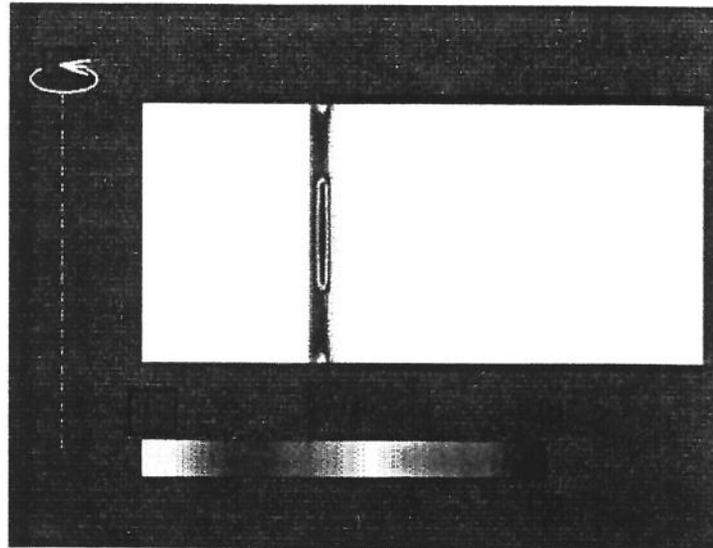


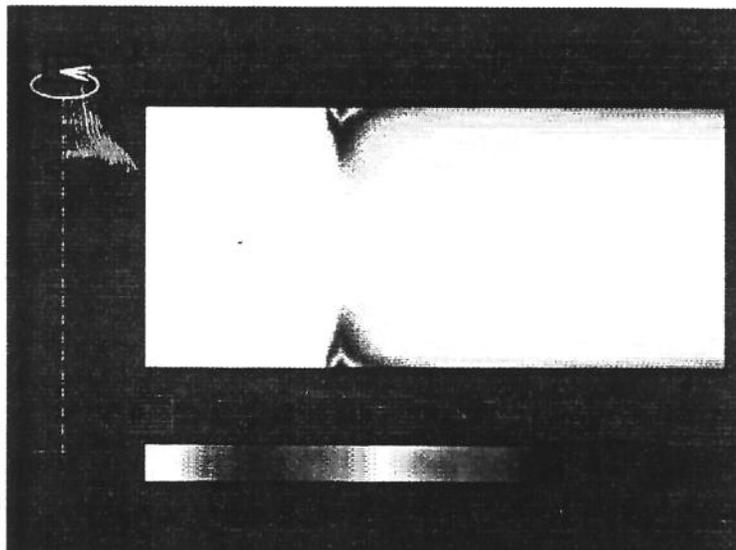
Fig.1.11 - Gráfico tridimensional que ilustra a influência do tempo de exposição e da tensão de cisalhamento sobre a porcentagem de hemoglobina liberada, gerado a partir da fórmula empírica de Wurzinger.

Outra característica importante das relações empíricas de Wurzinger é a sua fácil aplicação em procedimentos numéricos para a previsão de zonas críticas em escoamentos (PAPANTONIS 1991, PINOTTI e ROSA 1995, MONTEVECCHI *et al.* 1995, HOMBROUCKX *et al.* 1996). As figuras 1.12a e 1.12b mostram os mapas de porcentagem de liberação de hemoglobina em um canal formado por dois discos paralelos em co-rotação. A

simulação numérica foi conduzida para verificar as regiões críticas do escoamento para o caso da utilização deste canal como um dispositivo de assistência ventricular pediátrico em duas situações operacionais distintas (PINOTTI e ROSA, 1995). Nota-se que, com o aumento da vazão, as regiões críticas concentram-se na região adjacente a cada disco, na entrada do canal.



(a)



(b)

Fig.1.12 - Mapas de liberação de hemoglobina, obtidos aplicando-se a Eq.1.1 aos campos de tensão de cisalhamento e tempo de exposição. (a) Vazão de 0,11 l/min e velocidade de rotação de 1500 RPM, (b) Vazão de 1,1 l/min e velocidade de rotação de 1500 RPM.

Porém, existem limitações quando se utiliza a fórmula empírica de Wurzinger para a previsão da taxa de hemólise. SCHIMA et al. (1993) relataram discrepâncias de 2 a 3 ordens de grandeza entre resultados experimentais e aqueles previstos pela Eq.1.1. A equação de

Wurzinger superestima a quantidade de hemoglobina liberada em duas situações distintas: num escoamento passando por uma tubulação de PVC ( $4,5 \text{ N m}^{-2}$ ; 3,5 s) e passando por uma constricção na tubulação ( $136 \text{ N m}^{-2}$ ; 3,23 s). Estes resultados mostram claramente que, apesar de a Eq.1.1 fornecer informação quantitativa sobre as regiões com maior potencial de hemólise em um escoamento, não é adequada para a previsão do valor absoluto da taxa de hemólise em dispositivos artificiais.

O conhecimento das propriedades mecânicas da membrana da célula vermelha é de grande interesse para o projeto adequado de dispositivos de bombeamento de sangue. Acredita-se que o interior da hemácia esteja no estado líquido, portanto, sua ação elástica está associada à sua membrana. Existem vários experimentos para medir as constantes elásticas da membrana celular. No entanto, os valores de módulo de elasticidade medidos variam de  $10^4$  a  $10^8 \text{ dinas/cm}^2$  ( $10^3$  a  $10^7 \text{ N/m}^2$ ). As dificuldades em se criar e medir forças e deformações em um disco bicôncavo (geometria de uma hemácia normal), com diâmetro de  $8 \mu\text{m}$  e espessura máxima de  $2,5 \mu\text{m}$ , são os fatores responsáveis por tal variação. Os três tipos mais conhecidos de experimento são: inchamento osmótico (EVANS, 1973), deformação por forças de cisalhamento em células aderidas (HOCHMUTH *et al.*, 1973) e sucção por micropipeta (RAND, 1964). Existe, porém, um comportamento contraditório entre o primeiro e os dois últimos procedimentos. Células aumentadas por osmose são muito rígidas quando se aproximam da forma esférica. Por outro lado, grandes deformações são observadas para células aderidas e deformadas por cisalhamento ou por células normais aspiradas por micropipetas.

A deformabilidade da hemácia é o principal fator que determina o fenômeno da diminuição da viscosidade do sangue quando se aumenta a tensão de cisalhamento imposta ao escoamento. A maneira pela qual esta deformabilidade facilita o escoamento tem sido o objeto de estudos nos últimos anos (SCHMID-SCHÖNBEIN e WELLS, 1969; BRODY *et al.*, 1995). Schmid-Schönbein e Wells sugerem que a célula vermelha, quando submetida à tensão de cisalhamento, assume as características de uma gota de fluido. Conseqüentemente, o sangue pode ser comparado a uma emulsão de gotas de hemoglobina dispersas no plasma, ao invés de uma suspensão de partículas.

A Fig.1.13 mostra quadros de uma simulação gráfica da seqüência mais provável (CHAMPION *et al.*, 1971; SUTERA e MEHRJARDI, 1975) da deformação e do rompimento de uma célula vermelha em um escoamento cisalhante. O quadro 1 mostra um eritrócito em

sua geometria não solicitada (forma bicôncava). Quadros 2 e 3 representam a ação de um escoamento cisalhante sobre a membrana celular, o qual causa a deformação da célula para uma geometria de um elipsóide de revolução, enquanto o eixo principal deste sólido alinha-se na direção do escoamento. Quadro 4 mostra a célula fragmentada como resultado da ação de tensões superiores à resistência da membrana celular.

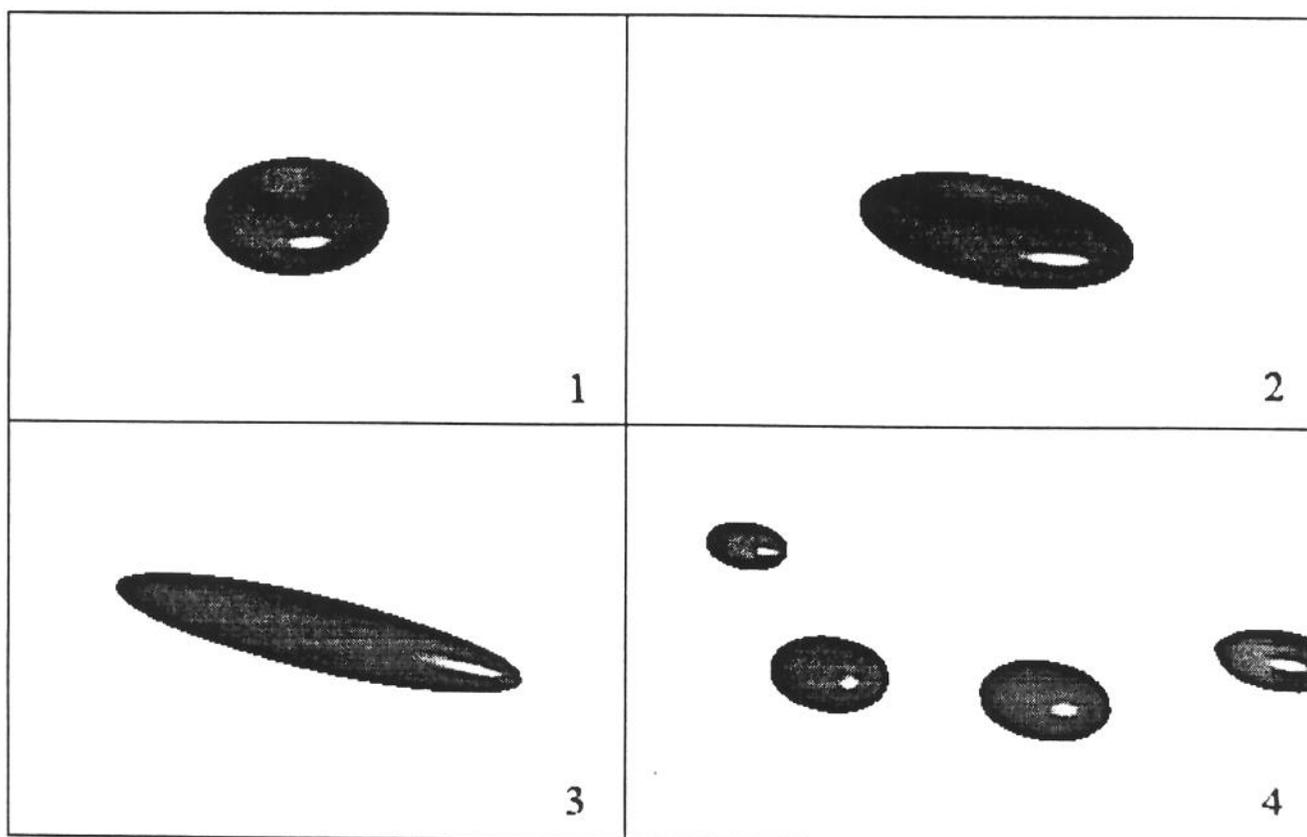


Fig.1.13 - Simulação gráfica da deformação e fragmentação de uma célula vermelha em um escoamento cisalhante. Os quadros representam diferentes fases da solicitação da membrana até o rompimento. O quadro 1 mostra uma célula vermelha em seu estado não solicitado. Os quadros 2 e 3 mostram a ação do campo de tensão de cisalhamento. O quadro 4 mostra a célula danificada por causa da solicitação excessiva.

Trabalhos recentes na literatura revelam a preocupação em estudar os mecanismos hidrodinâmicos básicos que influenciam no rompimento das hemácias, tais como: níveis de

turbulência presentes no escoamento (JONES, 1995), história do carregamento hidrodinâmico durante a exposição das hemácias às tensões de cisalhamento (YELESWARAPU *et al.*, 1995; BLUDSZUWEIT, 1995; TAMAGAWA *et al.*, 1996) e tempo global de exposição do sangue a superfícies artificiais (SHIMONO, 1995).

## 1.5 OBJETIVOS

Dentre os dispositivos centrífugos utilizados em CEC, a Bio-pump (*Medtronic*, Estados Unidos) tem uso mais difundido. O projeto original, da década de 70 (KLETSCSKA *et al.*, 1975), era de um dispositivo de assistência ventricular que encontrou rapidamente aplicação em operações de *bypass* cardiopulmonar (LYNCH *et al.*, 1978). Considerando o fato que, durante a década de 70 e grande parte da década de 80, o oxigenador de bolha era o dispositivo mais empregado em operações cardíacas, utilizar um dispositivo projetado para operar contra a resistência vascular periférica do paciente em um circuito de CEC não acarretava grandes problemas. Como se pode notar na Fig.1.1, as resistências hidráulicas nos dois casos são equivalentes. No entanto, com a introdução do oxigenador de membrana, permitindo melhorar a eficiência da troca gasosa do circuito de CEC, e do uso mais difundido de filtros de linha arterial, tornando o procedimento mais seguro, aumentou-se a resistência hidráulica que a bomba deve superar para a movimentação do sangue no circuito. Tal aumento de resistência, como já foi demonstrado neste capítulo, reflete-se em maiores taxas de hemólise.

Existe atualmente no Brasil um número crescente de equipes de cirurgia cardíaca que empregam bombas centrífugas durante o procedimento de *bypass* cardiopulmonar. O argumento utilizado para justificar a substituição das “ultrapassadas” bombas de roletes pelas bombas centrífugas é que estas últimas são menos hemolíticas que as primeiras. Este argumento, no entanto, perde sua força quando as equipes presenciam níveis de hemólise iguais ou maiores do que aqueles que consideravam normais durante a CEC utilizando bombas de roletes. Isto ocorre por vários motivos, dentre os quais se destaca a falta de conhecimento básico de como montar e operar adequadamente circuitos de CEC com uma bomba centrífuga. Portanto, a intenção deste trabalho é a de fornecer subsídios, do ponto de vista de engenharia, para a correta avaliação das situações onde a utilização da bomba centrífuga pode ajudar a salvar vidas.

A questão a ser tratada neste trabalho é como se comporta o escoamento no interior de uma bomba centrífuga sem pás, disponível comercialmente, ao operar em condições semelhantes às aquelas que ocorrem em um circuito de CEC, durante uma operação cardíaca com *bypass* cardiopulmonar, e como isto afeta o seu potencial de danos às células do sangue.

Este estudo foi conduzido seguindo duas abordagens distintas: a **simulação numérica** de um escoamento laminar passando por um canal formado por duas superfícies de revolução concêntricas e de geometria idêntica a um dos canais internos da bomba e **medidas experimentais** do campo de velocidade estabelecido no interior deste dispositivo, utilizando um anemômetro laser Doppler capaz de medir duas componentes simultâneas de velocidade.

O procedimento numérico foi implementado com o objetivo de estudar as estruturas do escoamento que surgem ao submeter um canal isolado da bomba às diferentes condições de vazão e de rotação. Além disso, foi possível a obtenção dos campos de velocidade e de pressão que forneceram informações sobre possíveis regiões de recirculação, grandes gradientes de velocidade, distribuição da pressão ao longo do canal e de grande potencial hemolítico, e também sobre como estas regiões foram afetadas ao se variar a vazão transversal ou a velocidade de rotação do canal.

O objetivo das medidas experimentais do campo de velocidade foi o de obter as características gerais do escoamento, destacando a interação entre os canais internos da bomba. As medidas de velocidade foram realizadas seguindo um protocolo experimental que foi capaz de superar os principais obstáculos associados ao acesso óptico às regiões de interesse e à similaridade entre as condições de testes e aquelas fisiológicas. Foram priorizadas as medidas onde se esperava encontrar condições críticas do escoamento, ou seja, regiões com grandes acelerações, pontos de estagnação e regiões de recirculação. A representação do campo de velocidade por meio de vetores permitiu uma adequada visualização das características principais do escoamento que ocorria nos canais internos da bomba. A questão da hemólise foi abordada de uma maneira alternativa, onde as grandezas turbulentas obtidas diretamente das medidas experimentais de velocidade puderam ser relacionadas a um maior ou menor potencial de danos às células vermelhas do sangue.

## CAPÍTULO 2

### REVISÃO DA LITERATURA

#### 2.1 ESCOAMENTO GERADO POR SUPERFÍCIES EM ROTAÇÃO

O estudo de escoamentos gerados por superfícies em rotação tem sido uma área muito ativa na mecânica dos fluidos desde o início deste século. Estes escoamentos têm aplicações práticas em diversas áreas da engenharia, tais como: máquinas de fluxo (RICE, 1963; BAYLEY e OWEN, 1970), lubrificação (PAN, 1983), dispositivos de armazenamento de dados em computadores (TZENG *et al.*, 1994), deposição de filmes finos (TU, 1983) e bioengenharia (DORMAN *et al.*, 1966), entre outras.

O primeiro a tratar deste problema foi VON KÁRMÁN (1921), que estudou um disco infinito girando em um fluido estacionário. Assumindo um perfil de velocidade similar e axisimétrico, foi capaz de reduzir as equações de movimento a um par de equações diferenciais ordinárias não-lineares. COCHRAN (1934) foi o primeiro a obter a solução numérica precisa das equações propostas por Von Kármán. A partir de sua solução, foi possível comprovar matematicamente o efeito da rotação do disco, atuando como um ventilador centrífugo, induzindo o fluido axialmente e descarregando-o radialmente. Outro resultado importante obtido por Cochran foi a constatação de que a espessura da camada limite é independente do raio. Posteriormente, WIMMER (1988) mostrou experimentalmente que esta característica também se verifica em outras superfícies de revolução. BÖDEWADT (1940) estendeu a análise de Von Kármán para tratar do problema de um fluido girando nas proximidades de um plano infinito estacionário. BATCHELOR (1951) generalizou as análises de Von Kármán e de Bödewadt introduzindo famílias de soluções de um e de dois parâmetros, com uma estrutura matemática semelhante àquela proposta por Von Kármán. A família de solução de um parâmetro corresponde ao escoamento sobre um único disco com velocidade angular  $\Omega_0$  e o fluido, no infinito, comporta-se como um corpo rígido com velocidade angular  $\Omega_1$ . A razão

entre estas velocidades angulares,  $s = \Omega_1 / \Omega_0$ , é o parâmetro em questão. A família de soluções de dois parâmetros descreve o escoamento entre dois discos infinitos coaxiais e, além da razão das velocidades angulares dos discos  $s$ , surge o parâmetro adicional, o número de Reynolds baseado na distância  $S$  entre os discos, conhecido também, na literatura, como número de Reynolds rotacional, definido na Eq.2.1, a seguir,

$$\text{Re}R = \frac{\Omega_0 S^2}{\nu} \quad (2.1)$$

onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ].

Batchelor não tentou resolver as equações de similaridade que propôs, porém discutiu de forma qualitativa as características esperadas. Para o escoamento entre dois discos infinitos girando à mesma rotação ( $s \geq 0$ ), argumentou que, a números de Reynolds altos, o fluido entre os discos giraria a uma velocidade angular constante e que uma camada limite se formaria em ambos os discos. STEWARTSON (1953) obteve soluções de similaridade para o escoamento entre dois discos por uma série de potência de número de Reynolds rotacional. Baseado nas tendências observadas quando o número de Reynolds rotacional aumentava, concluiu que, para um disco girando e o outro permanecendo estacionário ( $s = 0$ ), uma camada limite se formaria somente no disco em rotação, enquanto que o restante do fluido não giraria. A solução limite, portanto, seria a do disco livre de Von Kármán. Stewartson previu também que o fluido no seio do escoamento não giraria quando os discos estivessem girando em sentidos opostos ( $s < 0$ ).

Na década de 60, soluções numéricas realizadas por LANCE e ROGERS (1962) e por PEARSON (1965) pareciam indicar que o escoamento do tipo de Batchelor era a solução limite para o escoamento entre um disco estacionário e outro girando. Esta questão foi esclarecida por MELLOR *et al.* (1968) que demonstraram que os dois tipos de escoamento, além de muitos outros, podem existir para altos números de Reynolds rotacional (quando  $s = 0$ ). O escoamento do tipo de Batchelor aparece desde soluções com números de Reynolds rotacional muito próximos de zero. Por outro lado, escoamentos do tipo de Stewartson não aparecem antes de Reynolds rotacional igual a 217. O trabalho de Mellor e colaboradores tem sua importância na desmistificação da resolução das equações de similaridade aplicadas a discos em rotação e, por isso, foi precursor de muitos trabalhos na área.

A necessidade de aperfeiçoamento de mancais hidrodinâmicos e de sistemas de refrigeração de rotores de turbinas a gás, assim como o desenvolvimento de bombas para a área aeroespacial, incentivaram o estudo de problemas de discos em rotação com escoamento radial. KÖHLER e MÜLLER (1971), SZERI e ADAMS (1978) e KUROKAWA e SAKUMA (1988) estudaram o escoamento entre dois discos paralelos separados por uma pequena distância, um estacionário e outro em rotação, com fluxo radial. Köhler e Müller resolveram equações simplificadas de Navier Stokes, utilizando método de diferenças finitas. Szeri e Adams concluíram que o escoamento em tal configuração pode ser descrito por quatro parâmetros adimensionais: número de Reynolds transversal ( $Re_Q$ ), baseado no espaçamento entre discos e na vazão (Eq.2.2), número de Reynolds rotacional ( $Re_R$ ), baseado na rotação dos discos (Eq.2.1), razão entre raio de entrada e raio de saída e razão de aspecto, razão entre espaçamento entre os discos e o raio de entrada.

$$Re_Q = \frac{U_{BAR} R_S}{\nu} \quad (2.2)$$

onde,  $U_{BAR}$  é a velocidade média do fluido à entrada do canal [ $m s^{-1}$ ] e  $R_S$  é o raio de saída [m].

Kurokawa e Sakuma determinaram experimentalmente a influência do espaçamento entre os discos sobre o perfil de velocidade radial. CHANG *et al.* (1989) concluíram que a estrutura do escoamento é mais sensível a variações do número de Reynolds rotacional e transversal e menos sensível a variações da razão-de aspecto. HASINGER e KEHRT (1963) investigaram a aplicação de uma bomba formada por discos concêntricos em rotação para aplicação aeroespacial e determinaram critérios analíticos e experimentais de análise deste tipo de bomba. PEUBE e KREITH (1966) estudaram o escoamento laminar entre dois discos paralelos em rotação, através da resolução das equações de Navier-Stokes, utilizando o método da vorticidade e função corrente. MURATA *et al.* (1976) realizaram experimentos de visualização de escoamento, medições com anemômetro de fio quente e de performance global de uma bomba de discos paralelos em rotação, confirmando a validade das simulações numéricas realizadas anteriormente por Peube e Kreith e dos experimentos de Hasinger e Kehrt. MOCHIZUKI e INOUE (1990) determinaram experimentalmente os limites para número de Reynolds transversal e rotacional onde existe a transição do regime laminar para o turbulento. PINOTTI (1992) e PINOTTI e ROSA (1992a) resolveram numericamente o escoamento entre dois discos paralelos com fluxo transversal. As equações completas de Navier-Stokes foram resolvidas utilizando o método de volumes finitos para diversas configurações de espaçamento entre discos e razão entre raio de entrada e raio de saída.

Demonstrou-se numericamente que as conclusões de Chang e colaboradores também se verificavam para o caso de dois discos paralelos em rotação com fluxo radial. PINOTTI e ROSA (1992b) investigaram a influência do perfil de velocidades a montante no desenvolvimento hidrodinâmico do escoamento no interior de um canal formado por dois discos em rotação. Três tipos de perfil de velocidade foram utilizados para comparação: perfil parabólico, perfil uniforme e perfil simulando uma cascata de infinitos discos. Ao contrário de RAAL (1978), os autores não utilizaram a simetria longitudinal do canal para a simplificação do domínio de cálculo, resolvendo as equações de movimento para somente metade do canal. Foi prevista a possibilidade de ocorrer bifurcação da solução numérica (gerando perfis de velocidade não simétricos na direção axial), descrita por LANGER *et al.* (1990), simulando o canal sem considerar simetria axial. Apesar de o programa computacional reproduzir os resultados de Langer e colaboradores para difusores radiais, não foi observado nenhum tipo de bifurcação da solução numérica para os casos resolvidos com dois discos em rotação.

## 2.2 ESCOAMENTO PASSANDO POR UM CANAL AXISIMÉTRICO.

O escoamento radial em um canal axisimétrico representa uma classe de problemas de grande interesse na área de turbomáquinas. No caso simples do canal formado por dois discos paralelos sem rotação, existe um aumento na área disponível de passagem quando o fluido se desloca em direção a raios maiores. Em casos onde o número de Reynolds transversal do escoamento é muito baixo (conhecido na literatura internacional como *creeping flow*), pode-se mostrar, de forma analítica (BIRD *et al.*, 1960), que a pressão cai logaritmicamente quando aumenta-se o raio. Por outro lado, se o número de Reynolds transversal for suficientemente grande, onde os termos de inércia dominam o escoamento, a diminuição da velocidade associada ao aumento da área disponível de passagem causa um aumento da pressão radial. Nestes casos, o fluido passa a escoar contra um gradiente adverso de pressão. Este gradiente pode se tornar tão intenso que leva o escoamento a apresentar fenômenos de separação da camada limite nas paredes. O fenômeno de separação de um escoamento entre dois discos sem rotação (difusor radial de um compressor centrífugo) foi estudado por LANGER *et al.* (1990). Langer demonstrou numericamente que, a partir de um certo número de Reynolds transversal, existe bifurcação da solução numérica. Segundo LANGER *et al.* (1993), o surgimento de várias soluções (algumas não permanentes) é o início da transição do regime laminar para o regime turbulento. Para o caso de ambos os discos estarem girando, o fluido estará sendo

bombeado nas proximidades do disco e, portanto, não haverá possibilidade de separação nesta região. Por outro lado, no centro da seção transversal do canal, o equilíbrio das forças que atuam no fluido determinará se haverá a possibilidade de fluxo retrógrado ou não.

Em bombas centrífugas convencionais, a transferência de movimento entre o rotor e o fluido é realizada por pás ou direcionadores de fluxo que desviam e induzem a passagem do fluido através da bomba. A força resultante é devido à integral da distribuição da pressão sobre a superfície do rotor. No caso de uma bomba de efeito viscoso, o rotor é formado por múltiplas superfícies de revolução concêntricas, arranjas de forma normal ao eixo e montadas rigidamente formando canais (geralmente de pouca espessura) entre as superfícies. O fluido é admitido nas proximidades do centro de rotação e descarregado na periferia das superfícies rotativas. Por causa da tensão de cisalhamento exercida pelas superfícies em rotação sobre o fluido, este é acelerado tangencialmente, gerando, por sua vez, forças centrífugas que aceleram o fluido radialmente para fora do canal. Como consequência, o fluido segue uma trajetória espiral relativa a um sistema fixo de coordenadas durante sua permanência no canal. O fluido é descarregado na saída do rotor com energia maior do que entrou na bomba, consequência da aplicação de torque fornecido ao eixo por um motor. O resultado desse aumento de energia pode ser medido pelo aumento de pressão entre a entrada e a saída da bomba.

Portanto, o escoamento em questão pode ser classificado como o desenvolvimento de uma camada limite contra um gradiente de pressão. A atuação das forças viscosas estão confinadas na camada limite que se forma em cada superfície rotativa. A espessura desta camada limite ( $\delta^*$ ), em comparação ao espaçamento entre as superfícies ( $S$ ), tem importância fundamental no escoamento ao longo do canal e, também, na região de saída, onde existe a possibilidade de ocorrer refluxo. Se a soma das espessuras da camada limite das duas superfícies for maior ou igual à espessura do canal na saída,  $2\delta^* \geq S$ , então, todo o fluido passando por esta seção será bombeado para fora do canal. Quando isto não se verificar,  $2\delta^* < S$ , a interação entre as forças de inércia e de pressão determinará se, na saída do canal, fora da camada limite, irá ocorrer escoamento somente para fora do canal (forças de inércia maiores do que as forças de pressão) ou se surgirá alguma região de escoamento retrógrado (forças de inércia menores do que as forças de pressão). Podem-se discutir algumas características do escoamento ao longo do canal, utilizando o conceito do comprimento de

atuação das forças viscosas, que surge das escalas utilizadas por VON KÁRMÁN (1921) no estudo da camada limite em disco girando em um fluido infinito.

A Fig.2.1, a seguir, mostra a geometria do problema proposto por Von Kármán e os perfis de velocidade nas proximidades do disco.

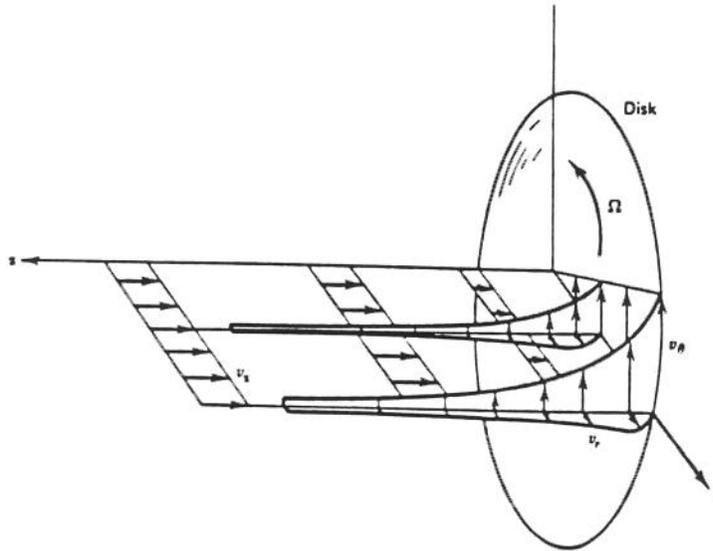


Fig.2.1 - Escoamento estudado por Von Kármán. O disco possui velocidade de rotação  $\Omega$ , fazendo com que o fluido seja atraído em direção ao disco e que, próximo à superfície, seja bombeado radialmente para fora (PANTON, 1984).

A Eq.2.3 mostra que este comprimento ( $\varepsilon$ ), conhecido como escala para a espessura de atuação das forças viscosas, é inversamente proporcional à rotação da superfície em questão.

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\nu}{\omega}} \quad (2.3)$$

onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ] e  $\omega$  é a velocidade de rotação da superfície [ $\text{s}^{-1}$ ].

A Fig.2.2 mostra as funções definidas por Von Kármán para descrever a variação das velocidades em função da variável de similaridade  $\varepsilon$ , que representa a espessura de atuação das forças viscosas. Estas funções representam os perfis de velocidade radial ( $u$ ), axial ( $w$ ) e tangencial ( $v$ ), que ocorrem nas proximidades do disco girando em um meio infinito. Pode-se notar que o perfil da velocidade radial ( $u$ ) atinge o seu máximo valor quando  $\varepsilon$  é igual a 1 e que a velocidade tangencial possui um decaimento exponencial, com valor 1 na superfície do disco e tendendo a zero quando  $\varepsilon \rightarrow \infty$ . A velocidade axial, que está relacionada com o efeito

de sucção provocado pela rotação do canal, apresenta um comportamento assintótico, quando  $\varepsilon \rightarrow \infty$ , demonstrando que o disco em rotação atua como uma bomba centrífuga que admite fluido na direção axial e o descarrega radialmente.

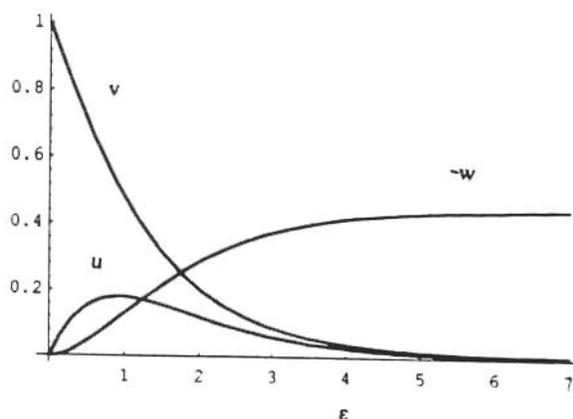


Fig. 2.2 - Perfis de velocidade nas proximidades do disco em rotação. A velocidade na direção  $r$  atinge o seu máximo exatamente à altura  $\varepsilon$  (Eq.2.3).

### 2.3 APLICAÇÃO DE CANAIS AXISIMÉTRICOS COMO DISPOSITIVOS DE BOMBEAMENTO DE SANGUE.

A idéia da utilização de discos paralelos concêntricos como uma máquina de fluxo surgiu no início deste século (antes mesmo do artigo de Von Kármán), com o iugoslavo NIKOLA TESLA, que patenteou nos Estados Unidos, em 1913, uma turbina formada por discos concêntricos. Porém, este tipo de dispositivo veio a ser estudado com mais cuidado somente na década de 60 (RICE, 1963). DORMAN *et al.* (1966) foram os primeiros a considerar a bomba de discos como dispositivo de assistência ao coração. Em seu trabalho, foram determinadas as dimensões gerais do dispositivo para gerar pressão e fluxo compatíveis com a fisiologia cardiovascular. Apesar deste trabalho pioneiro, nenhum esforço foi realizado até 1990, quando MILLER e colaboradores construíram uma bomba de múltiplos discos que gerava fluxo pulsátil. Sabia-se, então, que este tipo de bomba era capaz de gerar fluxo fisiologicamente compatível, porém ignorava-se o seu potencial hemolítico (potencial de rompimento das células do sangue). PINOTTI e ROSA (1995) determinaram numericamente este potencial hemolítico para uma bomba formada por dois discos paralelos em situações típicas de assistência ventricular. Observou-se que os maiores potenciais de hemólise ocorriam

na entrada do canal em rotação, devido aos fortes gradientes de velocidade, em condições normais de operação do dispositivo. À medida que se aumentava a resistência ao fluxo de saída da bomba, podia ocorrer recirculação na saída do canal (característica não-oclusiva da bomba), gerando assim mais uma região de grande potencial hemolítico.

Posteriormente, MONTEVECCHI *et al.* (1995) estudaram numericamente o escoamento em um canal não-divergente formado por um disco e uma superfície de revolução. O perfil desta superfície foi determinado de maneira a manter sempre a mesma área transversal ao longo do raio. Desta forma, o espaçamento entre as duas superfícies diminuía com o aumento do raio. Utilizou-se o método dos elementos finitos para resolver o escoamento passando pelo canal, assumindo perfis uniformes para a componente radial. A principal limitação da formulação de Montevecchi e colaboradores é a impossibilidade de prever escoamentos secundários e fenômenos de separação e recirculação que podem ocorrer no canal. Isto demonstra que a metodologia adotada por PINOTTI (1992), ponto de partida do presente trabalho, é mais adequada para a resolução das equações de movimento em canais axisimétricos.

A bomba de discos paralelos não é a única a utilizar os efeitos de uma superfície rotativa para promover bombeamento de sangue. A bomba de cones concêntricos, chamada também de bomba de vórtice confinado, desenvolvida por KLETSCSKA *et al.* (1975), ocupa uma posição de destaque na prática cirúrgica. A *Medtronic* (Estados Unidos), sua fabricante, estima que já foram vendidas mais de 1 milhão de unidades da Bio-pump® nos últimos 20 anos. Este sucesso é atribuído às baixas taxas de hemólise impostas ao sangue e ao baixo custo de operação. Deve-se ter em mente que a Bio-pump foi projetada originalmente para operar como dispositivo de assistência ventricular, fornecendo vazões de no máximo 10 l/min contra a resistência vascular do paciente. Entretanto, a grande utilização deste dispositivo em operações cardíacas é durante *bypass* cardiopulmonar. Como foi discutido no capítulo anterior, tais procedimentos caracterizam-se pela imposição ao escoamento de resistência de 3 a 5 vezes maior que a resistência vascular de um paciente, pois, além da resistência vascular periférica do próprio paciente, a carga do circuito é representada pelos outros dispositivos responsáveis pela oxigenação do sangue e pela segurança de sua operação. Esta resistência adicional influencia a performance da bomba e o escoamento de sangue em seu interior.

## 2.4 OBTENÇÃO DO CAMPO DE VELOCIDADE NO INTERIOR DE DISPOSITIVOS PARA BOMBEAMENTO DE SANGUE

Na literatura, existe uma grande quantidade de trabalhos que descrevem o estudo do escoamento no interior de dispositivos de assistência ventricular pulsáteis utilizando o anemômetro laser Doppler (ALD) e muito poucos que tratam da utilização desta técnica em dispositivos que geram fluxo não-pulsátil.

Em relação aos dispositivos que geram fluxo pulsátil, é relevante citar BALDWIN *et al.* (1990), que estudaram o escoamento no ventrículo artificial da Universidade da Pennsylvania (bomba de diafragma), JIN e CLARK (1993), que obtiveram o campo de velocidades ao longo de um ciclo de um ventrículo pneumático, e BERTRAM e NUGENT (1993), que estudaram o escoamento em um novo tipo de ventrículo artificial pneumático que emprega um vórtice confinado para melhorar suas características hemodinâmicas.

Em relação a dispositivos não pulsáteis, PINOTTI *et al.* (1994) descreveram, pela primeira vez, a técnica de medida com ALD do campo de velocidades no interior de um dispositivo centrífugo sem pás, PINOTTI *et al.* (1995) apresentaram o campo de velocidades no interior da Bio-pump e PINOTTI e PAONE (1996) mostraram o campo de tensões de Reynolds, obtidas com o ALD na entrada de um dos canais internos da Bio-pump.

Existem ainda, descritas na literatura, outras técnicas de visualização do escoamento utilizadas no estudo e desenvolvimento de bombas rotativas. TREICHLER *et al.* (1993) descreveram a visualização do escoamento na saída de uma bomba centrífuga com pás. Partículas especiais foram utilizadas para espalhar a luz gerada por um plano pulsátil de laser He-Ne. SAKUMA *et al.* (1995) utilizaram uma câmera de vídeo de alta velocidade (2000 quadros por segundo) para visualizar o movimento de partículas de 0,5 mm de diâmetro na parte inferior do rotor da bomba centrífuga da Universidade de Tóquio. KERRIGAN *et al.* (1996) introduziram a técnica de acompanhamento de partículas fluorescentes para estudar o escoamento que ocorre em uma bomba axial para implante intraventricular. Esta técnica permite, além da visualização do escoamento, a medição do campo de velocidades após um complexo pós-processamento.

## CAPÍTULO 3

### MATERIAL E MÉTODO

#### 3.1 ESCOAMENTO A SER SIMULADO

O problema a ser tratado é o escoamento em regime permanente de um fluido newtoniano, com propriedades constantes, através de um canal axisimétrico, representado na Fig.3.1, formado por duas superfícies de revolução ( $f$  e  $g$ ), ambas girando à mesma rotação ( $\Omega$ ). O escoamento se dá de cima para baixo, da superfície  $S_1$  à superfície  $S_2$ .

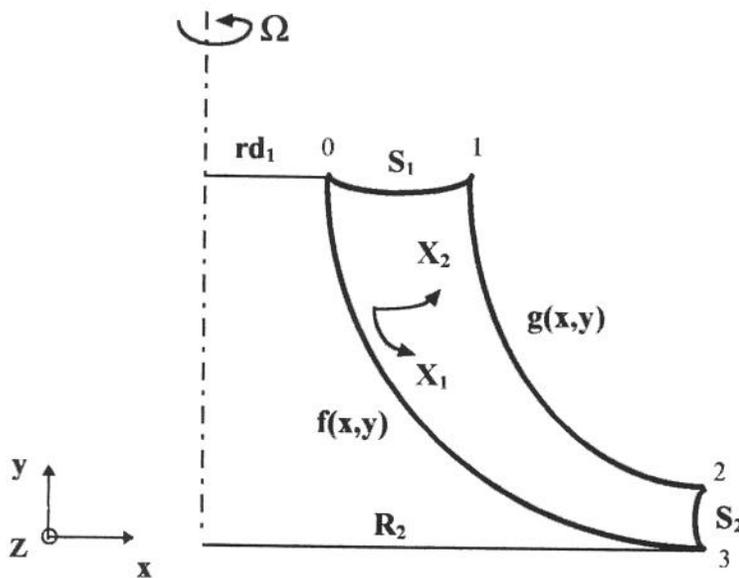


Fig.3.1 - Representação esquemática do canal com suas principais referências.  $x_1$  e  $x_2$  são as direções ortogonais do sistema de coordenadas ajustadas às superfícies do canal.

As direções  $x_1$  e  $x_2$  são ortogonais entre si e coincidentes com as linhas paralelas às superfícies  $f$  e  $g$ , e,  $S_1$  e  $S_2$ , respectivamente, enquanto  $\theta$ , não mostrado na Fig.3.1, representa a direção angular completando a descrição de um canal axisimétrico. As superfícies  $f$ ,  $g$ ,  $S_1$  e

$S_2$  são funções conhecidas de  $x$  e  $y$ , e  $rd_1$  e  $R_2$  são as distâncias perpendiculares ao eixo de rotação do canal. A Fig.3.1 representa o **domínio físico** do problema. Tal domínio apresentaria dificuldades na implementação das condições de contorno se as equações que governam o escoamento fossem expressas em função das coordenadas cartesianas. Este problema foi superado ao se escreverem as equações do movimento em função das coordenadas ortogonais  $x_1$ ,  $x_2$  e  $\theta$ . Desta forma, as fronteiras do domínio físico coincidem com as linhas coordenadas, fazendo com que a introdução das condições de contorno para a velocidade seja simplificada. Para tanto, foi necessário conhecer a lei de transformação do sistema de coordenadas cartesiano para o novo sistema de coordenadas. Esta transformação, que poderia ser realizada de forma analítica ou numérica, foi aplicada para reescrever as equações do movimento no novo domínio, conhecido como **domínio transformado** ou **computacional** (Fig.3.2).

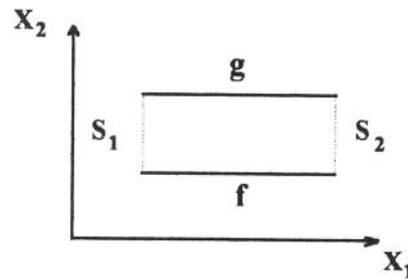


Fig.3.2 - Domínio transformado. As equações da conservação da quantidade de movimento foram transformadas de forma a ser possível obter sua solução numérica no sistema  $x_1, x_2, \theta$ .

As equações da conservação da massa (Eq.3.1) e da quantidade do movimento (Eq.3.2) foram escritas na sua forma não-conservativa para descrever o escoamento no canal, representado pela Fig.3.1.

$$\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{U}^* = 0 \quad (3.1)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{U}^*}{\partial t^*} + \rho \vec{U}^* \cdot \nabla \vec{U}^* = -\nabla P^* + \nabla \cdot \tau^* \quad (3.2)$$

onde o sobrescrito (\*) foi utilizado para designar variável dimensional.

Para facilitar a integração e a implementação computacional, realizou-se uma adimensionalização das equações governantes. A velocidade foi adimensionalizada (Eq.3.3) pela velocidade média na entrada do canal ( $U_{\text{BAR}}$ ), as dimensões lineares, representadas por  $x$

na Eq.3.4, foram adimensionalizadas pelo raio de saída do canal ( $R_2$ ) e o tempo foi adimensionalizado pela razão entre  $U_{BAR}$  e  $R_2$ .

$$\vec{U} = \frac{\vec{U}^*}{U_{BAR}} \quad (3.3)$$

$$x = \frac{x^*}{R_2} \quad (3.4)$$

$$t = \frac{t^* U_{BAR}}{R_2} \quad (3.5)$$

$$\tau = \frac{\tau^* R_2}{\mu U_{BAR}} \quad (3.6)$$

$$P = \frac{P^*}{\rho U_{BAR}^2} \quad (3.7)$$

Substituindo a Eq.3.3 na equação da conservação da massa (Eq.3.1) e substituindo as Eqs. 3.3-3.7 na equação da conservação da quantidade do movimento (Eq.3.2), obteve-se

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} = -\nabla P + \nabla \cdot \left( \frac{1}{ReQ} \tau \right) \quad (3.9)$$

O número de Reynolds transversal,  $ReQ$ , definido na Eq.2.2, surgiu como uma escala natural das equações do movimento, pois relaciona viscosidade dinâmica ( $\mu$ ) e densidade ( $\rho$ ) à velocidade ( $U_{BAR}$ ) e a um comprimento de referência ( $R_2$ ). Estas equações adimensionais foram escritas em função de cada componente de velocidade ( $\mathbf{u}$  na direção  $x_1$ ,  $\mathbf{w}$  na direção  $x_2$  e  $\mathbf{v}$  na direção  $\theta$ ), no sistema de coordenadas ortogonais  $x_1$ ,  $x_2$  e  $\theta$  (WARSI, 1993) para um fluido incompressível,

Equação da conservação da massa:

$$\frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[ \frac{\partial}{\partial x_1} (h_2 h_3 u) + \frac{\partial}{\partial x_2} (h_1 h_3 w) + \frac{\partial}{\partial \theta} (h_1 h_2 v) \right] = 0 \quad (3.10)$$

Equação da conservação da quantidade do movimento na direção  $x_1$ :

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{h_1} \frac{\partial u}{\partial x_1} + \frac{w}{h_2} \frac{\partial u}{\partial x_2} + \frac{v}{h_3} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{uw}{h_1 h_2} \frac{\partial h_1}{\partial x_2} - \frac{w^2}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial x_1} + \frac{uv}{h_1 h_3} \frac{\partial h_1}{\partial \theta} - \frac{v^2}{h_1 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x_1} \right) = \\ & - \frac{1}{h_1} \frac{\partial p}{\partial x_1} + \frac{1}{h_1^2 h_2 h_3} \left[ \frac{\partial}{\partial x_1} (h_1 h_2 h_3 \sigma_{11}) + \frac{\partial}{\partial x_2} (h_1^2 h_3 \sigma_{12}) + \frac{\partial}{\partial \theta} (h_1^2 h_2 \sigma_{13}) \right] - \\ & \frac{1}{h_1^2} \frac{\partial h_1}{\partial x_1} \sigma_{11} - \frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial x_1} \sigma_{22} - \frac{1}{h_1 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x_1} \sigma_{33} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Equação da conservação da quantidade do movimento na direção  $x_2$ :

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{u}{h_1} \frac{\partial w}{\partial x_1} + \frac{w}{h_2} \frac{\partial w}{\partial x_2} + \frac{v}{h_3} \frac{\partial w}{\partial \theta} + \frac{uw}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial x_1} - \frac{u^2}{h_1 h_2} \frac{\partial h_1}{\partial x_2} + \frac{wv}{h_2 h_3} \frac{\partial h_2}{\partial \theta} - \frac{v^2}{h_2 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x_2} \right) = \\ & - \frac{1}{h_2} \frac{\partial p}{\partial x_2} + \frac{1}{h_2^2 h_1 h_3} \left[ \frac{\partial}{\partial x_1} (h_2^2 h_3 \sigma_{12}) + \frac{\partial}{\partial x_2} (h_1 h_2 h_3 \sigma_{22}) + \frac{\partial}{\partial \theta} (h_2^2 h_1 \sigma_{23}) \right] - \\ & \frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial h_1}{\partial x_2} \sigma_{11} - \frac{1}{h_2^2} \frac{\partial h_2}{\partial x_2} \sigma_{22} - \frac{1}{h_2 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x_2} \sigma_{33} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Equação da conservação da quantidade do movimento na direção  $\theta$ :

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{h_1} \frac{\partial v}{\partial x_1} + \frac{w}{h_2} \frac{\partial v}{\partial x_2} + \frac{v}{h_3} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{uv}{h_1 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x_1} - \frac{u^2}{h_1 h_3} \frac{\partial h_1}{\partial \theta} + \frac{wv}{h_2 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x_2} - \frac{w^2}{h_2 h_3} \frac{\partial h_2}{\partial \theta} \right) = \\ & - \frac{1}{h_3} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{h_1 h_2 h_3^2} \left[ \frac{\partial}{\partial x_1} (h_2 h_3^2 \sigma_{13}) + \frac{\partial}{\partial x_2} (h_3^2 h_1 \sigma_{23}) + \frac{\partial}{\partial \theta} (h_1 h_2 h_3 \sigma_{33}) \right] - \\ & \frac{1}{h_1 h_3} \frac{\partial h_1}{\partial \theta} \sigma_{11} - \frac{1}{h_2 h_3} \frac{\partial h_2}{\partial \theta} \sigma_{22} - \frac{1}{h_3^2} \frac{\partial h_3}{\partial \theta} \sigma_{33} \end{aligned} \quad (3.13)$$

onde  $\sigma_{11}$ ,  $\sigma_{22}$ ,  $\sigma_{33}$  são as tensões normais nas direções  $x_1$ ,  $x_2$  e  $\theta$ , respectivamente

$$\sigma_{11} = \frac{2}{\text{Re}Q} \left( \frac{1}{h_1} \frac{\partial u}{\partial x_1} + \frac{w}{h_1 h_2} \frac{\partial h_1}{\partial x_2} + \frac{v}{h_1 h_3} \frac{\partial h_1}{\partial \theta} \right) \quad (3.14)$$

$$\sigma_{22} = \frac{2}{\text{Re}Q} \left( \frac{1}{h_2} \frac{\partial w}{\partial x_2} + \frac{u}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial x_1} + \frac{v}{h_2 h_3} \frac{\partial h_2}{\partial \theta} \right) \quad (3.15)$$

$$\sigma_{33} = \frac{2}{\text{Re}Q} \left( \frac{1}{h_3} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{u}{h_1 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x_1} + \frac{w}{h_2 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x_2} \right) \quad (3.16)$$

e  $\sigma_{12}$ ,  $\sigma_{21}$ ,  $\sigma_{13}$ ,  $\sigma_{31}$ ,  $\sigma_{23}$  e  $\sigma_{32}$  são as tensões de cisalhamento

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} = \frac{1}{\text{Re}Q} \left( \frac{1}{h_1} \frac{\partial w}{\partial x_1} + \frac{1}{h_2} \frac{\partial u}{\partial x_2} - \frac{w}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial x_1} - \frac{u}{h_1 h_2} \frac{\partial h_1}{\partial x_2} \right) \quad (3.17)$$

$$\sigma_{13} = \sigma_{31} = \frac{1}{\text{Re}Q} \left( \frac{1}{h_1} \frac{\partial v}{\partial x_1} + \frac{1}{h_3} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{v}{h_1 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x_1} - \frac{u}{h_1 h_3} \frac{\partial h_1}{\partial \theta} \right) \quad (3.18)$$

$$\sigma_{23} = \sigma_{32} = \frac{1}{\text{Re}Q} \left( \frac{1}{h_2} \frac{\partial v}{\partial x_2} + \frac{1}{h_3} \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{v}{h_2 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x_2} - \frac{w}{h_2 h_3} \frac{\partial h_2}{\partial \theta} \right) \quad (3.19)$$

e  $h_1$ ,  $h_2$  e  $h_3$  são as métricas da transformação  $x_1 = x_1(x,y,z)$ ,  $x_2 = x_2(x,y,z)$  e  $\theta = \theta(x,y,z)$ .

Considerando o escoamento axisimétrico ( $\partial\phi/\partial\theta = 0$ ), as equações da conservação da massa e da quantidade do movimento foram reescritas na sua forma adimensional<sup>1</sup>.

Equação da conservação da massa:

$$\frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[ \frac{\partial}{\partial x_1} (h_2 h_3 u) + \frac{\partial}{\partial x_2} (h_1 h_3 w) \right] = 0 \quad (3.20)$$

Equação da conservação da quantidade do movimento na direção  $x_1$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[ \frac{\partial}{\partial x_1} (h_2 h_3 u u - h_2 h_3 \sigma_{11}) + \frac{\partial}{\partial x_2} (h_1 h_3 u w - h_1 h_3 \sigma_{12}) \right] = \\ - \frac{1}{h_1} \frac{\partial p}{\partial x_1} + \frac{(\sigma_{12} - u w)}{r_{12}} - \frac{(\sigma_{22} - w^2)}{r_{21}} - \frac{(\sigma_{33} - v^2)}{r_{31}} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Equação da conservação da quantidade do movimento na direção  $x_2$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[ \frac{\partial}{\partial x_1} (h_2 h_3 w u - h_2 h_3 \sigma_{21}) + \frac{\partial}{\partial x_2} (h_1 h_3 w w - h_1 h_3 \sigma_{22}) \right] = \\ - \frac{1}{h_2} \frac{\partial p}{\partial x_2} + \frac{(\sigma_{21} - w u)}{r_{21}} - \frac{(\sigma_{11} - u^2)}{r_{12}} - \frac{(\sigma_{33} - v^2)}{r_{32}} \end{aligned} \quad (3.22)$$

Equação da conservação da quantidade do movimento na direção  $\theta$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[ \frac{\partial}{\partial x_1} (h_2 h_3 v u - h_2 h_3 \sigma_{31}) + \frac{\partial}{\partial x_2} (h_1 h_3 v w - h_1 h_3 \sigma_{32}) \right] = \\ \frac{(\sigma_{31} - v u)}{r_{31}} + \frac{(\sigma_{32} - v w)}{r_{32}} \end{aligned} \quad (3.23)$$

<sup>1</sup> A maneira pela qual as equações da quantidade do movimento foram representadas, onde os termos difusivos foram expressos em função das tensões, é conhecida na literatura internacional como *stress-flux formulation* (em português, formulação de fluxo de tensão).

onde  $r_{12}$ ,  $r_{21}$ ,  $r_{31}$ ,  $r_{32}$ , definidos nas Eqs. 3.24-3.27, são os raios de curvatura da malha computacional nas direções  $x_1$  e  $x_2$ .

$$\frac{1}{r_{12}} = \frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial h_1}{\partial x_2} \quad (3.24)$$

$$\frac{1}{r_{21}} = \frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial x_1} \quad (3.25)$$

$$\frac{1}{r_{31}} = \frac{1}{h_1 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x_1} \quad (3.26)$$

$$\frac{1}{r_{32}} = \frac{1}{h_2 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x_2} \quad (3.27)$$

A forma de um dado V.C. no interior do canal é definida por estes quatro raios de curvatura. Dois deles surgem da família de curvas ortogonais que formam a malha computacional e representam a curvatura de cada linha coordenada na direção  $x_1$  ( $r_{21}$ ) e na direção  $x_2$  ( $r_{12}$ ). Os outros dois raios de curvatura surgem da revolução destas linhas coordenadas em torno do eixo de rotação, formando assim o canal axisimétrico. Devido à orientação das linhas de  $x_1$  e  $x_2$  constante, observam-se dois raios de giração, um na direção  $x_1$  ( $r_{31}$ ) e outro na direção  $x_2$  ( $r_{32}$ ). A Fig.3.3 mostra estes raios de curvatura nas direções de  $x_1$  e  $x_2$  no domínio físico.

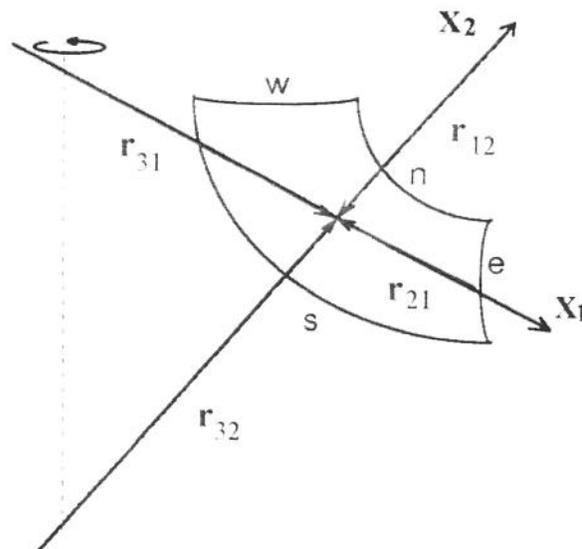


Fig.3.3 - Projeções em  $x_1$  e  $x_2$  dos raios de curvatura principais que descrevem a forma de um volume de controle. O canal é formado por duas superfícies de revolução. Os raios  $r_{32}$  e  $r_{31}$  surgem da geometria axisimétrica do canal e os raios de curvatura  $r_{12}$  e  $r_{21}$  surgem das funções geratrizes das superfícies de revolução.

Foi possível verificar, por substituição nas equações 3.21 - 3.23, que existem dois casos limites para este escoamento: **Caso limite 1**, quando  $r_{31} \rightarrow \infty$ , as equações representam um escoamento entre cilindros concêntricos e **Caso limite 2**, quando  $r_{32} \rightarrow \infty$ , as equações representam um escoamento entre discos concêntricos.

Visualizações do escoamento realizadas por WIMMER (1988), em um corpo axisimétrico com uma geometria muito semelhante àquela das superfícies que formam o canal estudado aqui (Fig.3.4) girando em um fluido infinito, comprovam experimentalmente os casos limites descritos acima. Wimmer observou escoamento similar ao de um cilindro em um meio quiescente (caso limite 1) à altura do ápice do cone. Escoamento do caso limite 2, semelhante ao de um disco girando em meio infinito, foi observado na periferia do cone. Estes dois regimes também foram observados quando foi imposto um escoamento transversal.

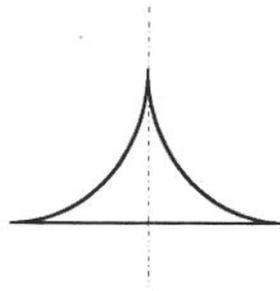


Fig.3.4 - Geometria do corpo axisimétrico utilizado por Wimmer para a realização da visualização do escoamento gerado pela sua rotação.

### 3.2 MODELAGEM NUMÉRICA

O programa computacional para a resolução do escoamento foi implementado em três partes independentes. Um dos programas, cuja entrada de dados era a geometria física do problema, gerava a malha computacional ou, em outras palavras, obtinha o domínio transformado e calculava as métricas da transformação. O outro programa recebia como dados as informações da transformação de coordenadas e resolvia as equações diferenciais. Os resultados, então, eram entregues ao módulo de visualização que realizava um pós-processamento para gerar os gráficos e as visualizações necessárias. Detalhes da metodologia utilizada para a geração da malha computacional e para a resolução das equações governantes do escoamento são descritos nas seções a seguir. A descrição do pós-processamento necessário à visualização dos resultados está no Anexo A.



$$J_3 = h_1 h_2 v \phi - h_1 h_2 \sigma_{\phi 3} \quad (3.31)$$

Note que a Eq.3.28 representa um escoamento axisimétrico e, portanto, todas as variações na direção  $\theta$  são nulas. A estratégia recomendada para a resolução deste tipo de problema (PATANKAR, 1980) é a de obter a solução para o escoamento nas direções onde existe o gradiente de pressão (resolvendo-se as Eqs. 3.21 e 3.22) e atualizando, após cada iteração, o campo de velocidade tangencial (resolvendo-se a Eq.3.23). Uma vez gerado, o campo de  $v$  é utilizado para atualizar os termos fonte de  $u$  e de  $w$  (organizados na Tab.3.1), dependentes da velocidade tangencial, reiniciando-se o ciclo.

A Eq.3.28 pode ser reescrita em termos de  $J$ :

$$\frac{\partial p \phi}{\partial t} + \nabla \cdot J = S_\phi - \vec{\nabla} P_\phi \quad (3.32)$$

Esta equação, quando integrada no domínio computacional, completa o processo de discretização das equações da quantidade do movimento. Tal processo depende da definição geométrica do volume de controle que, por sua vez, depende de como foi gerada a malha computacional, assuntos da próxima seção.

### 3.2.1 Definição do volume de controle e geração da malha computacional.

#### 3.2.1.1 Volume de controle

Para a discretização das equações governantes seguindo a aproximação dos volumes finitos, o domínio computacional (representado na Fig.3.2) foi subdividido em pequenos volumes de controle não superpostos, de tal forma que cada ponto da grade computacional tivesse um volume de controle (V.C.) correspondente. A Fig.3.5 mostra um destes V.C. visto em perspectiva.

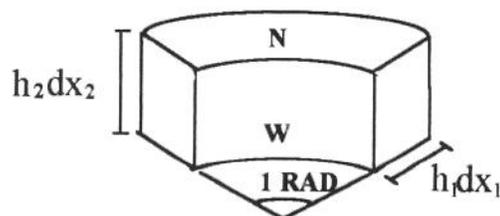


Fig. 3.5 - Volume de controle visto em perspectiva. O escoamento possuía gradiente de pressão através das faces N-S e W-E. As faces E e S, não visíveis na figura, estão localizadas atrás e abaixo do volume de controle, respectivamente.

As dimensões do V.C., nas direções  $x_1$  e  $x_2$ , foram obtidas multiplicando-se as distâncias  $dx_1$  e  $dx_2$  pelas métricas  $h_1$  e  $h_2$ , respectivamente, no plano  $x_1$ - $x_2$ . Utilizando a característica de escoamento axisimétrico, a abertura angular ( $d\theta$ ) do V.C. foi convenientemente definida como 1 radiano.

As equações da conservação da quantidade do movimento, definidas na seção anterior, foram resolvidas de forma acoplada, utilizando método iterativo (resolvendo os sistemas linearizados e atualizando os coeficientes), uma maneira eficaz de se lidar com a grande dimensão da matriz resultante e seu alto índice de esparsidade. Esta alternativa de resolução trouxe consigo o problema do acoplamento entre os campos de velocidade e pressão. Este acoplamento pode ser influenciado pelo tipo de escoamento (compressível ou incompressível) e pelo arranjo das variáveis dependentes na malha computacional. Portanto, o desafio do processo iterativo foi o de determinar um campo de pressão que, inserido nas equações do movimento, originasse um campo de velocidades que satisfizesse a equação da conservação da massa.

A posição relativa entre as componentes do vetor velocidade e a pressão na malha computacional (arranjo das variáveis), pode ser de dois tipos para coordenadas ortogonais (MALISKA, 1995): arranjo co-localizado e arranjo desencontrado. O arranjo co-localizado se caracteriza pelo fato de todas as variáveis serem alocadas nos mesmos pontos nodais, sendo mais simples de se implementar computacionalmente. O problema mais grave deste tipo de arranjo em escoamentos incompressíveis, segundo PATANKAR (1980), é a possibilidade de ocorrência de campos de pressões oscilatórias (irreais) que não é detectada pelo gradiente de pressão.

O arranjo desencontrado<sup>2</sup> evita os aparentes problemas do co-localizado. As pressões são armazenadas de tal forma que seu gradiente é a força motriz da velocidade armazenada entre dois pontos. Este tipo de arranjo foi disseminado com grande sucesso pelo livro de PATANKAR (1980) por ser fisicamente consistente, pois as velocidades estão localizadas adequadamente para o balanço de massa. Porém, se por um lado, o arranjo desencontrado promove a estabilidade necessária para o acoplamento pressão-velocidade, por outro lado, introduz uma dificuldade adicional do ponto de vista de implementação computacional, uma vez que o controle de índices das variáveis é, obviamente, mais complexo. Outro problema é

---

<sup>2</sup> **Arranjo Desencontrado.** Em inglês, *staggered grid*, expressão com várias versões em português. Neste trabalho foi adotada a versão do livro do prof. Maliska, por ser a mais atual.

que os balanços de conservação devem ser feitos para volumes diferentes, ocasionando fluxos de massa diferentes para cada variável, demandando maior espaço de memória computacional. Dos argumentos expostos acima, apesar da introdução de dificuldades de implementação computacional, conclui-se que o arranjo desencontrado é o mais adequado para o acoplamento pressão-velocidade das equações que definem o escoamento em questão. A Fig.3.6, a seguir, mostra os volumes de controle no plano  $x_1$ - $x_2$  e a posição relativa entre as componentes de velocidade  $u$  e  $w$  (vetores na direção de  $x_1$  e de  $x_2$ , respectivamente) e a pressão (representada na figura por discos no centro dos volumes de controle principais).

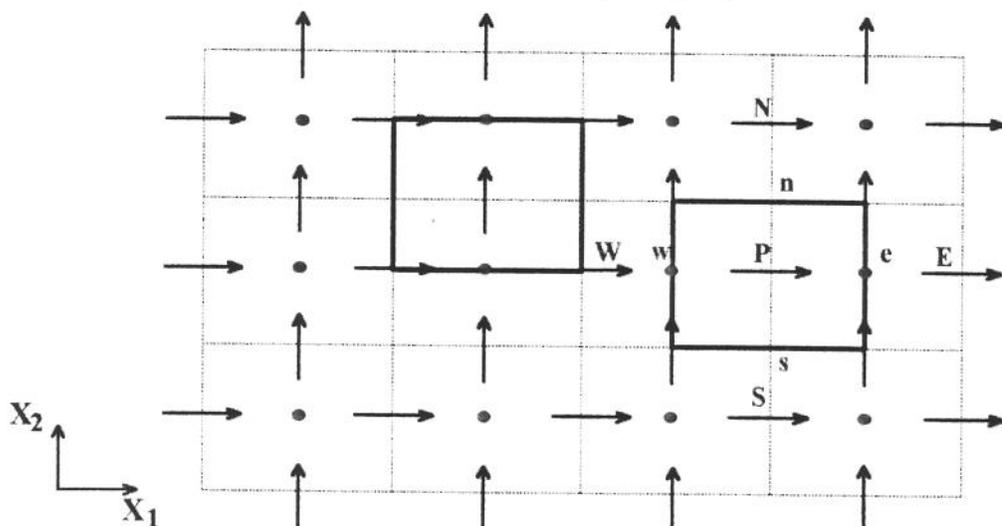


Fig.3.6 - Volumes de controle no plano  $x_1$ - $x_2$ . As linhas pontilhadas definem os volumes de controle principais. Para a resolução das equações da quantidade do movimento nas direções  $x_1$  e  $x_2$ , foram definidos dois volumes de controle secundários, um para velocidade na direção  $x_1$  e outro para a velocidade na direção  $x_2$  (ambos representados por linhas cheias).

Os volumes de controle principais, onde se checava o balanço de massa, são representados por linhas pontilhadas. Para a resolução das equações linearizadas do movimento na direção  $x_1$  e  $x_2$ , foram utilizados volumes de controle secundários, representados na figura por linhas cheias. Uma vez que o escoamento era axisimétrico, não existia gradiente de pressão na direção  $\theta$ . Portanto, foi possível utilizar o V.C. da pressão para a resolução das equações de conservação para a componente tangencial,  $v$ . A Fig.3.6 ainda mostra a definição dos pontos nodais P, N, S, E, W (centro, norte, sul, leste e oeste, respectivamente) do V.C. e os pontos de face n, s, e, w de um dos volumes de controle secundários. A disposição relativa dos pontos nodais foi aplicada a todos os volumes de controle para a geração das equações que foram resolvidas pelo procedimento numérico.

### 3.2.1.2 Geração da malha computacional

A obtenção das leis de transformação, que relacionam a geometria do domínio físico (Fig.3.1) ao domínio computacional (Fig.3.6), é o objetivo principal da geração da malha computacional. Para isto, foi realizada uma discretização estruturada, isto é, os volumes elementares foram formados por linhas coordenadas, sendo necessário gerar um sistema de coordenadas curvilíneas que se adaptasse à geometria do canal. Neste trabalho, optou-se por utilizar um sistema de coordenadas curvilíneas ortogonal.

A principal vantagem do sistema ortogonal em relação ao não-ortogonal é que as equações diferenciais, que envolvem as transformações, são mais simples de serem discretizadas e implementadas computacionalmente. As desvantagens do seu uso surgem principalmente pela dificuldade de geração da mesma e pela generalidade que se perde do modelo numérico. Além disso, a concentração dos pontos nodais da malha em uma determinada região, com a restrição de manter a ortogonalidade entre as linhas coordenadas, é uma tarefa não trivial. Assume-se, portanto, no presente trabalho, a perda de generalidade do código computacional, em favor da facilidade de implementação do modelo numérico para a resolução das equações da conservação da quantidade do movimento.

A geração da malha computacional foi realizada utilizando equações diferenciais elípticas. A vantagem desta escolha é que estes sistemas apresentam como soluções funções harmônicas que observam o princípio de o máximo e o mínimo valor ocorrerem sobre as fronteiras. Isto garante que o jacobiano da transformação não se anule no domínio, devido à presença de um máximo e de um mínimo. O princípio de máximo também garante a unicidade das funções  $x_1(x, y, z)$ ,  $x_2(x, y, z)$  e  $\theta(x, y, z)$ , ou seja, duas superfícies coordenadas de mesmo valor nunca se interceptarão, requisito obrigatório quando malhas estruturadas estão sendo utilizadas.

Neste ponto, é importante explicitar as fronteiras do domínio físico. As superfícies  $f(x,y) = \text{constante}$  e  $g(x,y) = \text{constante}$ , que representam as superfícies de revolução que formam o canal, foram obtidas por projeção de perfil do rotor da bomba e interpoladas para reproduzir detalhes geométricos da superfície real. Portanto,  $f$  e  $g$  eram funções conhecidas ao longo do canal. As superfícies  $S_1(x,y)$  e  $S_2(x,y)$  foram obtidas para gerar um domínio físico com fronteiras se interceptando em planos ortogonais. As condições impostas a estas funções para satisfazer este requisito foram gerar uma superfície fechada (**condição 1**) e ser

perpendicular simultaneamente a  $f$  e a  $g$  (**condição 2**). Estas condições podem ser expressas de forma matemática, como segue:

**Condição 1:**

$$S_1(x_0, y_0) = f(x_0, y_0), \quad S_1(x_1, y_1) = g(x_1, y_1) \quad (3.33)$$

$$S_2(x_2, y_2) = f(x_2, y_2), \quad S_2(x_3, y_3) = g(x_3, y_3) \quad (3.34)$$

**Condição 2:**

$$\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_{x_0, y_0} \cdot \left(\frac{\partial S_1}{\partial x}\right)_{x_0, y_0} = \left(\frac{\partial g}{\partial y}\right)_{x_1, y_1} \cdot \left(\frac{\partial S_1}{\partial x}\right)_{x_1, y_1} = -1 \quad (3.35)$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)_{x_3, y_3} \cdot \left(\frac{\partial S_2}{\partial y}\right)_{x_3, y_3} = \left(\frac{\partial g}{\partial x}\right)_{x_2, y_2} \cdot \left(\frac{\partial S_2}{\partial y}\right)_{x_2, y_2} = -1 \quad (3.36)$$

Onde os pontos  $(x_0, y_0)$ ,  $(x_1, y_1)$ ,  $(x_2, y_2)$  e  $(x_3, y_3)$  representam as coordenadas dos vértices superiores esquerdo e direito e, dos vértices inferiores esquerdo e direito do domínio físico (Fig.3.1), respectivamente.

As funções  $S_1$  e  $S_2$  deveriam possuir no mínimo grau 2 para satisfazer estas condições. Escrevendo, finalmente, as funções  $f$ ,  $g$ ,  $S_1$ , e  $S_2$  (Eqs. 3.37 - 3.40) de forma explícita:

$$f(x, y) = y - 50 - \sqrt{2300 - (x - 50)^2} = 0 \quad (3.37)$$

$$y \geq 0 ; 6,8 \leq x \leq 37,3$$

$$g(x, y) = y - 51 - \sqrt{2440 - (x - 55)^2} = 0 \quad (3.38)$$

$$y \geq 0 ; 9,8 \leq x \leq 37,6$$

$$S_1(x, y) = y - 25 + 0,6x - 0,005x^2 = 0 \quad (3.39)$$

$$y \geq 0 ; 6,8 \leq x \leq 9,8$$

$$S_2(x, y) = y - 2300 + 121x - 2x^2 = 0 \quad (3.40)$$

$$y \geq 0 ; 37,3 \leq x \leq 37,6$$

Onde todas as dimensões são em milímetros.

Foi possível, portanto, montar um sistema de equações diferenciais parciais elípticas a partir destas funções. Uma das mais simples equações elípticas é a equação de Laplace

$$\nabla^2 x_1 = \frac{\partial^2 x_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 x_1}{\partial y^2} = 0 \quad (3.41)$$

$$\nabla^2 x_2 = \frac{\partial^2 x_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 x_2}{\partial y^2} = 0 \quad (3.42)$$

com condições de contorno de Dirichlet

$$x_1 = 0 \text{ ao longo de } f$$

$$x_1 = 1 \text{ ao longo de } g$$

$$x_2 = 0 \text{ ao longo de } S_1$$

$$x_2 = 1 \text{ ao longo de } S_2$$

A motivação, para resolver o sistema de equações acima, foi a de obter valores do par  $(x,y)$  que correspondessem à malha uniformemente espaçada do domínio computacional. Portanto, um dado ponto da malha  $(x_{1i}, x_{2i})$  no domínio computacional corresponde a um ponto  $(x_i, y_i)$  calculado no domínio físico. Para realizar esta tarefa, foi necessário resolver as equações inversas de Eq.3.41 e Eq.3.42, ou seja, mudando as variáveis dependentes para  $x$  e  $y$  (ANDERSON, 1992).

$$\alpha \frac{\partial^2 x}{\partial x_1^2} - 2\beta \frac{\partial^2 x}{\partial x_1 \partial x_2} + \gamma \frac{\partial^2 x}{\partial x_2^2} = 0 \quad (3.43)$$

$$\alpha \frac{\partial^2 y}{\partial x_1^2} - 2\beta \frac{\partial^2 y}{\partial x_1 \partial x_2} + \gamma \frac{\partial^2 y}{\partial x_2^2} = 0 \quad (3.44)$$

onde

$$\alpha = \left( \frac{\partial x}{\partial x_2} \right)^2 + \left( \frac{\partial y}{\partial x_2} \right)^2 \quad (3.45)$$

$$\beta = \left( \frac{\partial x}{\partial x_1} \right) \left( \frac{\partial x}{\partial x_2} \right) + \left( \frac{\partial y}{\partial x_2} \right) \left( \frac{\partial y}{\partial x_1} \right) \quad (3.46)$$

$$\gamma = \left( \frac{\partial x}{\partial x_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial y}{\partial x_1} \right)^2 \quad (3.47)$$

A solução deste sistema de equações (Eqs. 3.43-3.47) foi obtida utilizando um procedimento de diferenças finitas com processo iterativo de Liebmann<sup>3</sup>, descrito em ABBOTT E BASCO (1989). A geração da malha foi implementada em uma subrotina FORTRAN que gerava, em um arquivo, os pontos  $(x,y)$  do plano físico correspondentes aos pontos  $(x_1, x_2)$  do plano computacional. Este arquivo era lido pelo programa principal que resolvia as equações do movimento. O procedimento computacional se mostrou adequado

<sup>3</sup> Liebmann propôs este procedimento iterativo em 1909, meio século antes do surgimento dos primeiros computadores.

para a geração da malha, apesar de o tempo de U.C.P. ser relativamente grande (ordem de grandeza de algumas centenas de minutos em computador PC 486 66 MHz) para a geração da malha desejada, antes da execução do programa principal. Por este motivo, foram armazenadas em disco rígido malhas já convergidas, diminuindo o esforço computacional para a geração de resultados em série.

É importante comentar que as Eqs. 3.43-3.47 não têm nada a ver com a física do escoamento, são simplesmente equações parciais diferenciais elípticas, escolhidas para relacionar  $x$  e  $y$  às coordenadas  $x_1$  e  $x_2$  e, portanto, representam uma transformação do domínio físico para o computacional. A solução deste sistema de equações gerou uma família de superfícies ortogonais que formaram a malha computacional.

A Fig.3.7 mostra uma malha  $5 \times 9$ , sendo 5 pontos ao longo de  $x_2$  e, 9 pontos ao longo de  $x_1$ , obtida a partir da subrotina geradora da malha.

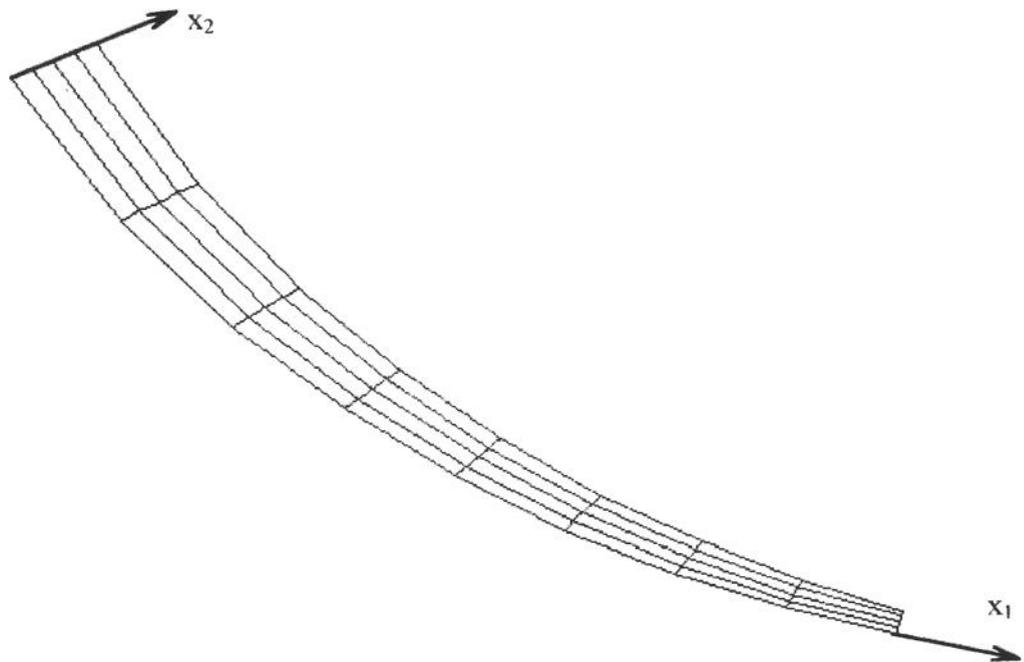


Fig.3.7 - Malha computacional de  $5 \times 9$  pontos nodais. O espaçamento entre os pontos nodais é menor ao longo da direção  $x_2$  (normal à superfície do canal) para tornar a malha mais sensível aos gradientes de velocidade presentes no escoamento nesta direção.

Como a espessura do canal diminui de forma significativa ao longo de  $x_1$ , foi necessário desenhá-lo com escala diferente de 1:1 para facilitar a visualização das linhas coordenadas na saída. Este é o motivo pelo qual, apesar de a malha gerada ser ortogonal (detalhes no Anexo

A), suas linhas não se interceptarem a 90 graus em sua representação na Fig.3.7. Nos casos simulados e apresentados neste trabalho, a malha empregada foi de 61 x 11.

### 3.2.2 Cálculo das métricas da transformação $h_1(x_1, x_2)$ , $h_2(x_1, x_2)$ e $h_3(x_1, x_2)$

Como já foi discutido anteriormente, as métricas da transformação introduzem nas equações da conservação as informações sobre a geometria física do problema. A Fig.3.1 mostra o sistema de coordenadas curvilíneas  $(x_1, x_2, \theta)$  e o cartesiano  $(x, y, z)$ . As coordenadas curvilíneas de um ponto são relacionadas ao sistema cartesiano por três equações de transformação do tipo  $x_1 = x_1(x, y, z)$ ,  $x_2 = x_2(x, y, z)$  e  $\theta = \theta(x, y, z)$  ou, analogamente,  $x = x(x_1, x_2, \theta)$ ,  $y = y(x_1, x_2, \theta)$ ,  $z = z(x_1, x_2, \theta)$ , que são obtidas a partir do programa de geração da malha.

As métricas desta transformação podem ser escritas como segue (FLETCHER, 1988):

$$(h_1)^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial x_1}\right)^2 \quad (3.48)$$

$$(h_2)^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial x_2}\right)^2 \quad (3.49)$$

$$(h_3)^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial \theta}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \theta}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \theta}\right)^2 \quad (3.50)$$

A Fig.3.8 mostra os parâmetros utilizados para descrever a transformação do sistema cartesiano no novo sistema curvilíneo ortogonal. Portanto,  $x$ ,  $y$  e  $z$  estão relacionados ao novo sistema de coordenadas pelas seguintes expressões:

$$x = r(x_1, x_2) \cdot \text{Cos}\theta \quad (3.51)$$

$$y = s(x_1, x_2) \quad (3.52)$$

$$z = r(x_1, x_2) \cdot \text{Sen}\theta \quad (3.53)$$

onde  $r(x_1, x_2)$  e  $s(x_1, x_2)$  são funções conhecidas da geração da malha computacional.

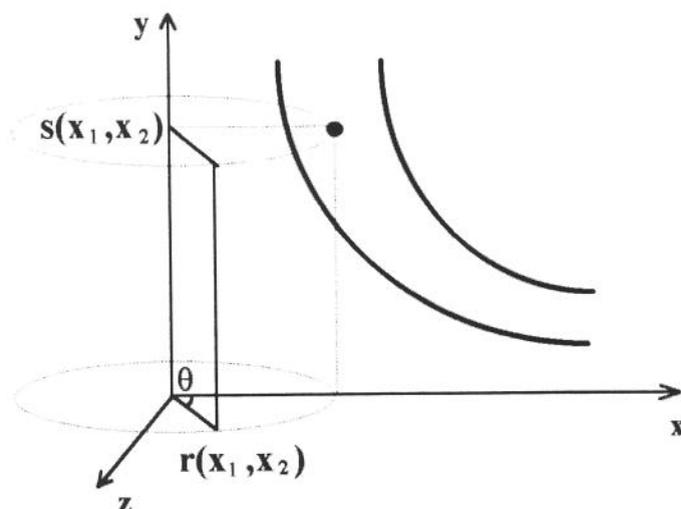


Fig.3.8 - Um ponto no interior do canal descrito por coordenadas cartesianas e pela sua posição angular.

Substituindo as Eqs. 3.51-3.53 nas Eqs. 3.48-3.50, obtêm-se as expressões para as métricas  $h_1$ ,  $h_2$  e  $h_3$  (Eqs. 3.54 - 3.56), calculadas de forma discreta nos pontos nodais obtidos da geração da malha.

$$h_1 = \sqrt{\left(\frac{\partial r(x_1, x_2)}{\partial x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial s(x_1, x_2)}{\partial x_1}\right)^2} \quad (3.54)$$

$$h_2 = \sqrt{\left(\frac{\partial r(x_1, x_2)}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial s(x_1, x_2)}{\partial x_2}\right)^2} \quad (3.55)$$

$$h_3 = r(x_1, x_2) \quad (3.56)$$

### 3.2.3 Integração das equações governantes no volume de controle

Para se chegar à forma discretizada das equações governantes do escoamento, as equações da conservação da massa (Eq.3.20) e da conservação do movimento (Eqs.3.21 - 3.23) foram integradas em cada V.C.

#### 3.2.3.1 Integração da equação de conservação da massa

Integrando a Eq.3.20 no V.C. definido na seção 3.2.1.1,

$$[h_3 h_2 dx_2 u]_e - [h_3 h_2 dx_2 u]_w + [h_3 h_1 dx_1 w]_n - [h_3 h_1 dx_1 w]_s = 0 \quad (3.57)$$

Os subscritos e, w, n, s representam as faces leste, oeste, norte e sul, respectivamente, do V.C. As áreas do V.C. normais às direções  $x_1$  ( $Ax_1$ ) e  $x_2$  ( $Ax_2$ ) são definidas nas equações 3.58 e 3.59, assumindo-se que  $d\theta = 1$ .

$$Ax_1 = h_3 h_1 dx_2 \quad (3.58)$$

$$Ax_2 = h_3 h_2 dx_1 \quad (3.59)$$

Portanto, a equação integrada da conservação da massa pôde ser reescrita em função da definição das áreas do V.C., como segue:

$$(Ax_1 u)_e - (Ax_1 u)_w + (Ax_2 w)_n - (Ax_2 w)_s = 0 \quad (3.60)$$

### 3.2.3.2 Integração da equação de conservação da quantidade do movimento

Seguindo a metodologia proposta por PATANKAR (1980), as equações algébricas para cada componente de velocidade em cada ponto nodal foram obtidas escrevendo-se as equações integrais para o V.C. e introduzindo-se as aproximações que reduzem cada equação à uma equação algébrica, relacionando um determinado valor nodal aos seus vizinhos na malha computacional.

A integração das equações de conservação da quantidade do movimento (Eqs. 3.21-3.23), que geraram as equações algébricas para cada componente de velocidade, foi realizada em duas etapas (RAITHBY *et al.*, 1986). Na primeira delas, chamada de aproximação de primeiro nível<sup>4</sup>, a equação integral foi substituída por uma equação algébrica em termos das variáveis dependentes localizadas nos pontos nodais (P, N, S, W, E) e nos pontos de face (n, s, w, e). Na segunda etapa, chamada de aproximação de segundo nível<sup>5</sup>, os valores dos pontos da face foram substituídos por valores obtidos em função dos valores localizados nos pontos nodais.

Para uma melhor compreensão dos procedimentos adotados para esta integração, foi utilizada metodologia semelhante à de RAITHBY *et al.* (1986), que realizaram a integração termo a termo da equação de conservação da quantidade do movimento para uma das componentes de velocidade. A integração foi realizada no tempo e no espaço, sendo que o volume diferencial foi definido como a multiplicação dos três comprimentos nas direções  $x_1$ ,  $x_2$  e  $\theta$  e o avanço no tempo foi realizado utilizando-se a formulação totalmente implícita, ou seja,

<sup>4</sup> Do original em inglês, *first-level approximation*.

<sup>5</sup> Do original em inglês, *second-level approximation*.

o novo valor da variável  $\phi$  ( $\phi^1$ ) permanecia constante durante todo o passo de tempo  $t + \Delta t$ . São mostrados, a seguir, os procedimentos de integração da equação da quantidade do movimento na direção de  $x_1$  (Eq.3.28, com  $\phi = u$ ), na forma adimensionalizada.

### Aproximação de primeiro nível

A primeira integração a ser descrita é a do termo transiente (termo I, à esquerda da Eq.3.28) para a velocidade na direção de  $x_1$ ,

$$\frac{1}{\Delta t} \iiint_{VC} \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right) h_3 h_1 dx_1 h_2 dx_2 dt \approx (h_3 h_1 \Delta x_1 h_2 \Delta x_2)_P \frac{(u_P - u_P^0)}{\Delta t} \quad (3.61)$$

onde o subscrito P representa valores calculados em relação ao centro do V.C. principal (Fig.3.6).  $u_P^0$  é o valor da velocidade no tempo  $t$  (iteração anterior) e  $u_P$  é o valor correspondente no tempo  $t + \Delta t$ .

Da mesma forma, pôde ser efetuada a integração do termo II, da Eq.3.28, para a componente de velocidade na direção  $x_1$ :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta t} \iiint_{VC} \left( \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \frac{\partial}{\partial x_1} (h_2 h_3 u u) \right) h_3 h_1 dx_1 h_2 dx_2 dt &= \frac{1}{\Delta t} \int_t \int_{x_2} (h_3 h_2 u u)_e dx_2 dt - \\ &\frac{1}{\Delta t} \int_t \int_{x_2} (h_3 h_2 u u)_w dx_2 dt \approx (h_3 h_2 dx_2 u)_e u_e - (h_3 h_2 dx_2 u)_w u_w \end{aligned} \quad (3.62)$$

O transporte do movimento de  $u$  através da face leste (e) é  $(h_3 h_2 dx_2 u)_e$ , onde  $u_e$  é o resultado da interpolação da velocidade na direção  $x_1$  para a face e. Procedimentos semelhantes foram realizados para a integração dos termos convectivos nas outras direções.

O termo do gradiente de pressão (termo IV da Eq.3.28) foi também integrado no V.C. principal,

$$\frac{1}{\Delta t} \iiint_{VC} \left( -\frac{1}{h_1} \frac{\partial P}{\partial x_1} \right) h_3 h_1 dx_1 h_2 dx_2 dt \approx -\overline{\frac{\partial P}{h_1 dx_1}} \Delta V = -(P_e - P_w) h_3 h_2 dx_2 \quad (3.63)$$

onde a barra significa média volumétrica. A média temporal do gradiente de pressão foi aproximada para seu valor no tempo  $t + \Delta t$ .

A prática usual, antes da integração dos termos que envolvem tensões normais e de cisalhamento da Eq.3.28, é substituir as expressões destas tensões em função das velocidades

(Eqs. 2.15-2.20). As métricas de transformação tornam estas equações complexas, limitando a flexibilidade e transparência para a implementação computacional. A formulação de fluxo de tensão, baseada no artigo de RAITHBY *et al.* (1986) e utilizada no presente trabalho, evita tais dificuldades.

O resultado da integração da componente da tensão normal do termo  $\nabla \cdot \tau$ , na direção  $x_1$  (termo III da Eq.3.28), é mostrado a seguir.

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta t} \int_t \int_{x_1} \int_{x_2} \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \frac{\partial}{\partial x_1} (h_2 h_3 \sigma_{11}) h_3 h_1 dx_1 h_2 dx_2 dt &= \frac{1}{\Delta t} \int_t \int_{x_2} (h_2 h_3 \sigma_{11})_e dx_2 dt - \\ \frac{1}{\Delta t} \int_t \int_{x_2} (h_2 h_3 \sigma_{11})_w dx_2 dt &\approx \left( \frac{Ax_{1e}}{\Delta t} \int \sigma_{11e} dt - \frac{Ax_{1w}}{\Delta t} \int \sigma_{11w} dt \right) \end{aligned} \quad (3.64)$$

Todos os termos de tensão, normal e de cisalhamento, foram integrados seguindo metodologias semelhantes. Se as expressões que relacionam tensão às velocidades fossem substituídas na Eq.3.64, apareceriam termos contendo  $\mathbf{u}$  e  $\mathbf{w}$ . Quando estes termos são aproximados usando velocidades no tempo  $(t + \Delta t)$ , as equações de  $\mathbf{u}$  e  $\mathbf{w}$  tornam-se acopladas e a velocidade  $\mathbf{u}$  aparece fora da molécula de cálculo. Para evitar estes problemas, apenas poucas velocidades ativas foram utilizadas (aquelas do tempo  $t + \Delta t$ ), enquanto as restantes foram avaliadas no tempo  $t$ . Definiu-se  $\tilde{\sigma}$  como a componente de  $\sigma$  avaliada utilizando as velocidades ativas e,  $\Delta\sigma$ , como a diferença baseada nas velocidades no tempo  $t$ .

$$\frac{1}{\Delta t} \int_t \sigma dt \approx (\tilde{\sigma} + \Delta\sigma^0) = [\tilde{\sigma} + (\sigma^0 - \tilde{\sigma}^0)] \quad (3.65)$$

As componentes de  $\tilde{\sigma}$  foram definidas como:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{11} &= \frac{1}{\text{Re}_Q} \frac{1}{h_1} \frac{\partial u}{\partial x_1}, & \tilde{\sigma}_{22} &= \frac{1}{\text{Re}_Q} \frac{1}{h_2} \frac{\partial w}{\partial x_2} \\ \tilde{\sigma}_{12} &= \frac{1}{\text{Re}_Q} \frac{1}{h_1} \frac{\partial w}{\partial x_1}, & \tilde{\sigma}_{21} &= \frac{1}{\text{Re}_Q} \frac{1}{h_2} \frac{\partial u}{\partial x_2}, & \tilde{\sigma}_{13} &= \frac{1}{\text{Re}_Q} \frac{1}{h_1} \frac{\partial v}{\partial x_1} \\ \tilde{\sigma}_{23} &= \frac{1}{\text{Re}_Q} \frac{1}{h_2} \frac{\partial v}{\partial x_2} \end{aligned} \quad (3.66)$$

Retomando-se a integração termo a termo, a primeira parte do termo fonte da equação do movimento na direção  $x_1$ , listado na Tab.1, pôde ser expressa como:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta t} \int_t \int_{x_1} \int_{x_2} \frac{1}{h_1 h_2} \left( \sigma_{12} \frac{\partial h_1}{\partial x_2} - uw \frac{\partial h_1}{\partial x_2} \right) h_3 h_1 dx_1 h_2 dx_2 dt &\approx \\ \overline{\sigma_{12}^0} (Ax_{2n} - Ax_{2s}) - uw (Ax_{2n} - Ax_{2s}) \end{aligned} \quad (3.67)$$

e, de forma semelhante, foram integrados os outros elementos do termo fonte.

É possível reescrever, então, a Eq.3.28, desta vez após efetuadas todas as integrais,

$$\begin{aligned} \frac{M_p u_p}{\Delta t} + (Ax_1 u)_e u_e - (Ax_1 u)_w u_w + (Ax_2 w)_n u_n - (Ax_2 w)_s u_s = \\ -(P_e - P_w)(h_3 h_2 dx_2)_p + (Ax_{1e} \tilde{\sigma}_{11e} - Ax_{1w} \tilde{\sigma}_{11w} + Ax_{2n} \tilde{\sigma}_{21n} - Ax_{2s} \tilde{\sigma}_{21s}) + B \end{aligned} \quad (3.68)$$

onde  $M_p = (h_3 h_1 \Delta x_1 h_2 \Delta x_2)_p$  e B representa os termos obtidos no tempo t:

$$\begin{aligned} B = \frac{M_p u_p^0}{\Delta t} + Ax_{1e}(\sigma_{11}^0 - \tilde{\sigma}_{11}^0)_e - Ax_{1w}(\sigma_{11}^0 - \tilde{\sigma}_{11}^0)_w + Ax_{2n}(\sigma_{21}^0 - \tilde{\sigma}_{21}^0)_n - \\ Ax_{2s}(\sigma_{21}^0 - \tilde{\sigma}_{21}^0)_s + (\overline{\sigma_{12}^0} - \overline{u^0 w^0})(Ax_{2n} - Ax_{2s}) - \\ (\overline{\sigma_{22}^0} - \overline{(w^0)^2})(Ax_{1e} - Ax_{1w}) - (\overline{\sigma_{33}^0} - \overline{(v^0)^2})(Ax_{1e} - Ax_{1w}) \end{aligned} \quad (3.69)$$

Para o sistema cartesiano, todos os termos de tensão e de aceleração, na Eq.3.69, seriam nulos. As equações 3.68 e 3.69 se aplicam para todos os volumes de controle para  $\mathbf{u}$  e, de forma semelhante, foram geradas expressões para as componentes  $\mathbf{w}$  e  $\mathbf{v}$ . É interessante notar que a integração das equações diferenciais no V.C. eliminou as referências às métricas, introduzindo em seu lugar áreas das faces e volume dos volumes de controle, facilmente calculados, uma vez que a malha foi gerada. Desta maneira, estes valores eram sempre finitos e com variação suave ao longo do domínio de cálculo.

O sistema de equações, resultante da integração em todos os volumes de controle para todas as componentes de velocidade, possuía mais incógnitas do que equações. Para permitir sua solução, os valores das variáveis e suas derivadas nas faces, assim como suas médias volumétricas, foram expressos em termos dos pontos nodais das variáveis dependentes. Este procedimento envolveu a aproximação de segundo nível, onde os erros são normalmente mais sérios que aqueles de primeiro nível.

### Aproximação de segundo nível

Os termos da equação diferencial possuem uma característica matemática que pode ser associada com a física do fenômeno. Assim, o termo difusivo,  $\nabla \cdot \tau$  (Eq.3.9), é um termo elíptico e os efeitos de uma perturbação no meio são transmitidos (difundidos) em todas as direções por este termo. O termo convectivo,  $\vec{U} \cdot \nabla \vec{U}$ , do lado esquerdo da Eq.3.9, é parabólico e transmite perturbações apenas no sentido da velocidade. Os efeitos destes termos

influenciam a configuração dos campos de velocidade e de pressão e devem ser corretamente avaliados. Se forem utilizadas as velocidades calculadas nos pontos da malha correspondentes a cada componente, o sistema de equações, baseado nas equações do movimento, terá mais incógnitas que equações. Para ser possível a resolução do sistema, valores de velocidade e suas derivadas nas fronteiras do V.C., assim como sua média volumétrica, foram expressos em termos dos pontos nodais das variáveis dependentes. Esta aproximação é chamada de segundo nível, pois exige interpolações especiais, onde os erros são geralmente mais sérios do que aqueles cometidos na aproximação de primeiro nível.

Os termos difusivos foram aproximados da seguinte forma,

$$Ax_{1e} \tilde{\sigma}_{11e} \approx \frac{1}{\text{Re}_Q} \frac{Ax_{1e}}{h_{1e}(x_{1E} - x_{1P})} (u_E - u_P) \approx D_e (u_E - u_P) \quad (3.70)$$

onde

$$D_e = \frac{1}{\text{Re}_Q} \frac{Ax_{1e}}{h_{1e}(x_{1E} - x_{1P})} \quad (3.71)$$

e, de maneira análoga, foram definidos  $D_w$ ,  $D_n$  e  $D_s$ .

$$D_w = \frac{1}{\text{Re}_Q} \frac{Ax_{1w}}{h_{1w}(x_{1P} - x_{1W})} \quad (3.72)$$

$$D_n = \frac{1}{\text{Re}_Q} \frac{Ax_{2n}}{h_{2n}(x_{2N} - x_{2P})} \quad (3.73)$$

$$D_s = \frac{1}{\text{Re}_Q} \frac{Ax_{2s}}{h_{2s}(x_{2P} - x_{2S})} \quad (3.74)$$

Os termos convectivos foram convenientemente escritos da seguinte forma:

$$\begin{aligned} F_e &= (Ax_1 u)_e \\ F_w &= (Ax_1 u)_w \\ F_n &= (Ax_2 w)_n \\ F_s &= (Ax_2 w)_s \end{aligned} \quad (3.75)$$

Utilizando as definições das equações acima, foi possível reescrever a equação integrada da conservação da massa (Eq.3.60).

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \quad (3.76)$$

Para obter a forma discretizada das equações do movimento, adequadas para a implementação computacional seguindo o algoritmo descrito por PATANKAR (1980), foram necessárias algumas manipulações algébricas. A primeira delas foi multiplicar a Eq.3.76 por  $u_P$

(onde o subscrito P representa o valor de  $\mathbf{u}$  no centro do V.C.) e subtraí-la da Eq.3.68. Rearranjando, obteve-se:

$$\begin{aligned} & \frac{M_P u_P}{\Delta t} + \left[ (Ax_1 u)_e u_e - Ax_{1e} \tilde{\sigma}_{11e} \right] - F_e u_P - \\ & \left[ (Ax_1 u)_w u_w - Ax_{1w} \tilde{\sigma}_{11w} \right] - F_w u_P + \\ & \left[ (Ax_2 w)_n u_n - Ax_{2n} \tilde{\sigma}_{21n} \right] - F_n u_P - \\ & \left[ (Ax_2 w)_s u_s - Ax_{2s} \tilde{\sigma}_{21s} \right] - F_s u_P = -(P_e - P_w)(h_3 h_2 dx_2)_P + B \end{aligned} \quad (3.77)$$

Considerando-se que as velocidades se mantêm constantes ao longo das faces do V.C., foi possível realizar as seguintes aproximações:

$$\left[ (Ax_1 u)_e u_e - Ax_{1e} \tilde{\sigma}_{11e} \right] - F_e u_P = \alpha_E (u_P - u_E) \quad (3.78)$$

$$\left[ (Ax_1 u)_w u_w - Ax_{1w} \tilde{\sigma}_{11w} \right] - F_w u_P = \alpha_W (u_W - u_P) \quad (3.79)$$

$$\left[ (Ax_2 w)_n u_n - Ax_{2n} \tilde{\sigma}_{21n} \right] - F_n u_P = \alpha_N (u_P - u_N) \quad (3.80)$$

$$\left[ (Ax_2 w)_s u_s - Ax_{2s} \tilde{\sigma}_{21s} \right] - F_s u_P = \alpha_S (u_S - u_P) \quad (3.81)$$

onde

$$\alpha_E = D_e A(/Pce /) + \|-F_e, 0\| \quad (3.82)$$

$$\alpha_W = D_w A(/Pcw /) + \|F_w, 0\| \quad (3.83)$$

$$\alpha_N = D_n A(/Pcn /) + \|-F_n, 0\| \quad (3.84)$$

$$\alpha_S = D_s A(/Pcs /) + \|F_s, 0\| \quad (3.85)$$

Os coeficientes  $\alpha_E$ ,  $\alpha_W$ ,  $\alpha_N$  e  $\alpha_S$  representavam a ponderação da influência da difusão e da convecção no transporte de  $\mathbf{u}$ , neste caso. Esta ponderação foi realizada pelo esquema de interpolação polinomial<sup>6</sup> (PATANKAR, 1980) e representada nas Eqs. 3.82-3.85 por  $A(/ /)$ . O operador  $A(/ /)$  foi definido como segue:

$$A(/ /) = \left\| 0, \left[ 1 - 0,1 \cdot ABS(Pc) \right]^5 \right\| \quad (3.86)$$

O operador  $\| / \|$ , presente também nesta equação, tinha a tarefa de retornar o maior valor daqueles listados entre as barras duplas<sup>7</sup>.  $Pce$ ,  $Pcw$ ,  $Pcn$  e  $Pcs$  foram definidos como número de Peclet da malha e representavam a influência relativa entre os termos difusivos e convectivos.

<sup>6</sup> Do original em inglês, *power law*.

<sup>7</sup> Função AMAX na linguagem FORTRAN.

$$\begin{aligned}
 Pc_e &= \frac{F_e}{D_e} \\
 Pc_w &= \frac{F_w}{D_w} \\
 Pc_n &= \frac{F_n}{D_n} \\
 Pc_s &= \frac{F_s}{D_s}
 \end{aligned}
 \tag{3.87}$$

As aproximações descritas anteriormente foram aplicadas a todos os pontos nodais, para todas as componentes de velocidade. Escrevendo a equação de conservação da quantidade do movimento para a componente  $\mathbf{u}$ , seguindo a nomenclatura mostrada na Fig.3.6:

$$a_p u_p = a_E u_E - a_W u_W + a_N u_N - a_S u_S + Ax_{2p}(P_w - P_e) + B \tag{3.88}$$

onde

$$\begin{aligned}
 Ax_{1p} &= (h_3 h_2 dx_2)_p \\
 a_p^* &= a_E + a_W + a_N + a_S \\
 a_p &= a_p^* + \frac{M_p}{\Delta t}
 \end{aligned}
 \tag{3.89}$$

Como era de interesse somente a solução em regime permanente, pôde ser feita a seguinte substituição na Eq.3.89:

$$a_p = \frac{a_p^*}{\alpha} \tag{3.90}$$

onde  $\alpha$  é chamado de fator de subrelaxação.

### 3.2.4 Organização do procedimento numérico

Para obter a solução do escoamento proposto neste trabalho, foi escolhido o algoritmo SIMPLE<sup>8</sup> (PATANKAR e SPALDING, 1972), com alguns aperfeiçoamentos<sup>9</sup> (VAN DOORMAL e RAITHBY, 1984). Sabe-se que, para este método, as equações de conservação da quantidade do movimento só podem ser resolvidas quando o campo de pressão for conhecido ou, de alguma forma, estimado. Ao se utilizar um campo de pressão que não seja a solução, o campo de velocidades resultante, calculado a partir de equações semelhantes à

<sup>8</sup> *Semi-Implicit Pressure Linked Equations*, Método semi-implícito para equações acopladas à pressão.

<sup>9</sup> O algoritmo SIMPLE aperfeiçoado por Van Doormal e Raithby é conhecido como SIMPLC (SIMPLE Consistente).

Eq.3.88, não satisfaz a equação da continuidade. Tal campo de velocidade, baseado em um campo de pressão estimado ( $\mathbf{P}^*$ ), é expresso como  $\mathbf{u}^*$ ,  $\mathbf{w}^*$  e  $\mathbf{v}^*$ , e as equações do movimento, para as componentes da velocidade, podem ser escritas como segue:

$$a_p u_p^* = \sum a_{vz} u_{vz}^* + B_u + Ax_{1P} (P_w^* - P_e^*) \quad (3.91)$$

$$a_p v_p^* = \sum a_{vz} v_{vz}^* + B_v \quad (3.92)$$

$$a_p w_p^* = \sum a_{vz} w_{vz}^* + B_w + Ax_{2P} (P_s^* - P_n^*) \quad (3.93)$$

onde o subscrito vz representa os pontos nodais vizinhos (W, E, N e S) e  $B_u$ ,  $B_v$  e  $B_w$ , representam os termos fonte para a componente na direção  $x_1$ ,  $\theta$  e  $x_2$ , respectivamente.

O objetivo do processo iterativo foi o de obter campos de pressão que gerassem campos de velocidade que progressivamente satisfizessem a equação da continuidade. Portanto, ao longo das iterações, foram necessárias correções para a pressão da forma  $P' = P - P^*$  e, para corrigir os campos de  $\mathbf{u}^*$  e  $\mathbf{w}^*$ , utilizaram-se as expressões  $u' = u - u^*$  e  $w' = w - w^*$ . A relação entre  $P'$  e  $u'$  foi obtida subtraindo a Eq.3.88 da Eq.3.91.

$$a_p u_p' = \sum a_{vz} u_{vz}' + Ax_{1P} (P_w' - P_e') \quad (3.94)$$

Portanto, o campo de pressão  $\mathbf{P}$  e as componentes de velocidade, que satisfiziam as equações de conservação da massa e do movimento, podem ser expressos da seguinte forma:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^* + \mathbf{u}' \quad (3.95)$$

$$\mathbf{w} = \mathbf{w}^* + \mathbf{w}'$$

$$P = P^* + P' \quad (3.96)$$

Neste ponto, os algoritmos SIMPLE e SIMPLEC se diferenciam. No SIMPLE, recomenda-se que o termo  $\sum a_{vz} u_{vz}'$ , da Eq.3.94, seja simplesmente desprezado, enquanto, no SIMPLEC, este termo é manipulado algebricamente. Os dois lados da Eq.3.94 foram subtraídos por  $\sum a_{vz} u_{vz}'$ , resultando em uma expressão alternativa à Eq.3.94.

$$(a_p - \sum a_{vz}) u_p' = \sum a_{vz} (u_{vz}' - u_p') + Ax_{1P} (P_w' - P_e') \quad (3.97)$$

Na aproximação realizada no SIMPLEC, o termo  $\sum a_{vz} (u_{vz}' - u_p')$  é desprezado. Note-se que tanto o termo desprezado pelo SIMPLEC quanto aquele desprezado pelo SIMPLE se anulam quando o campo de velocidade satisfizer à continuidade. Porém, como o termo do SIMPLEC é uma diferença, sua diminuição é mais rápida ao longo das iterações.

Portanto, a Eq.3.94 pôde ser reescrita em termos da velocidade aproximada,

$$u_p = u_p^* + d_p(P'_w - P'_e) \quad (3.98)$$

onde

$$d_p = \frac{Ax_{1p}}{a_p - \sum a_{vz}} \quad (3.99)$$

Para se obter a equação de correção da pressão, foram substituídas as expressões do tipo da Eq.3.98, para as velocidades nas faces do V.C. principal, na equação integrada da conservação da massa (Eq.3.76). O volume de controle principal é esquematizado de forma simplificada na Fig 3.9, a seguir.

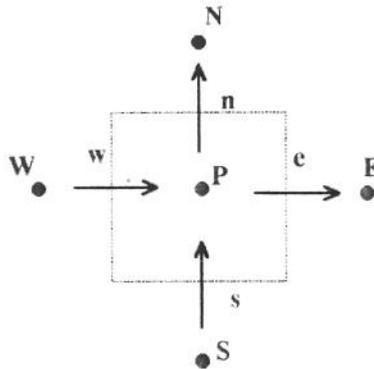


Fig.3.9 - Volume de controle principal com os pontos de pressão vizinhos e velocidades das faces.

Escrevendo, então, a equação de correção da pressão para o V.C. principal:

$$c_p P'_p = c_e P'_e + c_w P'_w + c_n P'_n + c_s P'_s + b_p \quad (3.100)$$

onde

$$\begin{aligned} c_e &= d_e Ax_{1e} & c_w &= d_w Ax_{1w} \\ c_n &= d_n Ax_{2n} & c_s &= d_s Ax_{2s} \\ c_p &= c_e + c_w + c_n + c_s \\ b_p &= u_w^* Ax_{1w} - u_e^* Ax_{1e} + w_s^* Ax_{2s} - w_n^* Ax_{2n} \end{aligned} \quad (3.101)$$

Uma vez obtido  $P'$ , as velocidades  $u_e$ ,  $u_w$ ,  $w_n$  e  $w_s$  foram corrigidas, obtendo-se um campo de velocidades que satisfazia a equação da conservação da massa. O próximo passo foi corrigir o campo de pressão utilizando a Eq.3.96. Para o novo ciclo iterativo,  $P^*$  foi feito igual ao novo  $P$  e um novo campo de velocidades estimado foi calculado, dando seqüência ao mesmo processo, até se obter a convergência dentro de parâmetros estipulados.

O ciclo iterativo completo para resolver o acoplamento pressão-velocidade, empregando o método SIMPLEC, é o seguinte:

1. Estimar os campos de velocidade e pressão ( $P^*$ ).
2. Calcular os coeficientes das equações do movimento para  $u$  e  $w$ .
3. Resolver as equações da conservação da quantidade do movimento, usando  $P^*$ , obtendo  $u^*$  e  $w^*$ .
4. Resolver a Eq.3.100 e obter  $P'$ .
5. Corrigir  $u^*$  e  $w^*$ , obtendo o campo de velocidades que satisfaz a equação da continuidade.
6. Calcular  $P$  utilizando a Eq.3.96.
7. Resolver a equação de conservação para  $v$ .
8. Fazer  $P = P^*$  e recomeçar no item (2) até a convergência.

É importante notar que o escoamento em questão era axisimétrico e, portanto, não possuía gradiente de pressão na direção  $\theta$ . Por este motivo, a componente  $v$  foi tratada como uma “propriedade” calculada de forma desacoplada ao campo de pressão. Existem dois motivos pelos quais iterações foram necessárias na solução do sistema de equações. O primeiro, pelo fato de as equações serem acopladas entre si, e o segundo, para levar em conta as não-linearidades. No procedimento descrito acima, a iteração realizou os dois papéis ao mesmo tempo: resolveu o acoplamento e, simultaneamente, avançou os coeficientes, trazendo os efeitos da não-linearidade em cada ciclo iterativo.

### 3.2.5 Introdução das condições de contorno

Foram especificadas condições de contorno para as componentes de velocidade na direção  $x_1$ , na direção  $x_2$  e na direção  $\theta$  (tangencial), em toda a fronteira do domínio computacional, além de condições de contorno para a equação de correção da pressão. O canal foi dividido em quatro regiões: entrada, saída, superfície superior e superfície inferior. As condições de contorno impostas às superfícies inferior e superior eram simétricas, com exceção do valor da velocidade tangencial de cada superfície, que variou linearmente com o raio de giração<sup>10</sup>.

#### 3.2.5.1 Condições de contorno para a entrada do canal

No domínio transformado (ou computacional), a entrada do canal foi definida pela superfície  $S_1$  (Fig.3.1), onde  $x_1 = 0$  ao longo desta superfície. A velocidade média do fluido

<sup>10</sup> raio de giração é a distância perpendicular do ponto de interesse até o eixo de rotação.

que entrava pelo canal foi calculada dividindo-se a vazão pela área de entrada (Eq. 3.102). Como esta velocidade média era facilmente calculada, decidiu-se adotá-la como a velocidade de referência  $U_{BAR}$ .

$$U_{BAR} = \frac{Q}{A_{ent}} \quad (3.102)$$

onde  $Q$  é a vazão que passa pelo canal [ $m^3 s^{-1}$ ] e  $A_{ent}$  é a área da seção de entrada do canal [ $m^2$ ].

Para permitir a utilização de diferentes condições de contorno na entrada do canal, escolheu-se impor perfis de velocidade adimensionalizados por  $U_{BAR}$  nas direções  $x_1$ ,  $x_2$  e  $\theta$ . Nos casos estudados neste trabalho, os perfis impostos foram os seguintes:

$$\begin{aligned} w &= 0 \\ v &= rg(i) \cdot \Omega / U_{BAR} \quad (\text{Rotação de corpo rígido}) \\ u &= 1,0 \quad (\text{Perfil Uniforme}) \end{aligned} \quad (3.103)$$

onde  $rg(i)$  é o raio de giração da posição  $i$ , ao longo da seção transversal da entrada do canal.

### 3.2.5.2 Condições de contorno para a saída do canal

No domínio transformado, a saída do canal foi definida pela superfície  $S_2$  (Fig.3.1), onde  $x_1 = 1$  ao longo desta superfície. Nesta posição, não existia nenhuma informação do escoamento a jusante. A única condição factível, neste caso, era impor que a equação da continuidade fosse satisfeita no domínio computacional ou, em outras palavras, a quantidade de massa que entrava pela superfície  $S_1$  devia ser igual à quantidade de massa que saía pela superfície  $S_2$ . Como a direção  $x_2$  era limitada pelas paredes sólidas, o fluxo de massa para fora do canal se dava somente na direção  $x_1$ . Desta forma, foi utilizada a seguinte expressão para garantir que a velocidade na saída do canal satisfizesse globalmente a continuidade:

$$u_S = \frac{Ax_{1w}}{Ax_{1S}} u_w + ADD \quad (3.104)$$

$$ADD = \frac{\left( Q_{in} - \sum_{i=1}^{lin} (u_w Ax_{1w})_i \right)}{\sum_{i=1}^{lin} Ax_{1wi}} \quad (3.105)$$

onde  $u_s$  é a velocidade na saída do canal e ADD foi calculado de forma que, somado à velocidade  $u_w$ , proporcionasse o balanço global de massa. As equações 3.104 e 3.105 foram utilizadas para cada V.C. ao longo da direção  $x_2$ , na saída do canal.

Para as outras componentes de velocidade, adotou-se a condição de escoamento localmente parabólico, fazendo nulos os coeficientes  $a_c$  das Eqs. 3.91 - 3.93.

### 3.2.5.3. Condições de contorno para as paredes sólidas (superfícies inferior e superior).

As paredes sólidas foram definidas, no domínio transformado, pelas superfícies f e g (Fig.3.1), onde  $x_2 = 0$  para a superfície inferior e  $x_2 = 1$  para a superfície superior. A introdução dos efeitos das paredes sólidas (sem sucção ou injeção de massa) nas equações do movimento foi realizada utilizando-se a condição de não-deslizamento, ou seja,  $u = w = 0$  e  $v = r_g \cdot \Omega / U_{BAR}$ . A Fig.3.10 mostra, de forma simplificada, a aplicação das condições de contorno para as velocidades.

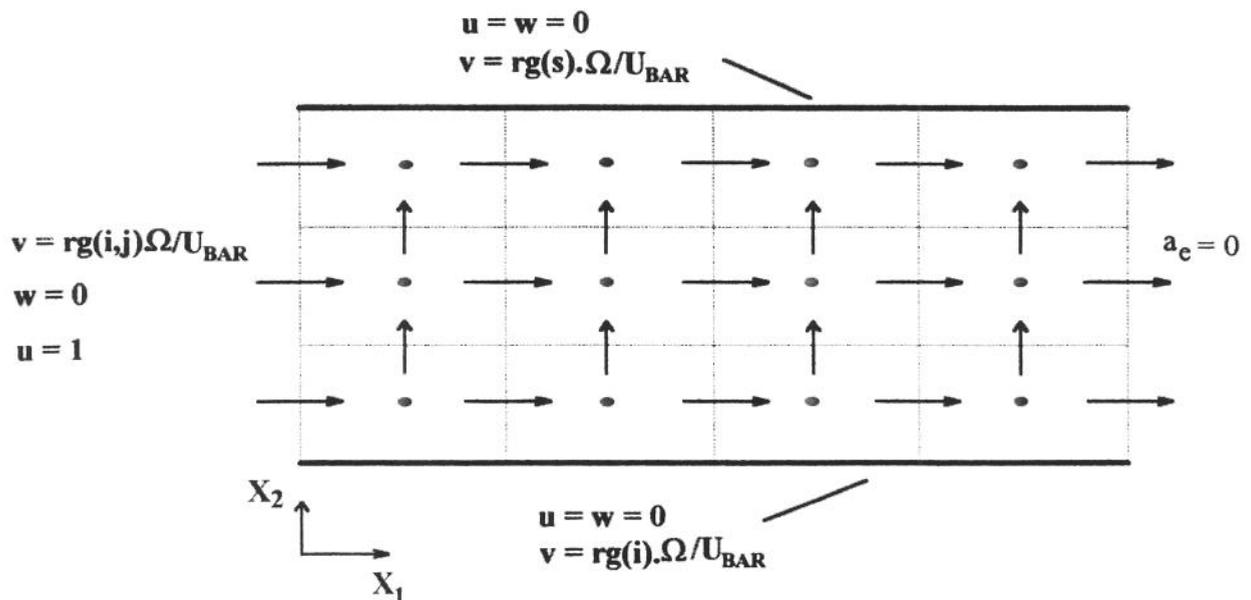


Fig. 3.10 - Condições de contorno para as velocidades nas fronteiras do canal. As condições de não-deslizamento e a não injeção ou sucção de massa foram impostas às superfícies rotativas.

### 3.2.5.4 Tratamento da equação de correção da pressão nas fronteiras

Como pôde ser observado na Fig.3.10, os pontos nodais da pressão estavam localizados no interior do domínio computacional e, portanto, não necessitavam de condições de contorno. Além disso, uma quantidade infinita de campos de pressão poderia satisfazer a equação da

continuidade, já que apenas o gradiente de pressão é utilizado como um dos componentes do termo fonte das equações de conservação da quantidade do movimento.

Por outro lado, o campo de  $\mathbf{P}'$  foi utilizado para atualizar os campos de pressão e de velocidade. Como o termo fonte da equação de  $\mathbf{P}'$  (Eqs. 3.100 - 3.101) era a própria continuidade, a correção da pressão dependia das condições de contorno e, por isso, foi necessário um tratamento especial da equação que gerava o campo de  $\mathbf{P}'$  nas fronteiras do domínio computacional.

Considerando-se um V.C. na fronteira de saída do domínio computacional (Fig.3.11), é possível obter uma expressão para a velocidade que ocorre nesta fronteira:

$$u_e = K_1 u_w + K_2 \quad (3.106)$$

onde  $K_1$  e  $K_2$  são constantes escolhidas de forma a representar adequadamente a velocidade na fronteira e  $u_w$  é uma velocidade interna do domínio computacional.

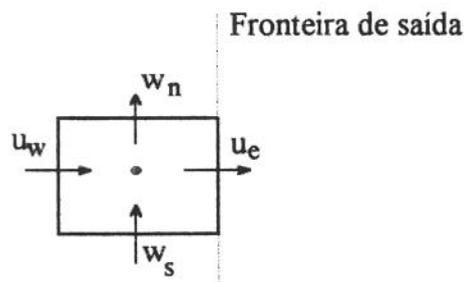


Fig. 3.11 - Volume de controle onde a velocidade  $u_e$  é conhecida na fronteira.

Para a introdução da condição de contorno da velocidade na equação de  $\mathbf{P}'$  (Eq.3.100), VAN DOORMAL e RAITBY (1984) sugerem que a Eq.3.106 seja substituída na equação da continuidade (Eq.3.76). Para o V.C. da Fig.3.11, que representa a condição de contorno para  $u$  na saída do canal, o resultado desta substituição é expresso na equação a seguir.

$$(Ax_2 u)_w - Ax_2 w (K_1 u_w + K_2) + (Ax_1 w)_s - (Ax_1 w)_n = 0 \quad (3.107)$$

Desta maneira, ao se escrever a equação da correção da pressão para esta fronteira, o coeficiente  $c_e$  foi feito igual a zero, pois o valor de  $u_e$  já era conhecido e, portanto, não devia ser corrigido pelo campo de  $\mathbf{P}'$ . Uma vez que  $c_e = 0$ , a influência de  $P'_E$  sobre  $P'_P$  é nula, ou seja, não é necessária nenhuma condição de contorno que relacione  $P'_E$  à  $P'_P$ .

De forma semelhante, foram escritas as equações para  $P'$  no caso das velocidades conhecidas em outras fronteiras do V.C.. A Tabela 3.2, a seguir, mostra os valores de  $K_1$  e  $K_2$  utilizados para as equações de correção da pressão dos pontos nodais das fronteiras do domínio computacional.

Tab.3.2 - Valores dos coeficientes  $K_1$  e  $K_2$  utilizados para introduzir na equação da correção da pressão as condições de contorno impostas às fronteiras do domínio computacional.

Fronteira	Componente de velocidade envolvida	$K_1$	$K_2$
Entrada	$u$	0	$U_{BAR}$
Saída	$u$	$\frac{Ax_{1w}}{Ax_{1S}}$	ADD
Superior ou Inferior	$w$	0	0

### 3.2.6 Considerações adicionais sobre a formulação de fluxo de tensão

As equações do movimento foram discretizadas mantendo-se a formulação de fluxo de tensão, em contraste com o procedimento usual de substituir as relações de tensão e deformação. Este pequeno detalhe levou a um ganho de flexibilidade e robustez no método. O preço deste aperfeiçoamento foi o aumento de memória computacional para armazenar as novas variáveis. A cada nova iteração foram gerados novos campos de pressão e velocidade, que por sua vez eram utilizados para atualizar os coeficientes e as tensões para a próxima iteração. A escolha da posição de armazenamento no V.C. teve grande influência na precisão dos valores aproximados das tensões. A Fig. 3.12 mostra as localizações das tensões normais ( $\sigma_{11}$ ,  $\sigma_{22}$ ,  $\sigma_{33}$ ) e de cisalhamento ( $\sigma_{12}$ ,  $\sigma_{13}$ ,  $\sigma_{23}$ ) relativas aos volumes de controle para o cálculo das componentes  $u$  (Fig.3.12a),  $w$  (Fig.3.12b) e  $v$  (Fig.3.12c). A estratégia adotada para a alocação das tensões foi a de gerar estas grandezas nas posições onde eram necessárias para as equações discretizadas para  $u$ ,  $w$  e  $v$ . Além disso, esta localização possuía analogia com o modelo físico adotado, onde as forças que afetavam as equações da quantidade do movimento apareciam explicitamente na forma algébrica dos balanços da quantidade movimento.

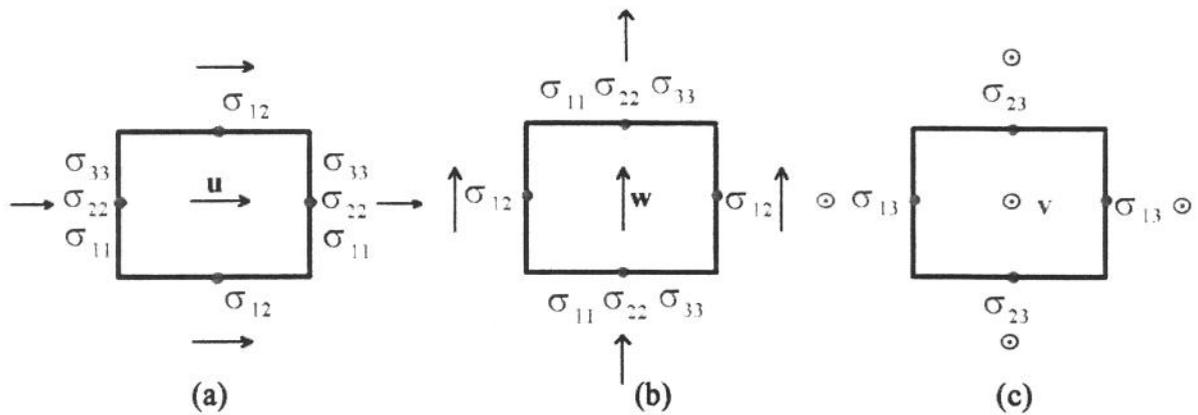


Fig.3.12 - Localização relativa das tensões normais e de cisalhamento nos volumes de controle. (a) V.C. para a componente  $u$ . (b) V.C. para a componente  $w$ . (c) V.C. para a componente  $v$ . As tensões foram sempre armazenadas nas faces dos volumes de controle, minimizando os erros de aproximação.

### 3.2.7 Validação do programa computacional

Existem dois tipos de possibilidade de erros na solução numérica quando os resultados são comparados com a realidade de um problema físico. Do ponto de vista numérico, os resultados devem ser comparados com outras soluções analíticas ou numéricas, para verificar se as equações diferenciais foram corretamente resolvidas. Aspectos como precisão da solução e convergência do algoritmo são testados nesta fase, que pode ser chamada de validação numérica. Este processo atesta a qualidade da metodologia numérica (VALLE, 1995; MALISKA, 1995). A validação física, por outro lado, tem o objetivo de verificar a fidelidade do modelo matemático em confronto com o problema físico em questão.

O programa computacional foi implementado a partir de um código já desenvolvido por PINOTTI (1992), que utilizava o método SIMPLE para coordenadas cilíndricas. As modificações do código original foram realizadas para a sua operação com coordenadas ortogonais generalizadas. Por este motivo, a validação do programa foi realizada resolvendo-se os mesmos casos apresentados em PINOTTI (1992), porém, utilizando, dentro do código, coordenadas generalizadas. Todos os resultados foram reproduzidos e o programa desenvolvido neste trabalho foi considerado factível para auxiliar no estudo do escoamento que passa pelo canal formado por duas superfícies de revolução. Detalhes do programa novo, tais como fluxograma e considerações sobre a subrotina de visualização dos resultados estão listados no ANEXO A.

### 3.3 PROTOCOLO EXPERIMENTAL

O objetivo desta seção é descrever o protocolo experimental desenvolvido especificamente para medidas, de forma não-invasiva, da velocidade em um dispositivo de circulação extracorpórea. Para a realização destas medidas, em situações operacionais realísticas, foi necessária a construção de uma bancada de testes que reproduzisse as características encontradas em um circuito de circulação extracorpórea (CEC) típico<sup>11</sup>. A Fig. 3.13 mostra, de forma esquemática, os principais componentes do circuito, projetado para um fluxo não pulsátil. Esta figura representa o circuito padrão utilizado para testes *in vitro* de bombas rotativas não pulsáteis (IATRIDIS e CHAN, 1991).

Durante as medidas de velocidade nos canais internos do dispositivo, a vazão e a diferença de pressão entre a sucção e a descarga eram também registradas e o resistor regulável era ajustado para introduzir na linha de bombeamento uma carga semelhante àquela que ocorre em CEC.

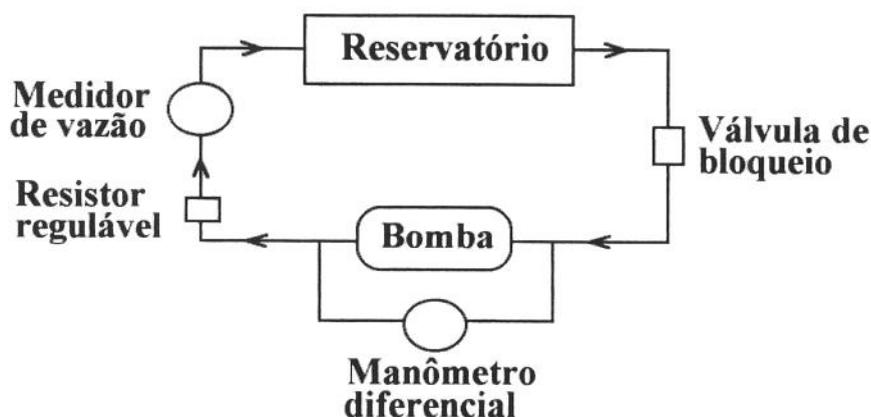


Fig.3.13 - Circuito de testes com seus principais componentes. O fluido de trabalho foi escolhido para serem possíveis medidas não invasivas de velocidade utilizando-se instrumentos ópticos.

O fluido de trabalho teve uma grande influência sobre a escolha dos instrumentos de medida de vazão e pressão. Decidiu-se não utilizar sangue por vários motivos, podendo-se destacar a dificuldade de manuseio (coagulação, armazenamento, limpeza do circuito), a

<sup>11</sup> Neste texto, o circuito de CEC estudado é aquele de *bypass* cardiopulmonar, o qual introduz as condições mais desfavoráveis para operação de uma bomba centrífuga.

necessidade de instrumentos não invasivos para medição de vazão e a impossibilidade de se utilizarem aparelhos ópticos para a determinação do campo de velocidades no interior da bomba. Devido às pequenas dimensões do dispositivo e à dificuldade (principalmente econômica) de construção de um modelo em escala maior, medidas de velocidade no interior da bomba deveriam ser realizadas de maneira não-invasiva. A escolha do fluido de trabalho, portanto, foi baseada em critérios relacionados com a operação do circuito e a possibilidade do emprego de instrumentação não invasiva para medir velocidades. Dos instrumentos disponíveis para este fim, o melhor candidato foi o instrumento óptico. Instrumentos a ultra-som foram descartados devido à geometria da bomba, que apresentava múltiplas superfícies de reflexão, confundindo a interpretação dos sinais. A técnica P.I.V.<sup>12</sup> foi considerada, porém, a dificuldade de acesso à região de interesse e o imenso esforço computacional (não disponível) para processamento das imagens justificaram o não uso desta técnica.

Escolheu-se o anemômetro laser Doppler (ALD) porque esta técnica permitia visitar quase todas as regiões da bomba, medindo duas componentes de velocidade simultâneas em regiões do espaço muito pequenas. Problemas para o acesso ótico aos canais internos e a especificação do fluido de trabalho mais apropriado foram resolvidos, permitindo a utilização do ALD.

### 3.3.1 Descrição da bomba centrífuga

O dispositivo em questão é utilizado em assistência ventricular e em procedimentos de *bypass* cardiopulmonar. A bomba é formada por três cones concêntricos, unidos entre si, e montados sobre um rotor magnético. O espaçamento entre os cones é assegurado por três perfis hidrodinâmicos que são formados na matriz de injeção e aparecem como ressaltos na parte inferior de cada cone. O processo de união entre os cones deve ser realizado de forma a garantir duas características básicas do canal que se formará entre as superfícies: espaçamento constante entre os cones ao longo do perímetro de qualquer seção transversal e evitar o desbalanceamento do rotor por resíduos (geralmente de resina acrílica). A Fig.3.14 mostra a bomba desmontada.

---

<sup>12</sup> P.I.V., em inglês, *Particle Image Velocimetry*, Velocimetria por Image da Partícula.

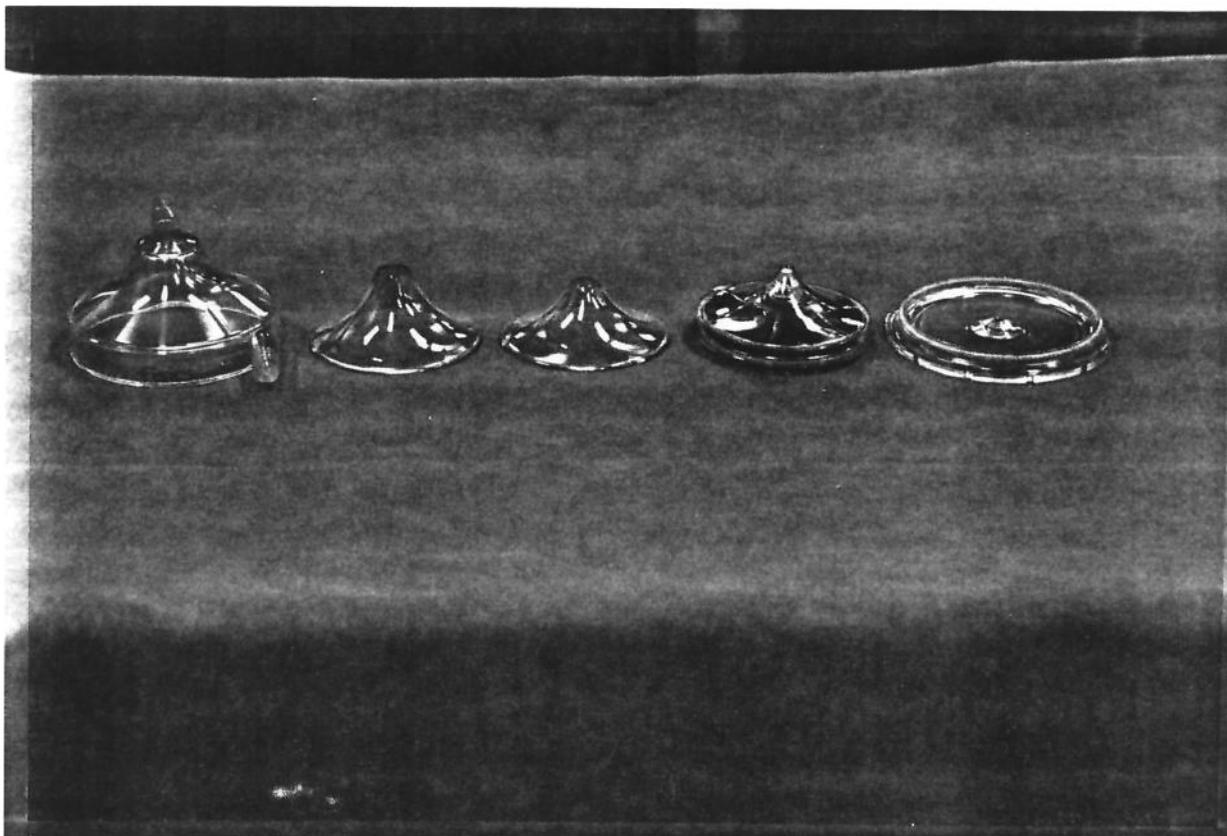


Fig.3.14 - Bomba desmontada. Os cones, colados entre si, formavam canais axisimétricos. O imã estava montado em uma câmara hermética para não ter contato com o sangue.

Os imãs, da base e do console de acionamento, eram dispostos de forma a gerar um campo magnético suficientemente forte, promovendo o acoplamento entre as partes, sem contato do eixo do acionador com o rotor da bomba<sup>13</sup> (Fig.3.15). Quando o motor do console era acionado, fazia girar os cones e a energia era transmitida ao fluido. A montagem de múltiplos cones (neste caso três) tinha a função de aumentar a superfície interna de contato com o sangue, proporcionando uma taxa maior de transmissão da energia.

Foram utilizadas cabeças de bombas<sup>14</sup> comerciais de dois fabricantes distintos: a FISICS (São Paulo, Brasil) e a MEDTRONIC (Eden Prairie, Estados Unidos). Dimensionalmente as bombas eram idênticas, porém, a durabilidade da bomba americana foi sempre maior. Por este motivo, a maioria dos resultados (90 %) apresentados neste trabalho se referem à bomba da Medtronic.

<sup>13</sup> Este tipo de acoplamento permite a produção de unidades descartáveis, diminuindo o risco de contaminação.

<sup>14</sup> **Cabeça de bomba** se refere à unidade descartável, que é composta pelo rotor magnético e pelos cones montados em uma carcaça.

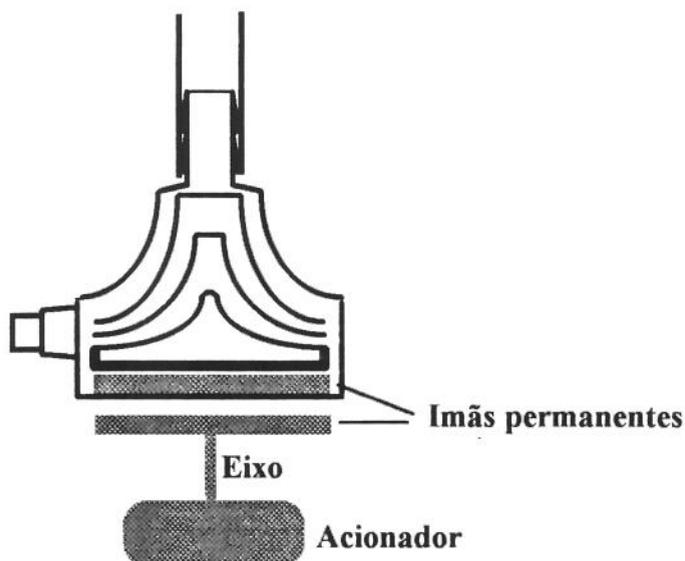


Fig.3.15 - Desenho esquemático do sistema de acionamento da bomba centrífuga.

### 3.3.2 Descrição do anemômetro laser Doppler utilizado nas medidas

A intersecção de dois feixes laser de frequência  $f_0$ , monocromáticos, forma um volume no espaço constituído por uma rede de franjas de interferência. Uma partícula em movimento em um fluido, ao atravessar este volume de medida, dispersa uma luz modulada à uma frequência  $f_D$ , onde  $f_0$  é diferente de  $f_D$  devido ao efeito Doppler. Esta frequência pode ser detectada por um fotomultiplicador e processada para calcular a velocidade da partícula, a qual representa aquela do fluido. A Fig.3.16 mostra a representação da intersecção de dois feixes laser e o volume de medida formado. A mesma intensidade é garantida em ambos os feixes utilizando-se uma única fonte estabilizada de laser e dividindo-se a luz em dois feixes paralelos, por meio de um divisor de feixe. Estes feixes são focalizados no escoamento por uma lente convergente. O ângulo de separação  $\varphi$  entre os feixes depende da distância focal da lente empregada.

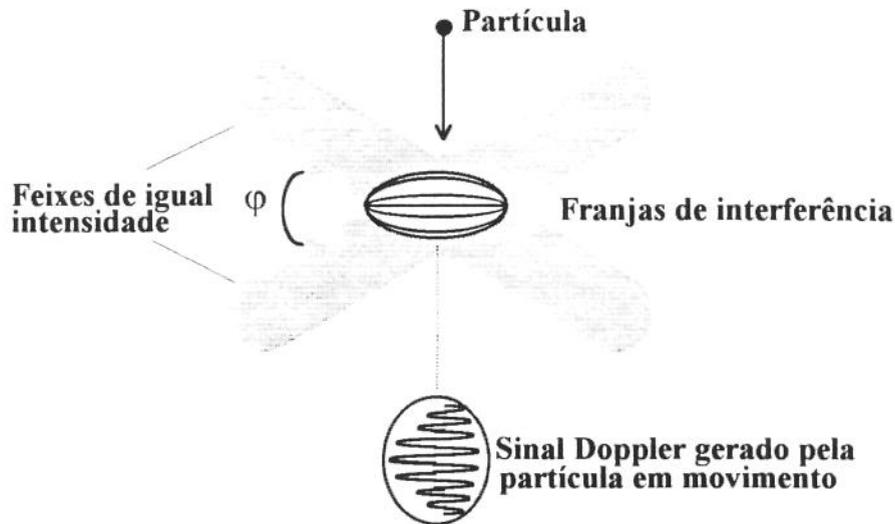


Fig.3.16 - Volume de medida. Uma partícula que passa através deste volume reflete a luz incidente com uma frequência  $f_D \neq f$ , devida ao efeito Doppler.

A velocidade  $V$  da partícula, em  $[m\ s^{-1}]$ , pode ser obtida utilizando-se a seguinte expressão (YEH e CUMMINGS, 1964; DURST *et al.*, 1981):

$$V = \frac{\lambda}{2 \cdot \text{Sen}(\varphi / 2)} f_D \quad (3.108)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda do feixe de laser  $[nm]$ ,  $\varphi$  é o ângulo de separação entre os feixes  $[rad]$  e  $f_D$  é a frequência Doppler do sinal gerado pela partícula ao cruzar o volume de medida  $[Hz]$ . O termo  $\frac{\lambda}{2 \cdot \text{Sen}(\varphi / 2)}$  é conhecido como Constante de Calibração (C) do

ALD e é função somente do comprimento de onda do laser empregado e do ângulo de separação entre os feixes, sendo independente da pressão, temperatura e densidade do fluido  $[m\ s^{-1}\ Hz^{-1}]$ .

A frequência  $f_D$  (frequência Doppler) é a mesma para uma partícula viajando a uma velocidade  $+V$  ou a  $-V$ . Assim, para evitar a ambigüidade introduzida pelo fato de se utilizar a frequência para o cálculo da velocidade, utilizou-se um dispositivo chamado *célula de Bragg* (modulador óptico-acústico) em um dos dois feixes monocromáticos de laser. Este dispositivo defasava a propagação deste feixe de uma determinada frequência  $f_B$  (neste caso, 40 MHz). Desta forma, a diferença em frequência entre os dois feixes causava um movimento na rede de

interferência do volume de medida. Partículas viajando na mesma direção do movimento da rede de interferência produziam um sinal de baixa frequência:

$$f = f_B - f_D \quad (3.109)$$

Enquanto que partículas viajando na direção oposta produziam frequências mais altas:

$$f = f_B + f_D \quad (3.110)$$

Portanto, este sistema permitia obter a direção bem como a velocidade do escoamento. Além disso, uma partícula estacionária no volume de medida pôde ser observada, pois a luz era dispersa a uma frequência  $f = f_B = 40$  MHz, o que representa velocidade zero. A configuração disponível no Laboratório de Medidas em Fluidos do *Dipartimento di Meccanica* (especificações na Tab.3.3) consistia em um laser de íons de Argônio configurado de forma a medir duas componentes de velocidade simultaneamente. A fonte de laser (*Innova 70 Coherent*, potência nominal de 4 W) produzia um feixe de laser com três comprimentos de onda típicos (verde, azul e violeta), sendo que o verde ( $\lambda = 514,5$  nm) e o azul ( $\lambda = 488$  nm) eram separados por filtros ópticos e utilizados no sistema de medida. Os feixes monocromáticos eram divididos em pares e um feixe de cada par passava por uma célula de *Bragg* para o deslocamento na frequência de 40 MHz (*Transmitter 60-40*, DANTEC). Uma vez preparados para a medição, os feixes eram conduzidos até a sonda por um cabo de fibra-óptica multimodo. A sonda foi instalada em um sistema mecânico de posicionamento, controlado parcialmente por computador. Movimentos ao longo dos eixos X e Y eram realizados por motores de passo, controlados por computador, com resolução de 0,01 mm e os deslocamentos da sonda ao longo do eixo Z eram realizados manualmente por sistema de parafuso cremalheira de precisão, com passos de 0,05 mm. A Fig.3.17 mostra, esquematicamente, a configuração utilizada nas medidas: (a) Laser de Íons de Argônio; (b) divisor de feixe; (c) célula de *Bragg*; (d) fotomultiplicador; (e) Cabo de fibra-óptica multimodo; (f) lente de focalização; (g) lente de recepção. As lentes de focalização e recepção eram montadas em uma sonda e os feixes emitidos e a luz refletida pelas partículas viajavam até o fotomultiplicador por um cabo de fibra ótica, que, na configuração empregada, possuía cerca de 20 metros. Este tipo de configuração é chamada de *backscattering*. O outro tipo possível de configuração é chamada *forward scattering*, onde o fotomultiplicador está localizado do lado oposto à emissão do laser (tendo o escoamento entre eles), recebendo a maior parte da luz espalhada.

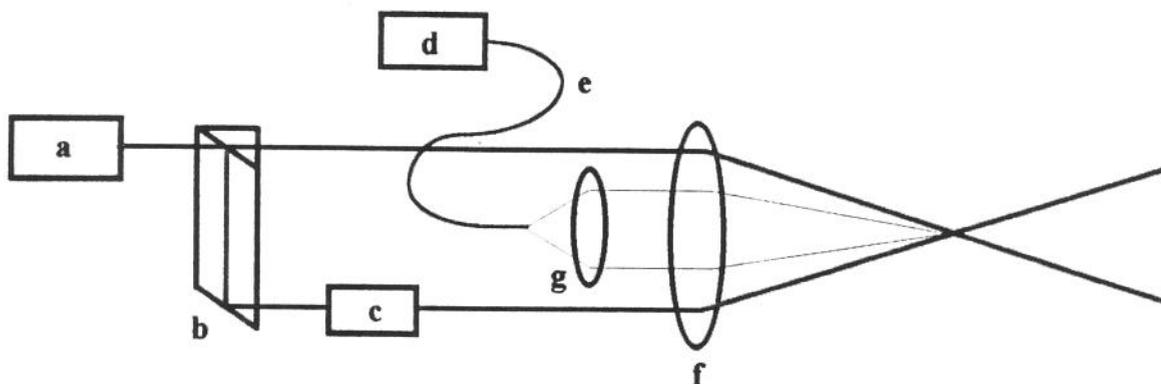


Fig.3.17 - Configuração utilizada nas medidas. A lente mais externa (f) focalizava os feixes no local da medida e direcionava a luz dispersa pelas partículas para a lente mais interna (g) que, por sua vez, focalizava o feixe de retorno na entrada da fibra óptica (e), que transmitia as informações ao fotomultiplicador (d).

A Fig.3.18 mostra o diagrama de espalhamento da luz ao atingir uma partícula (DURST *et al.*, 1981) e as duas configurações possíveis do fotomultiplicador (R) em relação à fonte de laser (F) para a aquisição do sinal.

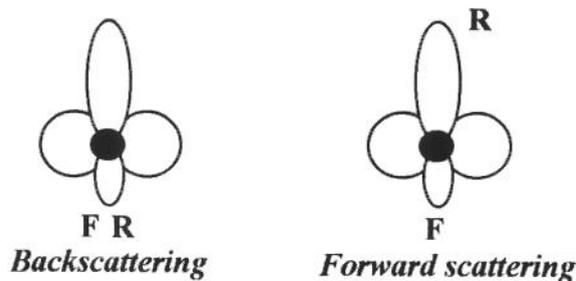


Fig.3.18 - Diagrama de espalhamento da luz ao atingir uma partícula. Na configuração *backscattering*, a fonte F e o receptor R estão no mesmo lado. Na configuração *forward scattering*, o receptor R está no lado oposto à fonte F. A intensidade da luz espalhada varia em função da posição relativa entre fonte e receptor.

Apesar de a configuração *forward scattering* permitir ao fotomultiplicador receber uma maior quantidade de luz (relação sinal-ruído mais favorável), a possibilidade de se montar fonte e receptor em uma mesma sonda é vantajosa<sup>15</sup>. Isto torna-se evidente quando são necessárias medidas de velocidade em muitos pontos no escoamento. Para cada nova posição de medida

<sup>15</sup> Sistemas de ALD de última geração são fornecidos em configuração *backscattering*.

deve-se focalizar a óptica do fotomultiplicador no volume de medida, tarefa que consome de 10 a 20 minutos. Por outro lado, quando a fonte e o receptor estão montados em uma mesma sonda, não é necessário regular a parte óptica a cada medida, o que permite que o tempo de realização das medidas diminua sensivelmente.

A Tabela 3.3 mostra os parâmetros ópticos do ALD, configurado para operar em *backscattering*.

Tabela 3.3 - Parâmetros ópticos dos feixes utilizados no anemômetro laser Doppler. Estes parâmetros são referentes ao uso de uma lente convergente com distância focal de 160 mm.

	verde (514,5 nm)	azul (488 nm)
Ângulo de separação $\phi$ [°]	13,5	13,5
Distância entre franjas* [ $\mu\text{m}$ ]	2,189	2,076
C [ $\text{m s}^{-1} \text{MHz}^{-1}$ ]	2,189	2,076
Diâmetro do volume de medida no ar [mm]	0,078	0,074
Comprimento do volume de medida no ar [mm]	0,658	0,626

\* Esta configuração proporcionava a formação de 35 franjas no volume de medida.

### 3.3.3 - Escolha do fluido de trabalho

Existem dois problemas associados ao fluido de trabalho: concentração de partículas insemnantes e a determinação precisa do posicionamento do volume de medida no local de interesse.

Para a utilização do ALD são essenciais partículas no fluido que espalhem a luz. Concentração insuficiente de partículas pode provocar uma razão sinal/ruído ruim, um pós-processamento complexo ou tempos de medição muito longos. Além disso, as partículas insemnantes devem seguir fielmente o escoamento. Para isto é necessário que possuam densidade próxima ao do fluido e que sejam de pequena dimensão (ordem de grandeza de micron).

Outro problema que afeta a qualidade das medidas é o conhecimento da posição precisa do volume de medida no interior do dispositivo. Para a realização das medidas, os feixes de laser devem atravessar diversas superfícies transparentes antes de formar o volume de medida na posição de interesse no escoamento. A diferença entre os índices de refração do meio de

propagação dos feixes (ar) até atingir o dispositivo, do material construtivo da bomba (acrílico) e o fluido de trabalho, causam desvios nos feixes luminosos, sendo necessárias correções para compensar as inevitáveis distorções de posicionamento do volume de medida. Tais correções são complexas de se obter para fronteiras curvas, onde os ângulos de incidência de cada feixe podem não ser iguais. Além disso, quando impõe-se o uso de um outro par de feixes (para medidas de duas componentes de velocidade simultâneas), surge ainda o problema da variação do raio de curvatura das fronteiras ao longo de direções ortogonais, levando à utilização de expressões diferentes para cada componente, não sendo mais possível a medição simultânea das duas componentes de velocidade, pois os dois volumes de medida não se formam na mesma posição. Uma possível solução seria alinhar o par de feixes ao longo da superfície externa da bomba, de modo que o ângulos de incidência sejam iguais, permitindo, assim, aplicar sem dificuldades as expressões de correção de posicionamento do volume de medida. Porém, esta estratégia falha ao se tentarem medidas de velocidade nas regiões mais internas da bomba por causa das diversas superfícies não planas que formam os canais internos.

A solução mais adequada para este problema é o uso da técnica do Casamento dos Índices de Refração<sup>16</sup>. A idéia principal desta técnica é tornar o dispositivo opticamente homogêneo ao se utilizar um fluido de trabalho com mesmo índice de refração do material de que é feito a bomba. Além disso, seria desejável eliminar as superfícies não planas do dispositivo, para permitir a coincidência dos volumes de medida no interior da bomba e a medição simultânea das componentes ortogonais da velocidade. Estes pré-requisitos foram satisfeitos quando um cubo de acrílico foi montado ao redor da bomba, de forma que, ao se encher este cubo com o fluido de trabalho com mesmo índice de refração, o conjunto bomba/caixa tornava-se opticamente homogêneo.

A Fig.3.19 mostra um corte longitudinal da bomba com a caixa para o Casamento do Índice de Refração instalada.

---

<sup>16</sup> Em inglês, *Refractive Index Matching*.

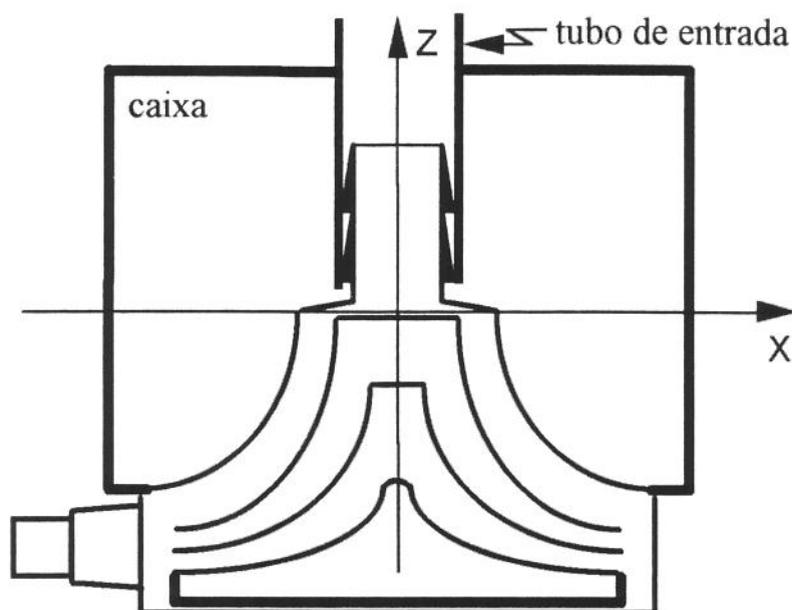


Fig.3.19 - A utilização da caixa de acrílico, cheia com o fluido de trabalho, permitiu que a bomba ficasse imersa em um meio opticamente homogêneo. Os feixes que cruzavam este conjunto não sofriam desvios.

O primeiro desafio enfrentado na procura de um fluido de trabalho com características ópticas semelhantes às acrílico foi a medição do seu índice de refração ( $n$ ). Foi necessário desenvolver um dispositivo especial para a medição do índice de refração de líquidos, além da procura de um fluido de trabalho adequado para as medidas. Os detalhes deste dispositivo, os passos de seu desenvolvimento, assim como um panorama geral dos fluidos análogos ao sangue, descritos na literatura, estão no Anexo B.

O fluido de trabalho (BALDWIN *et al.*, 1994; PINOTTI e PAONE, 1996) escolhido para a realização dos testes com a bomba, composto por 79 % de solução aquosa de NaI, 20 % de glicerina e 1 % de água destilada (em volume), atendia aos requisitos de possuir o mesmo índice de refração do acrílico e viscosidade cinemática do sangue com hematócrito<sup>17</sup> 25% a 37°C ( $\nu = 2,5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ , NICHOLS e O'ROURKE 1990). Além disso, apresentou características de fluido newtoniano, durante testes com rotoviscosímetro (detalhes no Anexo B). A solução aquosa foi obtida dissolvendo-se o sal em água bi-destilada na proporção de 100 g de água para 160 g de NaI (Farmitalia Spa., P.A.). Para estas proporções não ocorreu

<sup>17</sup> **Hematócrito** é a porcentagem de células vermelhas em relação ao volume total de sangue. O valor do hematócrito varia de 42 a 55 % dependendo da idade e do sexo da pessoa. Durante a cirurgia, no entanto, ocorre uma diluição do sangue (hemodiluição) fazendo-o atingir valores de hematócrito de 23 a 35 %.

precipitação de NaI devido à diminuição da temperatura do laboratório nas noites de inverno<sup>18</sup>. A Tab.3.4 mostra a massa de NaI necessária para saturar 100 g de água, em função da temperatura (LANGE, 1970).

Tab.3.4 - Massa de NaI suficiente para saturar 100 g de água em função da temperatura.

Temperatura [° C]	0	10	20	30	40
Massa de NaI [g]	158,7	168,6	178,7	190,3	245

A qualidade do casamento dos índices de refração, do fluido de trabalho e do acrílico, pode ser observada nas figuras 3.20 e 3.21, a seguir. A Fig.3.20 mostra os feixes (dois azuis e dois verdes) passando fora da bomba. A comprovação do casamento de índices de refração é satisfeita quando se observa os feixes passando através do conjunto bomba-caixa, como é mostrado na Fig.3.21. Eles não sofrem nenhum desvio, destacando a qualidade óptica do fluido de trabalho, motivo pelo qual este foi escolhido para as medidas.

Foram testadas partículas insemnantes de SiO<sub>2</sub> (MSF-30M, LiquidGas Co LTD, Sakai, Japão) com 2,7 µm (D.P. 0,18) e densidade de 650 kg m<sup>-3</sup>, porém, apesar de proporcionarem medidas satisfatórias, dois fatores foram decisivos para descartar a sua utilização: a formação de depósitos no interior da bomba e o alto custo das partículas (estimativa de US\$ 250,00 por semana). Descobriu-se, no entanto, que a glicerina proporcionava uma concentração de impurezas que era suficiente para realizar as medidas e, além disso, não se verificaram depósitos ou precipitados no reservatório nem na bomba.

<sup>18</sup> Quando o aquecimento era desligado, após às 19:00, a temperatura não atingiu valores menores do que 15° C antes do aquecimento ser religado às 6:00.

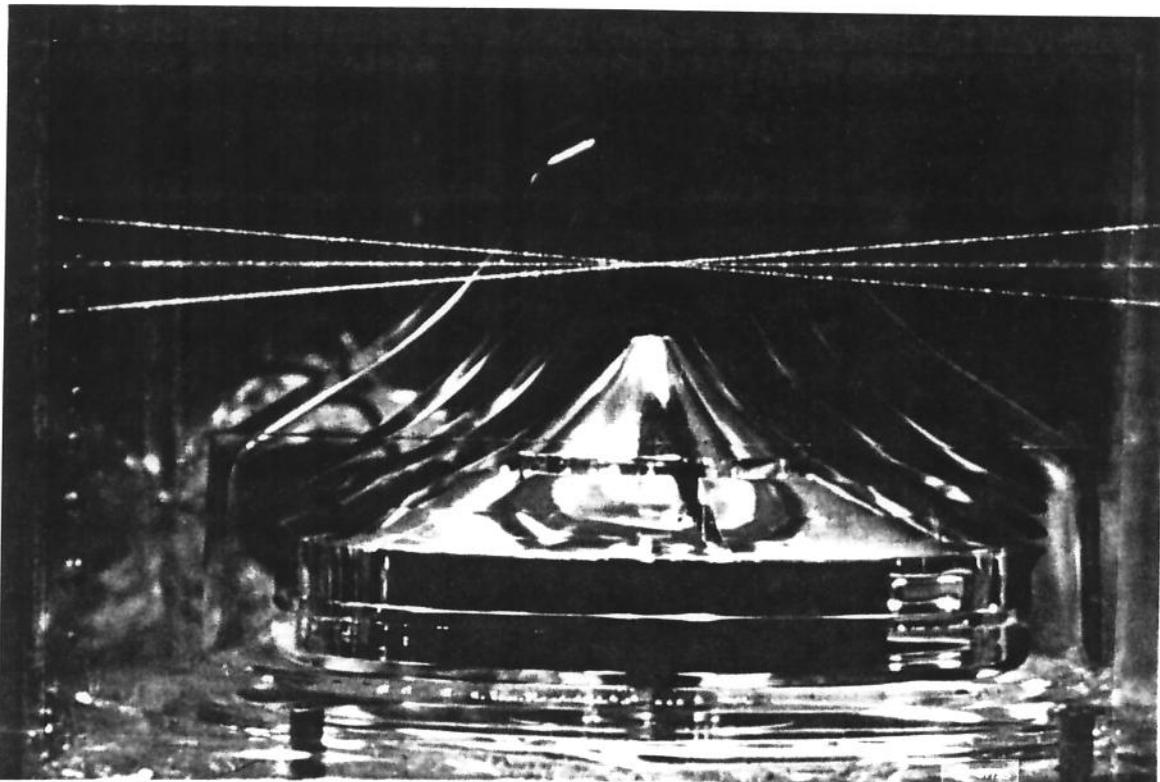


Fig 3.20- Os feixes passam fora da bomba.

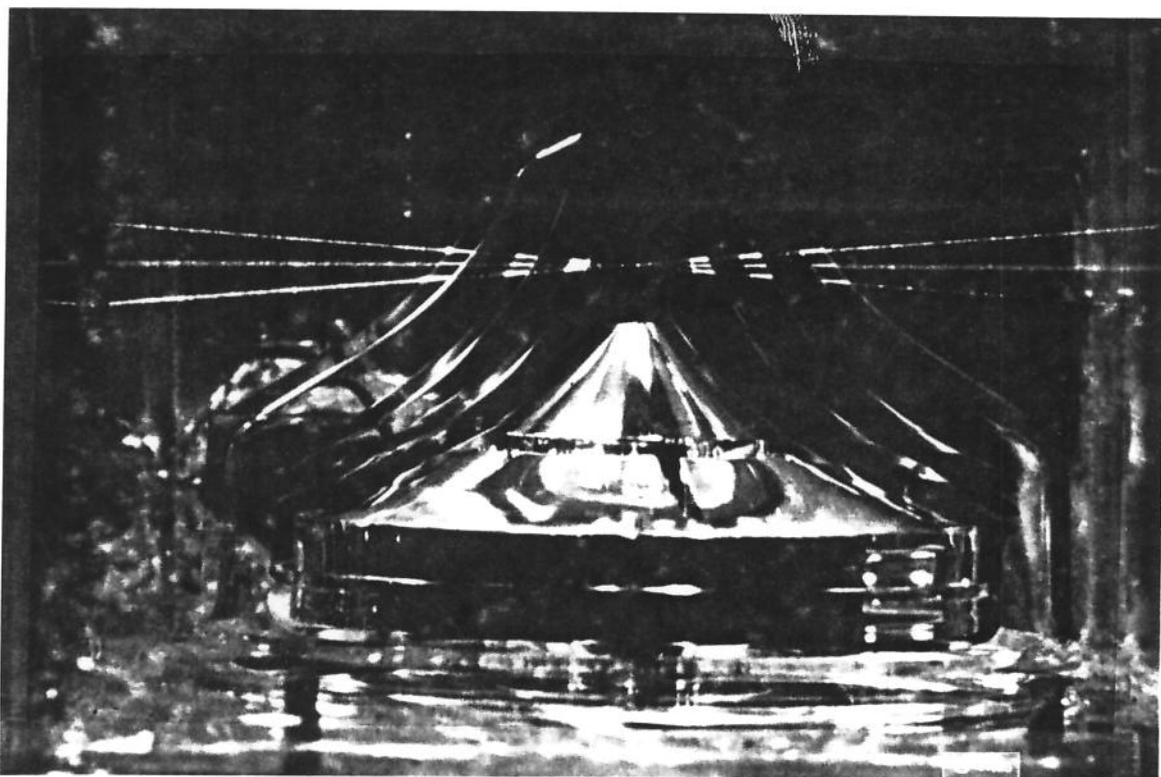


Fig.3.21 - Os feixes passam através da bomba. Torna-se evidente a boa qualidade do casamento dos índices de refração do fluido de trabalho e do acrílico, pois não há desvios dos feixes.

Uma vez solucionados os problemas decorrentes do casamento dos índices de refração e da utilização de partículas inseminantes, restava apenas determinar a correção para o posicionamento dos feixes devido à refração na interface ar/dispositivo. Quando dois feixes são utilizados para a formação do volume de medida, podem ser definidos dois pontos de interesse: O **ponto real de intersecção**, O, e o **ponto aparente de intersecção**, O', que representa o ponto do cruzamento dos feixes se não existisse a descontinuidade no índice de refração. A Fig.3.22 ilustra a situação onde os feixes são emitidos de um meio com índice de refração diferente daquele no qual se formará o volume de medida. O par de feixes cinza representa a situação real do desvio devido à refração, enquanto o par de feixes pretos representa a situação ideal.

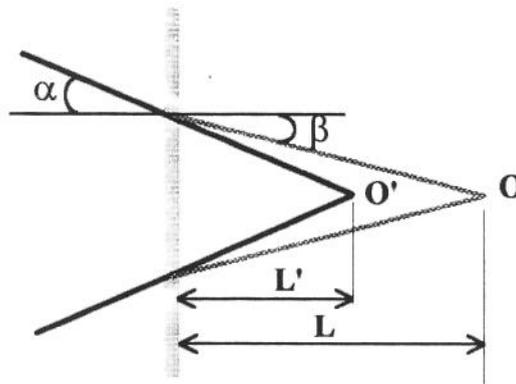


Fig.3.22 - Um par de feixes incidindo com o mesmo ângulo  $\alpha$  e cruzando a fronteira entre meios com diferentes índices de refração. A correção a ser realizada é proporcional à razão entre  $L'$  e  $L$ .

A Eq.3.111 mostra a expressão que relaciona as distâncias até a interface dos pontos O e O' ( $L$  e  $L'$ , respectivamente) aos ângulos de incidência  $\alpha$  e refração  $\beta$  (DURST *et al.*, 1981).

$$\frac{L}{L'} = \frac{Tg(\alpha)}{Tg(\beta)} \quad (3.111)$$

Se os feixes atravessarem somente superfícies planas, qualquer deslocamento do volume de medida pode ser previsto usando a expressão acima.

Para a configuração apresentada nesta seção, e com uma lente de 160 milímetros instalada na sonda de fibra óptica obtem-se que,  $\frac{L}{L'} = 1,49$ . A Tab.3.5 mostra os

comprimentos dos volumes de medida, formados pela intersecção de cada um dos pares de feixes monocromáticos, calculados para o interior do dispositivo utilizando a Eq.3.111.

Tab.3.5 - Dimensões dos volumes de medida formados no fluido de trabalho para cada par de feixes.

	verde (514,5 nm)	azul (488 nm)
Diâmetro do volume de medida no fluido de trabalho [mm]	0,078	0,074
Comprimento do volume de medida no fluido de trabalho [mm]	0,978	0,928

### 3.3.4 - Processamento dos sinais

A tarefa primária do processamento de sinais é extrair as frequências Doppler que ocorrem no escoamento e determinar as velocidades das partículas que passam pelo volume de medida. Existem três maneiras clássicas de se fazer o processamento de sinais coletados por um ALD (DURST *et al.*, 1981), Demodulação de Frequência (conhecida na literatura como *Frequency-Tracking Demodulation*), Contadores de Frequência (conhecida como *Frequency Counting*) e Análise Espectral (conhecida como *Spectrum Analysis*). Existem vantagens e desvantagens na utilização de cada tipo de processamento, porém, a análise espectral oferece, entre outras vantagens, a possibilidade de se medir em tempo real a velocidade média e correlações de turbulência e de operar com níveis altos de ruídos no sinal (DURST *et al.*, 1981). Nos experimentos realizados neste trabalho, os sinais foram processados utilizando dois analisadores BSA (*Burst Spectrum Analyzer*, DANTEC) configurados em esquema mestre-escravo (*57N20 master enhanced* e *57N35 enhanced*, DANTEC). A Fig.3.23 mostra, de forma simplificada, o diagrama de blocos do analisador BSA.

O BSA possuía uma placa IEEE 488 que permitiu a interface com um computador PC 386, no qual estava instalado o programa 46S70 (DANTEC), que controlava a aquisição e processamento dos dados. O usuário podia ajustar, via programa, os parâmetros de aquisição de dados, tais como frequência central da banda de medida, ganho do amplificador, voltagem do fotomultiplicador, comprimento do registro, modo de coincidência temporal da aquisição do mestre-escravo, critério de detecção do trem de pulsos e critério de qualidade na aceitação

do sinal. Antes de iniciar a aquisição dos dados, ajustavam-se estes parâmetros de forma a satisfazerem os critérios mínimos de qualidade (definidos ainda nesta seção).

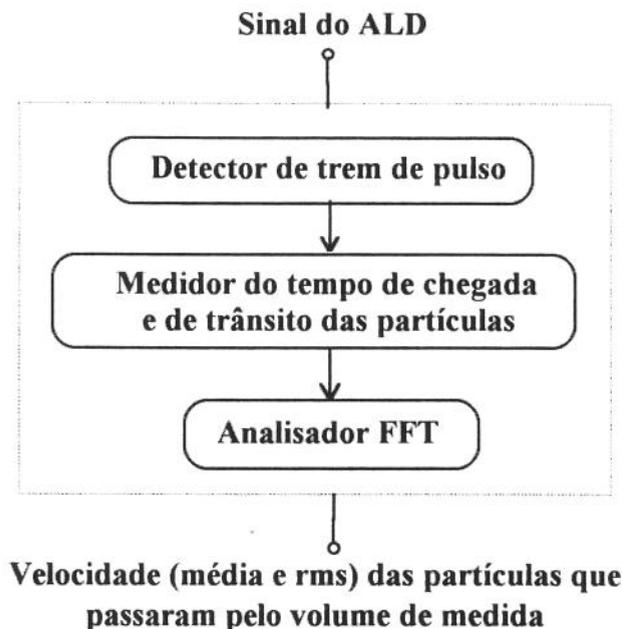


Fig. 3.23 - Diagrama simplificado do analisador BSA utilizado para o processamento dos sinais.

A **freqüência central** da banda de medida foi selecionada em função da velocidade que se esperava encontrar na seção de teste. Foi possível selecionar valores de  $-118 \text{ m s}^{-1}$  a  $131 \text{ m s}^{-1}$ , com uma banda que podia variar de  $0,0021 \text{ m s}^{-1}$  a  $88 \text{ m s}^{-1}$ . A escolha da banda de freqüência foi realizada de forma a não eliminar parte do espectro de velocidades observadas em uma determinada medida.

O **ganho do amplificador** foi regulado via programa (46S70) ou console do BSA. Este controle atuava sobre a amplificação do sinal de entrada que chegava do fotomultiplicador. A utilização de um ganho muito alto para o amplificador acarretaria uma diminuição da relação sinal/ruído.

A **voltagem do fotomultiplicador** foi regulada de 0 a 2040 volts de 8 em 8 volts. Quanto maior a voltagem do fotomultiplicador, maior a quantidade de informação adquirida. Porém, quanto mais alta esta voltagem, maior o risco de danos por superaquecimento ao sistema fotosensível.

O **comprimento do registro** é definido como o número de aquisições por trem de pulsos digitalizados. Este comprimento poderia ser de 8, 16, 32 e 64. Existiam restrições na escolha deste parâmetro em relação à frequência central e largura da banda.

Todos estes parâmetros deviam ser regulados a cada ponto de medida, devido a variações de velocidade e nível de ruído do sinal adquirido. Os efeitos da regulagem destes parâmetros foram monitorados por duas grandezas: a taxa de aquisição<sup>19</sup> e a porcentagem de dados válidos<sup>20</sup>.

A **taxa de aquisição** de dados mede a frequência com que partículas presentes no fluido passavam pelo volume de medida e, por isso, é diretamente relacionada à concentração de insetos no escoamento e à quantidade de energia fornecida ao laser. Nas medidas realizadas, esta taxa de aquisição variou entre 0,2 e 10 kHz.

A **porcentagem de dados válidos** mede a fração dos sinais adquiridos que foram aceitos pelos filtros do programa durante o processamento. Esta porcentagem se mostrou mais sensível a variações dos parâmetros de controle do BSA do que a taxa de aquisição.

Foi definido um critério de qualidade para caracterizar uma região do escoamento onde era possível a obtenção de medidas aceitáveis:

- Taxa de aquisição de dados acima de 0,5 kHz;
- Porcentagem de dados válidos acima de 60%.

Um mapeamento preliminar foi realizado para verificar quais regiões que satisfaziam os critérios de qualidade. Foi possível definir três níveis de qualidade:

- **Nível 0** - Nenhuma das duas componentes de velocidade satisfazia o critério de qualidade.
- **Nível 1** - Somente uma das componentes satisfazia o critério de qualidade ou as duas o satisfaziam de uma maneira marginal (até 5 % abaixo do limite mínimo de porcentagem de dados válidos).
- **Nível 2** - As duas componentes satisfaziam o critério de qualidade simultaneamente.

---

<sup>19</sup> **Taxa de aquisição**, em inglês, *Data rate*.

<sup>20</sup> **Porcentagem de dados válidos**, em inglês, *Data valid*.

A Fig.3.24 , a seguir, mostra regiões com diferentes níveis de qualidade observadas durante testes com a bomba. A sonda foi posicionada à uma cota onde existia o maior número possível de superfícies transparentes, entre a parte frontal e a parte posterior da caixa de acrílico.

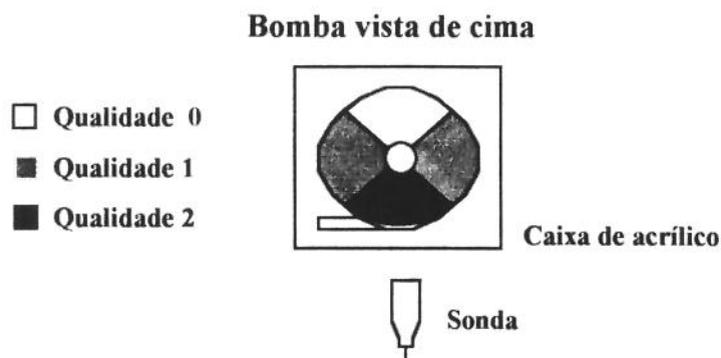


Fig.3.24 - Mapeamento das regiões da bomba segundo o critério de qualidade. A grande maioria das medidas apresentadas neste trabalho (95%) foram realizadas nas regiões de qualidade 1 e 2.

Nota-se, na figura acima, que o nível de qualidade do sinal dependia fortemente da distância entre o volume de medida e o fotomultiplicador. Esta característica é devido a geometria complexa do dispositivo (cascas de parabolóides de revolução), à qualidade do casamento dos índices de refração entre o material da bomba e o fluido de trabalho, à concentração de partículas no escoamento e ao estado do fluido de trabalho.

A geometria do dispositivo fazia com que a luz espalhada das partículas iluminadas pelo volume de medida atravessasse diversas superfícies antes de atingir o fotomultiplicador. Este problema era mais importante em regiões localizadas diametralmente opostas à sonda, pois o feixe devia passar por seis superfícies antes de formar o volume de medida e, uma vez iluminada uma partícula, a informação da dispersão da luz era atenuada ao passar pelas mesmas superfícies na sua trajetória ao fotomultiplicador.

A qualidade óptica do material utilizado na fabricação dos cones e da carcaça nem sempre era adequada às medidas com o ALD. Isto é intrínseco ao processo de injeção destas peças e, dependendo das condições de funcionamento da máquina injetora, pode ocorrer estratificação do material devido ao processo de solidificação acontecendo em diferentes velocidades em regiões distintas. A diferença entre os índices de refração de alguns pontos da bomba e o fluido de trabalho provocou desvios nos feixes de laser, fazendo com que o valor da

porcentagem de dados válidos diminuisse. Esta descontinuidade do índice de refração possuía distribuição aleatória ao longo dos cones internos e da carcaça e provocou a eliminação de aproximadamente 5 % dos pontos de aquisição de dados. Por outro lado, em alguns pontos da carcaça, foram observadas regiões onde esta diferença de índices de refração se repetia para diferentes exemplares da bomba, dentre os quais se destacaram os chanfros superior e inferior.

A concentração de partículas no fluido afetaram a taxa de aquisição de dados. Quanto maior a quantidade de partículas, maior era esta taxa. Uma vez que dependia das impurezas dos componentes do fluido de trabalho, a concentração de partículas não pôde ser controlada.

O fluido de trabalho, apesar de manter constante seu índice de refração, não poderia ser utilizado por mais de uma semana por apresentar um aumento na absorbância próximo ao comprimento de onda do azul (488 nm). Esta degradação era devido à reação de oxidação do iodo presente na solução. Observou-se que esta reação era acelerada na presença de luz policromática. Por este motivo, a cada início de semana, uma nova solução era preparada e suas propriedades ópticas e físicas aferidas.

Desta forma, foram identificados os quatro principais fatores que afetaram a qualidade das medidas:

1. Região da bomba onde se realizavam as medidas.
2. Diferença entre os índices de refração do fluido de trabalho e do material construtivo da bomba.
3. Concentração de partículas no fluido.
4. Degradação do fluido de trabalho.

### **3.3.5 Procedimentos para o acesso óptico no interior da bomba.**

Definem-se procedimentos para o acesso óptico todos aqueles relacionados ao alinhamento dos feixes de laser, como também ao posicionamento e localização do volume de medida. A sonda foi fixada em um sistema mecânico de posicionamento X, Y e Z, comandada pelo próprio programa de aquisição de dados, com uma resolução de 0,01 mm nas direções X e Y e 0,05 mm na direção Z.

O alinhamento da sonda foi realizado em duas fases distintas tomando-se como referência a superfície frontal da caixa na qual foi montada a bomba. A fase 1, onde se procurou obter o paralelismo das normais às superfícies da caixa e da sonda, consistia em aproximar a sonda até a caixa e ajustar a fixação para que a lente da sonda e a superfície frontal da caixa, a critério do operador, estivessem paralelas. A Fig.3.25 mostra um esquema da sonda alinhada.

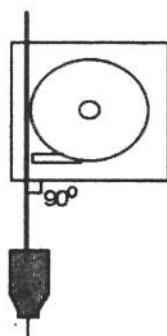


Fig.3.25 - Fase 1. Alinhamento grosseiro da sonda. O feixe de laser devia ser ortogonal à superfície da caixa.

A fase 2 consistia na verificação da ortogonalidade da sonda em relação à caixa de acrílico, utilizando-se a reflexão parcial dos feixes que ocorria na parede frontal da caixa. O método adotado foi a observação dos reflexos dos feixes na própria sonda de fibra óptica. Como o par de feixes incidia de forma convergente à parede frontal da caixa de acrílico, qualquer desalinhamento podia ser notado nos reflexos que chegavam de volta à sonda. A Fig.3.26 mostra a parte frontal da sonda quando o conjunto sonda-dispositivo não estava alinhado, à esquerda da figura, e quando a sonda estava pronta para realizar as medidas, à direita.

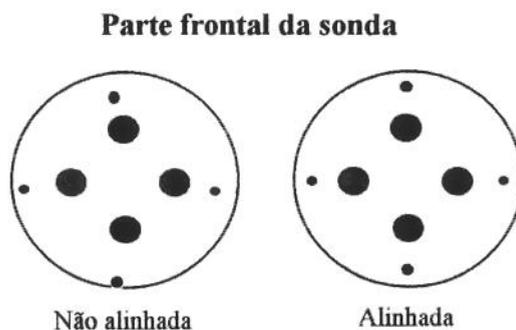


Fig.3.26 - Fase 2. Alinhamento da sonda. Os feixes emitidos (representados por diâmetros maiores) são comparados aos feixes refletidos (representados por diâmetros menores). Quando a figura se tornava simétrica, o alinhamento da sonda estava completado.

Uma vez alinhada a sonda, era necessária a determinação do ponto onde seria adotado o zero ( $x = 0, y = 0, z = 0$ ) do sistema de referência. Este ponto deveria ter duas características básicas:

- 1) **Ser facilmente reproduzível.** A cada início da jornada de medidas, a sonda deveria ser alinhada e o zero do sistema de referência posicionado.
- 2) **Ser fixo no corpo da bomba.** Apesar de parecer mais razoável fixar o sistema de referência na caixa, existia o problema de não ser possível garantir a posição vertical da caixa em relação à bomba. Como a caixa era fixada à carcaça por uma pasta de vedação a cada nova montagem, era impossível controlar a espessura de pasta usada nem a pressão exercida na hora da montagem.

Decidiu-se centralizar o ponto  $x = 0$  e  $y = 0$  no eixo de simetria da bomba, e, por sua vez,  $z = 0$  foi tomado em um ponto arbitrário na carcaça da bomba (chanfro superior da carcaça). A Fig.3.27, a seguir, mostra um esquema do posicionamento do zero do sistema de referência na bomba.

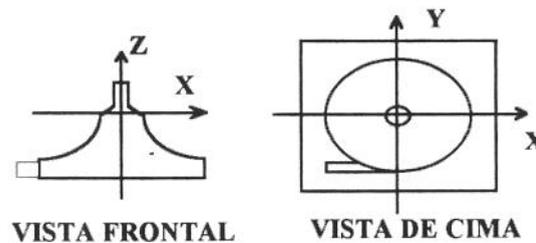


Fig.3.27 - Localização da origem do sistema de referência na bomba.

A localização do plano  $x = 0$ , que passa pelo centro da bomba, foi realizado aproveitando-se das facilidades do laser e do sistema de posicionamento. O procedimento seguiu os seguintes passos:

1. Apenas um dos feixes era transmitido pelo cabo de fibra óptica.
2. A lente convergente foi retirada da parte frontal da sonda para que o feixe atingisse a caixa de forma ortogonal.

3. Realizava-se a localização da carcaça da bomba (Fig 3.28a). A parede era localizada devido à reflexão do feixe laser quando este atingia a superfície externa da bomba. Neste ponto fazia-se nulo o contador em X.
4. De maneira análoga ao passo anterior, obtinha-se a localização da parede diametralmente oposta (Fig.3.28b). Como o deslocamento foi realizado através do sistema mecânico de posicionamento, a distância entre os dois pontos de reflexão media o diâmetro da seção transversal da carcaça.
5. O centro era localizado posicionando-se o feixe à metade do diâmetro medido entre os dois pontos (Fig.3.28c).

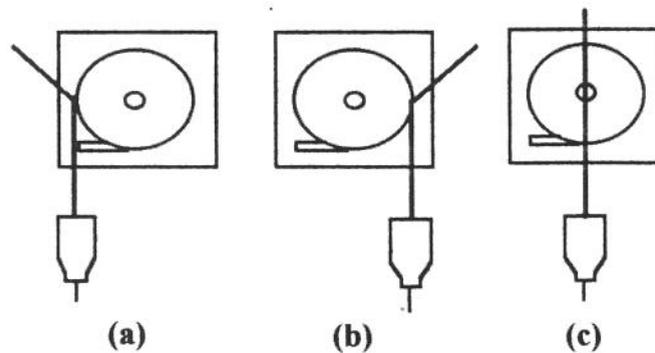


Fig 3.28 - Representação esquemática do procedimento para localização do plano  $x = 0$ .

Esta localização era checada posicionando o feixe de modo que passasse pelo centro da bomba e deslocando-o à direita e à esquerda, comparando os reflexos. Note-se que só foi possível obter o desvio do feixe por causa da descontinuidade do índice de refração no chanfro superior da carcaça.

A localização da reta  $y = 0$  no plano  $x = 0$  foi realizada utilizando a diferença de sinais quando o volume de medida estava totalmente imerso no fluido e quando o volume de medida encontrava uma parede. A Fig.3.29 mostra, esquematicamente, os sinais observados no osciloscópio, que foram gerados no fotomultiplicador quando o volume de medida estava imerso no fluido (Fig.3.29a) e quando o volume de medida encontrava uma parede (Fig.3.29b)

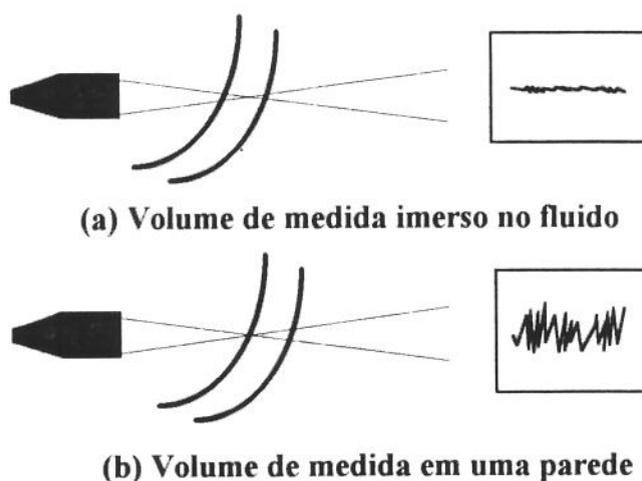


Fig.3.29 - Diferença de sinais durante a localização da reta  $y = 0$ .

O sinal observado no osciloscópio foi obtido aumentando a corrente no fotomultiplicador (tornando mais sensível a recepção de sinais) e iniciando a aquisição de dados, obviamente com o sistema de acionamento da bomba desligado. A diferença de interação entre o movimento das franjas de interferência no meio fluido e no meio sólido podiam ser claramente identificadas. O procedimento de localização do centro do canal era realizado de maneira similar ao anterior: localizava-se a parede da carcaça (desta vez através do osciloscópio), zerava-se o contador no sistema de posicionamento, deslocava-se o volume de medida até o ponto diametralmente oposto e retornava-se à metade do deslocamento.

### 3.3.6 Detalhes construtivos do circuito de testes.

O circuito de testes (Fig.3.30) foi projetado e montado para operar em regime não-pulsátil, reproduzindo as características de um circuito de CEC e permitindo a medição do campo de velocidades no interior da bomba de forma não-invasiva. A bomba centrífuga, operando no circuito de testes com o fluido de trabalho (solução de NaI) a 24°C, era capaz de gerar uma diferença de pressão de 100 a 400 mmHg quando a vazão era regulada na faixa de 2 a 5 l/min. Estes níveis de pressão e vazão podiam simular a situação de fluxo em um circuito de CEC. A tubulação empregada era semelhante àquela utilizada em procedimentos de *bypass* cardiopulmonar (tubos de PVC, 3/8"). O circuito sofreu aperfeiçoamentos, ao longo dos testes, para garantir a qualidade das medidas. As características especiais do circuito estavam relacionadas à degradação do fluido de trabalho em contato com ar (oxidação) e na presença

de luz policromática. Foi necessária a construção de um circuito hermético para atrasar a oxidação do fluido, que mudava suas características ópticas (de transparente, o fluido tornava-se amarelo-avermelhado, absorvendo parte do feixe incidente). O circuito foi coberto inteiramente com papel alumínio para evitar a exposição à luz policromática, sendo que somente a bomba estava exposta ao ambiente.

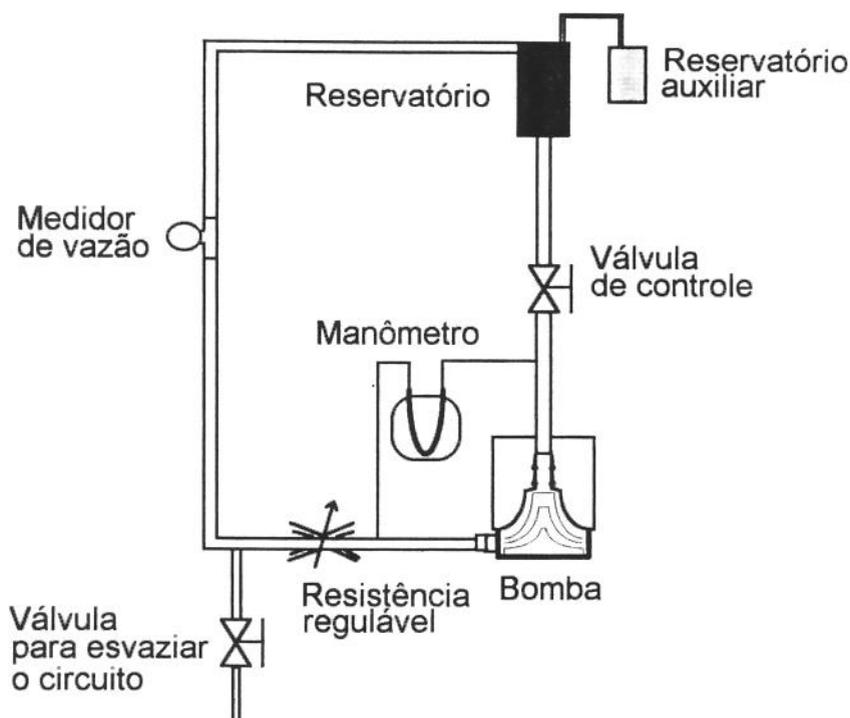


Fig.3.30 - Circuito de testes com características especiais para atrasar a degradação do fluido de trabalho. No ponto mais baixo, foi montada uma válvula para esvaziamento do circuito.

A glicerina utilizada na composição do fluido de trabalho, fornecia as impurezas suficientes para espalhar a luz dos feixes de medida. A inseminação de partículas no fluido não produziu bons resultados devido à ação da própria bomba. Partículas com densidade menor do que a do fluido se concentravam no centro do dispositivo, mascarando as medidas de velocidade. Como as partículas disponíveis para utilização continham um espectro de densidade muito variável, decidiu-se não inseminar o fluido de trabalho. Prevendo a utilização de inseminação, o reservatório foi projetado para não haver regiões de estagnação, o que poderia acumular partículas. A entrada se dava de forma tangencial na parte superior do reservatório (que tinha a forma cilíndrica) e a saída estava localizada no centro da tampa inferior. A Fig.3.31 mostra um esquema do reservatório que era composto por um tubo cilíndrico de acrílico, para inspeção do estado do fluido, e as tampas inferior e superior eram de PVC.

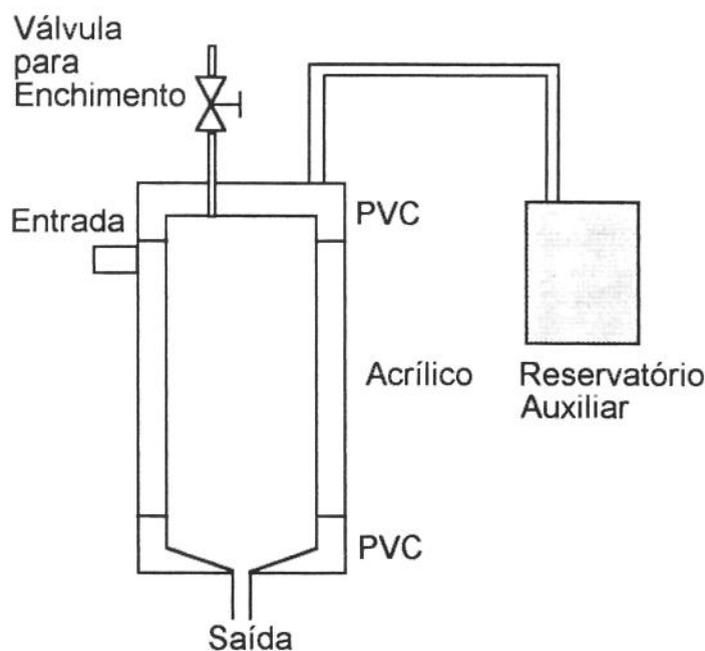


Fig.3.31 - Reservatório do fluido de trabalho projetado para permitir a eliminação das bolhas no circuito.

Como o circuito era hermético, foi utilizado um reservatório auxiliar colapsante (do tipo utilizado em bolsas de sangue) de compensação, com duas finalidades: evitar a cavitação na entrada da bomba, caso a pressão de sucção diminuísse a níveis inferiores ao da pressão de saturação do fluido de trabalho e garantir o total enchimento do circuito, permitindo a eliminação das bolhas. O reservatório foi montado a uma altura de 60 centímetros da aspiração da bomba. Levando-se em conta a configuração física do circuito, esta altura foi necessária para garantir pelo menos 20 diâmetros de seção reta de tubo antes de atingir a entrada da bomba, distância estimada em que o escoamento estaria completamente desenvolvido.

A válvula de controle, logo após o reservatório, tinha a função de abrir o circuito para as medições e isolar o reservatório para eventuais manutenções no circuito ou para a troca da cabeça da bomba. A jusante da válvula de controle, foram instaladas duas tomadas de pressão, uma na aspiração e outra na descarga da bomba. Cada uma das tomadas foi conectada a uma das colunas do manômetro diferencial de mercúrio. Este manômetro indicava a diferença de pressão gerada pela operação do dispositivo.

A bomba estava acoplada magneticamente a um motor elétrico de corrente contínua que induzia uma velocidade de rotação de 1000 a 4500 rotações por minuto aos cones da bomba. Logo após a tomada de pressão, na saída da bomba, foi montada uma resistência localizada de

fluxo com a função de introduzir a carga equivalente à de um paciente e dos elementos que constituem um circuito de CEC (oxigenador, conectores e filtro de linha arterial). A Fig 3.32 mostra esta resistência, que era constituída por uma base cúbica de aço, por um cilindro, também de aço, que pressionava o tubo de PVC. A oclusão do tubo era controlada por dois parafusos, que determinavam a distância entre a base e o cilindro.

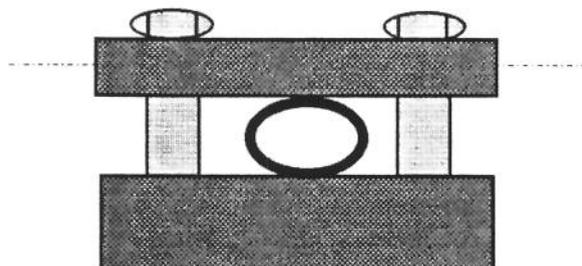


Fig.3.32 - Resistência localizada de fluxo. Introduzia no circuito a perda de pressão equivalente aos dispositivos instalados em um procedimento de CEC.

Para a completa determinação do ponto de operação da bomba, foi necessário o conhecimento da vazão do sistema, da diferença de pressão entre a admissão e descarga e da velocidade de rotação do rotor.

A vazão foi obtida por meio de um medidor tipo turbina (ITT BARTON série 7000, fator de calibração: 11266,8 pulsos/litro). A instalação do medidor no circuito foi realizada de forma a permitir que o escoamento, ao atingir a turbina, estivesse completamente desenvolvido. Para isso, o fabricante recomendava instalar o medidor em uma seção horizontal, a uma distância mínima de 20 diâmetros a jusante e a 5 diâmetros a montante de qualquer perturbação do fluxo. A configuração utilizada no circuito de testes pode ser visualizada na Fig 3.33.

O sinal do medidor era coletado por um osciloscópio digital (TDS 540, TEKTRONIX) que fornecia a frequência de excitação devido à rotação da turbina. A vazão foi obtida multiplicando-se esta frequência pela constante de calibração (11266,8 pulsos/litro), fornecida pelo fabricante.

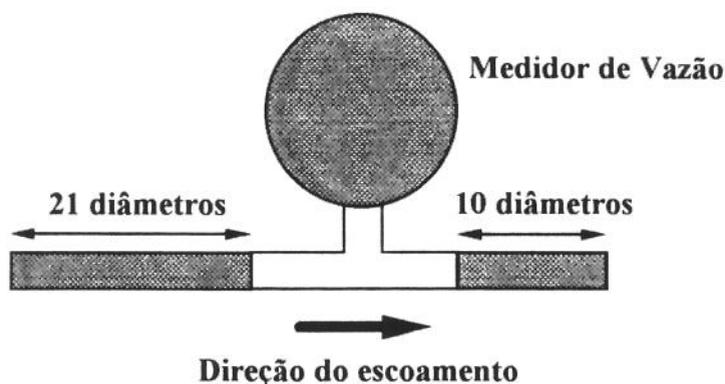


Fig.3.33 - Instalação do medidor de vazão tipo turbina no circuito. As perturbações no escoamento na operação do instrumento foram eliminadas deixando-se seções de tubo reto, na entrada e na saída do medidor, nos comprimentos recomendados pelo fabricante.

A diferença de pressão foi obtida por meio de um manômetro diferencial de mercúrio (tubo em U) construído e calibrado no laboratório do *Dipartimento di Meccanica - Università di Ancona*. O fluido manométrico utilizado foi o mercúrio, sendo que o resto do circuito foi completado com o fluido de trabalho.

A frequência de rotação do eixo foi obtida instalando-se um sensor de proximidade a fibra ótica (F3AN, Takenaka, Japão) no acionador da bomba. Devido às dificuldades de obtenção de um sinal de referência diretamente do rotor da bomba, a velocidade de rotação foi medida pelo acionador magnético acoplado à árvore do motor elétrico. Na periferia do acionador, foi colado um pequeno cubo de acrílico recoberto com material reflexivo (papel alumínio), que desta forma, gerava um pico de reflexão ao se aproximar da luz do conjunto emissor-receptor do instrumento. O sinal gerado pelo sensor de proximidade foi lido em Hertz por um osciloscópio digital (TDS 540, TEKTRONIX). A Fig.3.34 mostra o cabo da fibra ótica (cabo preto) instalado na parte superior do console. O cubo de acrílico que estava colado no acionador magnético aparece, na figura, alinhado com a face do emissor-receptor.

A Fig.3.35, a seguir, mostra a fotografia do circuito de testes no momento da realização de uma medida. Deve-se notar o cuidado tomado com os tubos na entrada e saída da bomba instalada no dispositivo de casamento de índices de refração (à direita na foto), para que o escoamento não fosse perturbado por segmentos não retos dos tubos. O mesmo cuidado foi tomado em relação ao medidor de vazão tipo turbina (dispositivo azul, à esquerda na foto). Pode-se notar, também, que o circuito inteiro foi recoberto com papel alumínio para atrasar a degradação do fluido de trabalho.

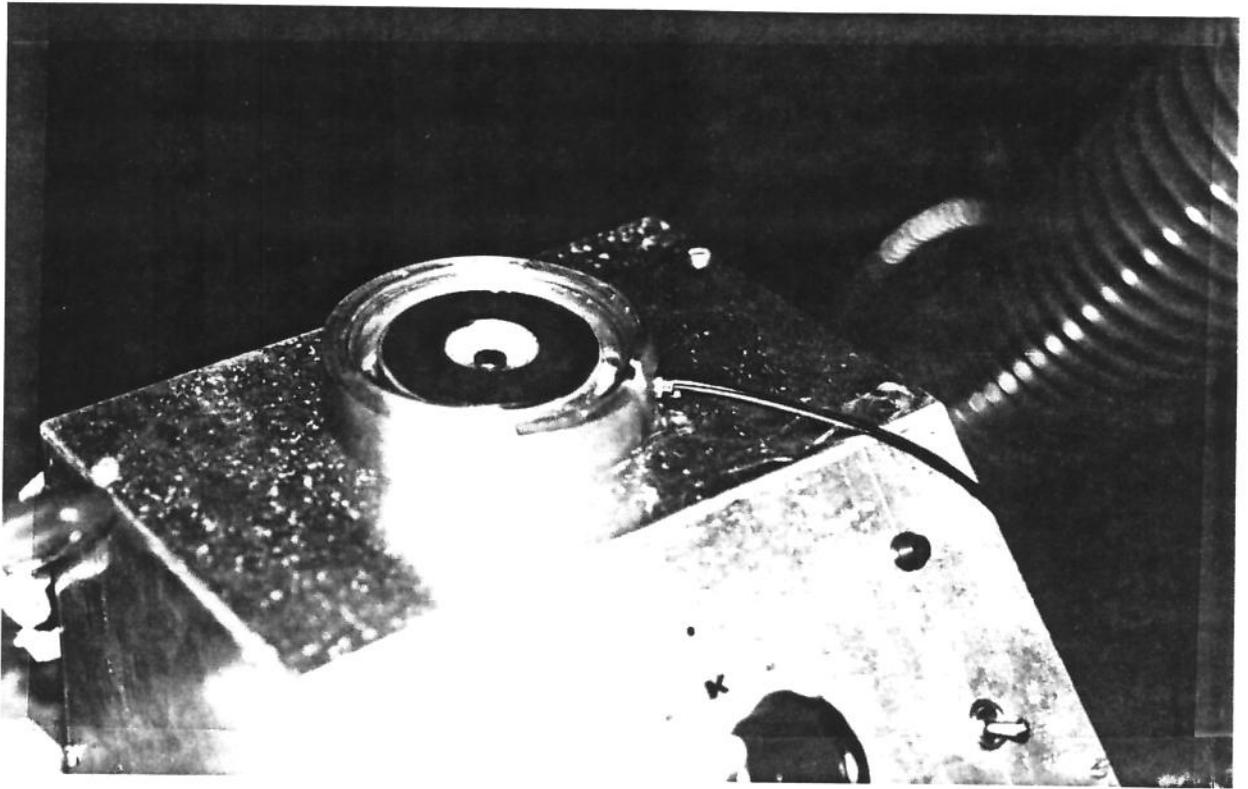


Fig.3.34 - Acionador magnético da bomba com o cubo de acrílico e o sensor óptico instalados.

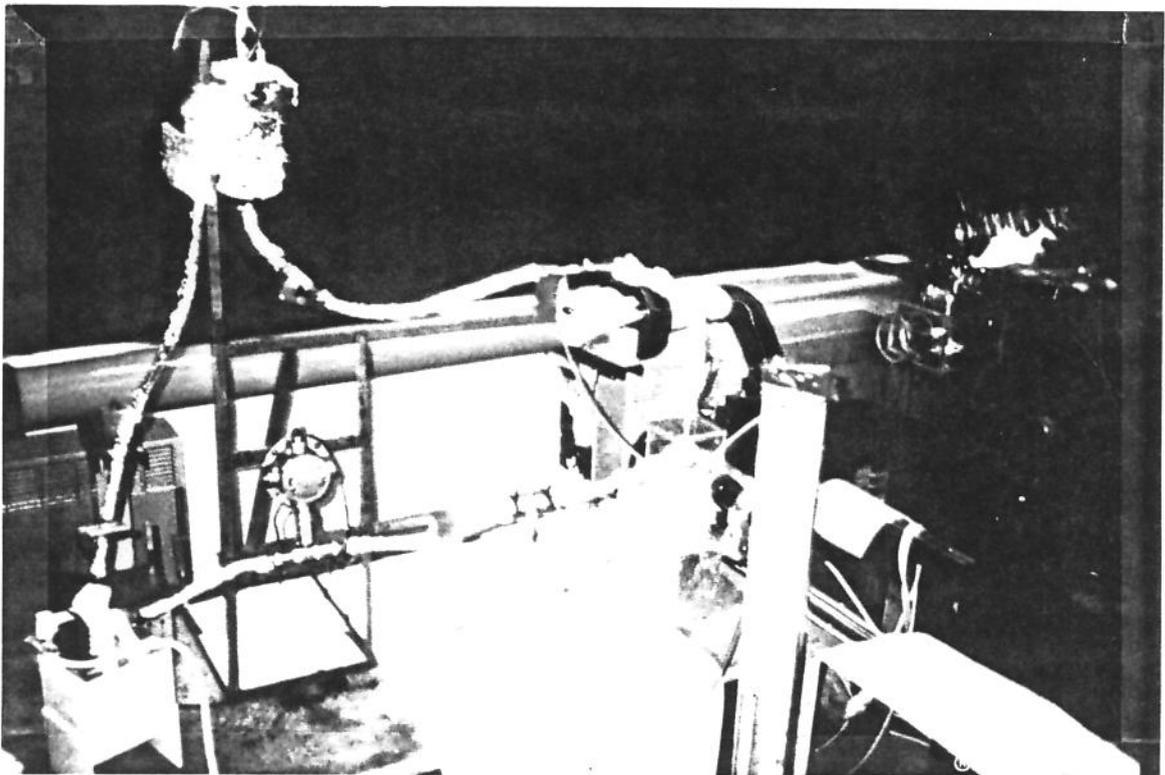


Fig.3.35 - Fotografia do circuito de testes. O fluido de trabalho, mesmo protegido contra a degradação, durava, no máximo, uma semana.

A resistência imposta à bomba foi calculada utilizando a fórmula equivalente da lei de Ohm,

$$R = \frac{\Delta P}{Q} \quad (3.112)$$

onde R é a resistência hidráulica do circuito [N.s.m<sup>-5</sup>], ΔP é a diferença de pressão entre a entrada e a saída da bomba [N m<sup>-2</sup>] e Q é a vazão que passa pelo circuito [m<sup>3</sup> s<sup>-1</sup>].

Operou-se o circuito com resistências equivalentes entre 500x10<sup>6</sup> a 690x10<sup>6</sup> N.s.m<sup>-5</sup>. Estes valores estão dentro da faixa de resistências de 450x10<sup>6</sup> a 711x10<sup>6</sup> N.s.m<sup>-5</sup>, valores obtidos em procedimentos de CEC com bio-pump, oxigenador de membrana e filtro de linha arterial instalados.

### 3.3.7 Determinação das incertezas experimentais na obtenção das condições de operação do circuito de testes

Toda medida é afetada por um erro experimental. Este erro é provocado pelo sistema de medição e pelo operador. Por definição, os erros reais associados aos dados experimentais são imponderáveis e introduzem a estes dados uma quantidade de incerteza. Por isso, o valor da grandeza medida é representado adequadamente por um resultado da medição (RM) que é constituído pelo valor da medida (VM) acompanhado da incerteza de medição (IM) e da unidade da grandeza medida.

$$RM = VM \pm IM \quad (3.113)$$

IM expressa o possível erro que o sistema de medição poderá impor à medida ao longo de sua faixa de operação.

As incertezas na determinação do ponto de operação da bomba, assim como no cálculo da resistência hidráulica do circuito, são discutidas a seguir.

A diferença de pressão, como descrito anteriormente, foi obtida utilizando-se um manômetro diferencial de tubo em U, utilizando o mercúrio (Hg) como fluido manométrico. A menor divisão da escala de medidas era 1 mm. Adotou-se como IM o valor da incerteza de leitura correspondente à metade do incremento da escala, ou seja, 0,5 mm. Por outro lado, como a diferença de pressão era obtida a partir da leitura de duas escalas, uma para cada

tomada de pressão, IM foi assumida como sendo 1 milímetro. Portanto, a diferença de pressão obtida pelo manômetro em questão pode ser expresso pela Eq.3.114, a seguir.

$$\Delta P = \frac{(\rho_{Hg} - \rho_{NaI})}{\rho_{Hg}} \cdot H \pm 1 \text{ [mmHg]} \quad (3.114)$$

onde  $\rho_{Hg}$  é a densidade do mercúrio ( $13550 \text{ kg m}^{-3}$ ),  $\rho_{NaI}$  é a densidade do fluido de trabalho ( $1683 \text{ kg m}^{-3}$ ) e H é o desnível observado entre os meniscos do mercúrio nas duas pernas do tubo em U [mm].

Para as medidas de rotação da bomba, foram obtidos dois sinais no osciloscópio que se originavam do sensor Takenaka. Um deles era o sinal sem nenhum tipo de processamento e outro era retificado por um *trigger* de Schmidt, que transformava o sinal em uma onda quadrada. O osciloscópio fornecia os valores do período entre 10 picos seguidos do sinal. Com estes dados foi possível estimar, utilizando a distribuição t de Student (HOLMAN, 1994), a incerteza associada às medidas de rotação (Eq.3.115) com nível de confiança de 95 %.

$$\Omega = \bar{\Omega} \pm 60 \text{ [RPM]} \quad (3.115)$$

A incerteza das medidas de vazão foram determinadas de maneira semelhante àquela utilizada para as medidas de rotação, já que foi utilizado o mesmo osciloscópio. No entanto, desta vez foi possível obter uma amostra de 50 aquisições para a determinação dos valores da média e do desvio padrão. A Eq.3.116 mostra o valor da vazão expresso em função do valor médio e da incerteza com nível de confiança de 95 %.

$$Q = \frac{\psi}{K} 60 \pm 0,04 \text{ [l min}^{-1}\text{]} \quad (3.116)$$

Onde Q é a vazão em [ $\text{l min}^{-1}$ ],  $\psi$  é o valor médio da frequência do rotor da turbina [ $\text{s}^{-1}$ ], é a constante de calibração do medidor (11266,8 pulsos/litro) e o número 60 é o fator de conversão de l/s para l/min.

A incerteza na determinação do valor da resistência hidráulica do circuito, R, pode ser obtida utilizando-se a seguinte expressão (HOLMAN, 1994):

$$IM_R = \left[ \left( \frac{\partial R}{\partial \Delta P} \cdot IM_{\Delta P} \right)^2 + \left( \frac{\partial R}{\partial Q} \cdot IM_Q \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} K_R \quad (3.117)$$

Onde  $IM_R$  é a incerteza no cálculo da resistência hidráulica do circuito [ $N.s.m^{-5}$ ],  $IM_{\Delta P}$  é a incerteza na medida da diferença de pressão [ $mmHg$ ],  $IM_Q$  é a incerteza na medida de vazão [ $l \text{ min}^{-1}$ ] e  $K_R$  é o fator de conversão de [ $mmHg.l^1.min^{-1}$ ] para [ $N.s.m^{-5}$ ] que é igual a 7894736,84.

Portanto, a Eq.3.118 mostra o valor da resistência hidráulica do circuito, expressa em função das médias da diferença de pressão e da vazão e da incerteza experimental destes valores com nível de confiança de 95 %.

$$R = \left\{ \frac{\overline{\Delta P}}{Q} \pm \left[ \left( \frac{1}{Q} 0,5 \right)^2 + \left( \frac{1}{2} \frac{\Delta P}{Q^2} 0,04 \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\} K_R \quad [N \text{ s } m^{-5}] \quad (3.118)$$

Onde a barra sobre o P e o Q significam que foram tomados valores médios de diferença de pressão e de vazão, respectivamente.

Valores típicos de  $IM_R$ , encontrados nos testes apresentados neste trabalho, variaram de  $7 \times 10^6$  a  $11 \times 10^6$   $N.s.m^{-5}$ .

### 3.3.8 Erros experimentais associados ao anemômetro laser Doppler

Como pôde ser notado, a medição de velocidade no interior da bomba centrífuga foi uma tarefa complexa que dependia de uma cadeia de procedimentos bem sucedidos. Alguns destes procedimentos, como o alinhamento da sonda e a determinação da origem do sistema de coordenadas, eram checados várias vezes e somente iniciavam-se as medidas quando tinha-se a certeza de haver superado as exigências de cada procedimento. No entanto, apesar deste esforço, as medições não estiveram imunes a alguns erros experimentais inerentes ao ALD. Não foi possível determinar as incertezas introduzidas nas medidas que surgiram destes erros, porém, discute-se aqui quais foram as suas conseqüências na determinação do campo de velocidades no interior da bomba.

Há um consenso na literatura em se afirmar que a incerteza na medição de velocidade em líquidos, utilizando o equipamentos de última geração, é de cerca 1 % (OHMURA *et al.*, 1993; MORSI, 1996). Este valor foi estimado considerando-se a qualidade de fabricação e

montagem dos componentes eletrônicos e ópticos que compõem o ALD. Existem, no entanto, erros nas medidas experimentais decorrentes das particularidades de cada situação a ser estudada. Os possíveis erros cometidos nas medidas de velocidade média e RMS descritas neste trabalho, assim como a possível fonte destes erros, são discutidos sucintamente, a seguir.

Dois tipos de erros foram detectados durante a realização das medidas e análise dos resultados. O erro do tipo 1, relacionado com a geração/transmissão, produziu valores superestimados da velocidade RMS. O erro do tipo 2, relacionado com a instalação da caixa de acrílico para tornar possível o casamento dos índices de refração, introduziu a possibilidade de desalinhamento entre o plano de medida e o plano de referência na bomba (plano paralelo ao tubo de saída).

Acredita-se que a causa do erro na determinação da velocidade RMS (tipo 1) foi uma combinação de dois problemas distintos: dimensões do volume de medida e espectro aleatório de tamanho de partículas presentes no fluido.

As dimensões do elipsóide que formava o volume de medida para as duas cores utilizadas, mostrados na Tab.3.5, revelam que o comprimento era cerca de doze vezes e meia maior do que o diâmetro. Isto significa que a resolução espacial deste volume de medida era maior ao longo da direção X do que ao longo da direção Y. Quando este volume de medida estava posicionado em uma região do escoamento onde existia um intenso gradiente de velocidade na direção Y, partículas com diferentes velocidades cruzavam o volume de medida, gerando um amplo espectro de velocidades. No processamento dos sinais Doppler, este gradiente de velocidade ao longo do volume de medida poderia ser interpretado como grandes oscilações de velocidade, fenômeno conhecido na literatura como “pseudo-turbulência” (DURST *et al.*, 1981). A Fig.3.36 mostra, de forma esquemática, as dimensões relativas do volume de medida.



Fig.3.36 - Vista frontal e de lado do volume de medida que possuía a forma de um elipsóide de revolução. O comprimento era cerca de 12,5 vezes maior do que o diâmetro.

O espectro aleatório de tamanho de partículas presentes no fluido foi consequência da utilização das impurezas do fluido de trabalho como inseminantes para dispersão da luz. O problema de haver uma variação de diâmetro destas partículas não compromete as medições, desde que não se observem diâmetros suficientemente grandes para serem observados fenômenos de movimento relativo entre as partículas e o fluido. Por outro lado, segundo DURST *et al* (1981), partículas com diâmetro da ordem de grandeza de vários espaçamentos entre as franjas produzem sinais Doppler com melhor relação sinal/ruído. Portanto, lidou-se com a relação de compromisso entre aceitar sinais com grande razão sinal/ruído e correr o risco de a velocidade que estava sendo medida não representar aquela do fluido.

Um possível erro de alinhamento da caixa de acrílico, utilizada para o casamento de índices de refração, e o tubo de descarga da bomba fazia com que as medidas de velocidade fossem realizadas ao longo de planos ortogonais diferentes daqueles de interesse. Uma vez que foi possível obter um alinhamento adequado entre a óptica do ALD e a superfície frontal da caixa de acrílico, a principal fonte de erro residia no alinhamento da caixa com a bomba. Uma vez detectado este problema, o sistema para o casamento de índices de refração foi aperfeiçoado, onde uma caixa de acrílico foi instalada de forma a envolver completamente a bomba. O alinhamento entre a bomba e a superfície da caixa foi solucionado fazendo-se um encaixe na parte inferior da caixa de modo que, ao se instalar a bomba, o tubo de descarga ficasse sempre paralelo à superfície frontal da caixa. A Fig.3.37 mostra, com exagero, o desalinhamento a que estava sujeita a caixa em relação ao tubo de descarga da bomba e a Fig.3.38 mostra uma fotografia da versão final do sistema para o casamento de índices de refração.

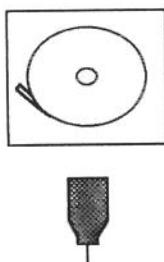


Fig.3.37 - Desalinhamento (exagerado) entre o tubo de descarga da bomba e a caixa para o casamento do índice de refração.

A Tabela 3.5, a seguir, mostra um panorama geral dos problemas observados na geração do volume de medida e no alinhamento do sistema óptico e indica quais foram os erros produzidos por estes problemas.

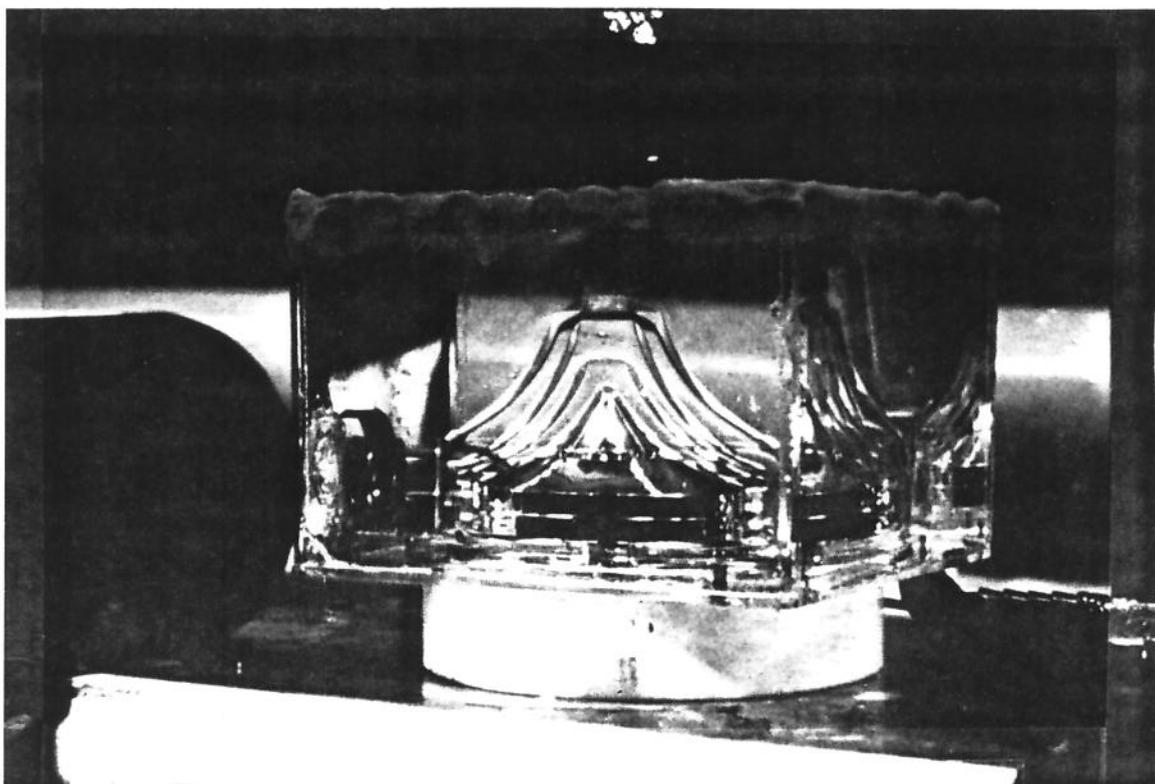


Fig.3.38 - Fotografia da versão final do sistema para realizar as medidas utilizando-se do casamento dos índices de refração do acrílico e do fluido de trabalho. A estrutura vermelha acima da caixa deve ser desconsiderada (distorção provocada pelo processo de revelação).

Tab.3.5 - A fonte dos erros (Problema) e suas causas. Os problemas foram de dois tipos: um devido à parte óptica e outro devido ao fluido de trabalho.

PROBLEMA	CAUSA	ERRO PRODUZIDO
Dimensão do volume de medida	Lente convergente com distância focal grande	Velocidade RMS superestimada.
Espectro aleatório de tamanho de partículas	Utilização das impurezas do fluido de trabalho como partículas para dispersão da luz.	Velocidade RMS superestimada
Desalinhamento da caixa em relação ao tubo de saída da bomba	Erro no alinhamento da caixa em relação a bomba	Medidas de velocidade ao longo de planos ortogonais desalinhados com aqueles de interesse

## CAPÍTULO 4

### RESULTADOS E DISCUSSÃO

O projeto hidrodinâmico de uma bomba centrífuga, operando como dispositivo artificial para circulação do sangue, requer algumas especificações particulares, tais como: grande eficiência, capacidade de atender a demanda de pressão e vazão fisiológica e promover o movimento do sangue, da sucção à descarga da bomba, com o mínimo de danos aos seus elementos. Portanto, deve-se estar atento não somente à eficiência<sup>1</sup> pela qual a energia é transmitida ao fluido mas, também, à maneira como esta energia é transmitida.

A eficiência está diretamente relacionada ao consumo de energia e às perdas irreversíveis devido ao atrito dos mancais do rotor durante a operação do dispositivo e ao próprio princípio físico utilizado na movimentação do sangue (difusão viscosa). Uma maior eficiência, no caso de uma bomba empregada em assistência ventricular ou *bypass* cardiopulmonar, significa uma maior autonomia de operação com baterias, em caso de problemas de fornecimento de energia elétrica ao dispositivo. A bomba também deve ser capaz de atender à demanda de vazão de um paciente, sem, no entanto, superar uma determinada pressão absoluta, limitada pela possibilidade de lesão do leito arterial. Por este motivo, as condições de operação da bomba (vazão versus diferença de pressão) devem ser compatíveis com o sistema cardiovascular humano.

Além destas características, o conhecimento das regiões com grande potencial de hemólise é uma informação importante para o aperfeiçoamento da geometria interna de uma bomba empregada para movimentação do sangue. Os danos às células vermelhas do sangue

---

<sup>1</sup> **Eficiência**, neste caso, é definida como a razão entre variação da energia mecânica do fluido entre a descarga e a sucção e a energia consumida para a movimentação do eixo da bomba, num determinado intervalo de tempo.

(hemólise) são causados, principalmente, pela ação conjunta da tensão de cisalhamento, que impõe cargas excessivas à parede celular dos eritrócitos, e do tempo de exposição destas células a esta tensão. Foi observado experimentalmente que baixas taxas de hemólise podem ocorrer em escoamentos com altos valores de tensão de cisalhamento, porém, se o tempo de exposição for suficientemente curto. Por outro lado, altas taxas de hemólise são observadas quando a tensão de cisalhamento for baixa, porém, se o tempo de exposição for elevado (WURZINGER *et al.*, 1986; PAPANTONIS, 1991). Portanto, ao realizar estudos do escoamento no interior de dispositivos de bombeamento de sangue, deve-se estar atento às regiões que induzem altos níveis de tensão de cisalhamento com relativamente grande tempo de exposição. Desta forma, estruturas de escoamento, tais como recirculações e regiões com grande aceleração, devem ser consideradas regiões críticas do escoamento.

O dispositivo foi estudado de duas formas distintas: experimental e numericamente. As simulações numéricas foram conduzidas com o objetivo principal de observar o desenvolvimento do escoamento ao longo de um canal isolado e de verificar seus limites teóricos de operação como bomba, considerando o regime laminar. O estudo experimental foi dedicado à medição de perfis de velocidade (média e sua flutuação RMS) em diversos pontos da bomba, considerados como regiões críticas. Para tanto, foi utilizado um anemômetro laser Doppler que permitiu a obtenção destes perfis de forma não-invasiva. Observou-se que, ao contrário das suposições adotadas no modelo computacional, o escoamento no interior da bomba era, na maior parte das regiões atingidas pelo laser, turbulento e não apresentava simetria axial. Assim, as simulações numéricas foram utilizadas de forma complementar às medidas experimentais para a descrição do escoamento complexo que se desenvolve no interior deste dispositivo.

## 4.2 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA

A simulação numérica do escoamento em um dos canais da bomba foi realizada utilizando o programa computacional descrito no Capítulo 3 e no Anexo A. A utilidade do modelo numérico se manifesta quando é necessário conhecer os campos de velocidade e pressão que se desenvolvem entre as superfícies e como se dá o equilíbrio das forças de inércia, viscosas e de pressão nos diferentes regimes de operação do canal. Foram estudados os escoamentos gerados pela rotação do canal na faixa de 1000 a 1800 rotações por minuto (RPM), variando-se a vazão transversal de 3 a 11 l/min. Dois tipos distintos de informação

foram obtidos com as simulações. Informação do tipo *macroscópica*, relativa à operação do canal (curvas paramétricas de vazão versus pressão) e informação do tipo *microscópica* da evolução do escoamento ao longo do canal (mapas dos campos de velocidade, pressão e de potencial hemolítico). A informação do tipo *macroscópica* é útil para avaliar a performance do canal e inferir sobre as situações ótimas para sua operação. Por outro lado, a informação do tipo *microscópica* é importante para se conhecer quais são as condições de operação e quais as regiões ao longo do escoamento com maior potencial de danos às células do sangue.

A dimensões do domínio físico, que reproduz um dos canais de uma bomba disponível comercialmente (Bio-pump), pode ser visualizada em detalhes na Fig.4.1. O canal era constituído por duas superfícies de revolução, denominadas cone 2 e cone 3. A coordenada  $x_1$  representava a posição de um determinado ponto ao longo do canal, sendo que à entrada,  $x_1 = 0$ , e à saída,  $x_1 = 1$ . Desta forma, linhas de  $x_1$  constante eram curvas paralelas às superfícies dos cones. A coordenada  $x_2$  representava a posição de um determinado ponto ao longo da seção transversal do canal e, adotou-se, ao longo do cone inferior (cone 2),  $x_2 = 0$  e, ao longo do cone superior (cone 3),  $x_2 = 1$ . Assim, linhas de  $x_2$  constante eram curvas perpendiculares às superfícies dos cones. O sentido positivo das velocidades na direção  $x_1$  ( $u$ ) e na direção  $x_2$  ( $w$ ), adotado no modelo numérico, também é mostrado na Fig.4.1.

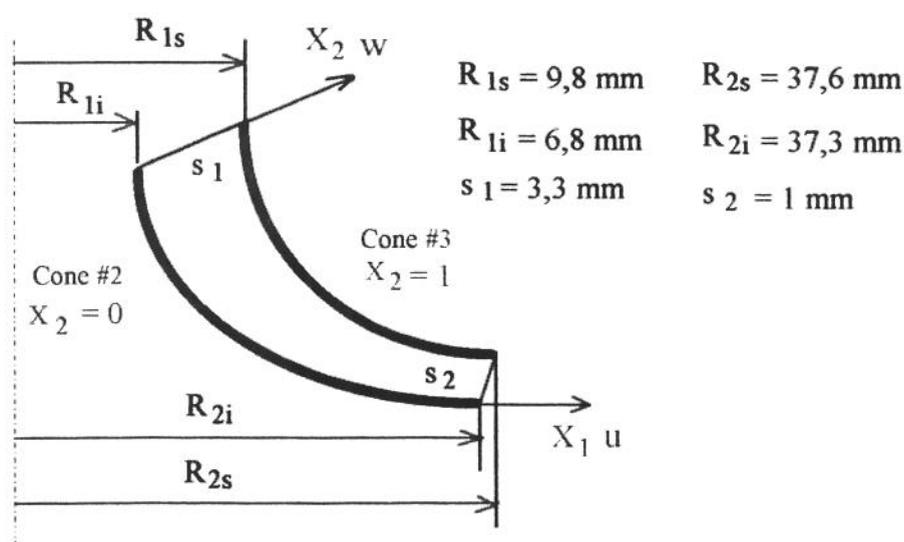


Fig.4.1 - Dimensões básicas do canal utilizado nas simulações numéricas. Todas as cotas e as funções que geram as superfícies do canal foram tomadas de um dispositivo real.

As variações relativas de espaçamento entre as superfícies ( $s_{x1}$ ), da área da seção transversal ( $A_{x1}$ ) e do raio de giração ( $r$ ) em função da coordenada  $x_1$ , podem ser visualizadas

na Fig.4.2. Nas legendas das curvas, o subscrito *ent* significa o valor tomado na entrada do canal.

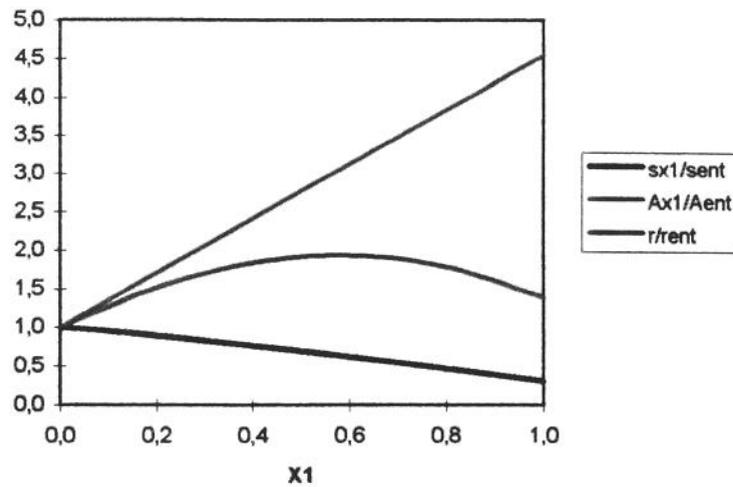


Fig.4.2 - Variação relativa do espaçamento, do raio de giração e da área da seção transversal do canal ao longo da direção  $x_1$ . O escoamento ocorria em um canal divergente-convergente.

A curva da variação da área da seção transversal mostra que o canal estudado é divergente-convergente. O ponto de área máxima ocorre em  $x_1 \approx 0,6$ . O espaçamento entre os cones 2 e 3 decai monotonicamente ao longo do canal, enquanto que o raio de giração cresce linearmente quando aumenta-se o valor da coordenada  $x_1$ .

#### 4.2.1. Estudos da performance do canal

A maneira usual de se expressarem as características operacionais de uma bomba é utilizar curvas paramétricas onde, com a rotação fixa, são traçadas as curvas de diferença de pressão versus vazão. No caso analisado, as entradas do programa computacional, além das propriedades de transporte do fluido e das condições de contorno<sup>2</sup> para a resolução das equações de Navier Stokes, eram a velocidade de rotação da bomba e a vazão que deveria passar pelo canal. Como saída, o programa gerava os campos de velocidade e pressão, de onde, deste último, obtinha-se a diferença de pressão entre a entrada e a saída do canal. A Fig.4.3 mostra as curvas paramétricas de vazão versus pressão geradas a partir da simulação

<sup>2</sup> As condições de contorno estão definidas, com detalhes, no Capítulo 3.

numérica do canal central da bomba, formado pelos cones 2 e 3 (Fig.4.1), destacados na figura, para diferentes velocidades de rotação (expressas em RPM).

Observa-se que o canal se comportou como um dispositivo centrífugo de bombeamento típico: mantida constante a rotação, a diferença de pressão caía quando aumentava-se a vazão e, mantendo-se uma vazão constante, a diferença de pressão aumentava com o aumento da rotação. Na mesma figura, também foram traçadas curvas de perda de pressão do circuito<sup>3</sup> para duas situações típicas: assistência ventricular (resistência de  $122 \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$ ) e um circuito de *bypass* cardiopulmonar com moderada perda de carga (resistência de  $340 \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$ ).

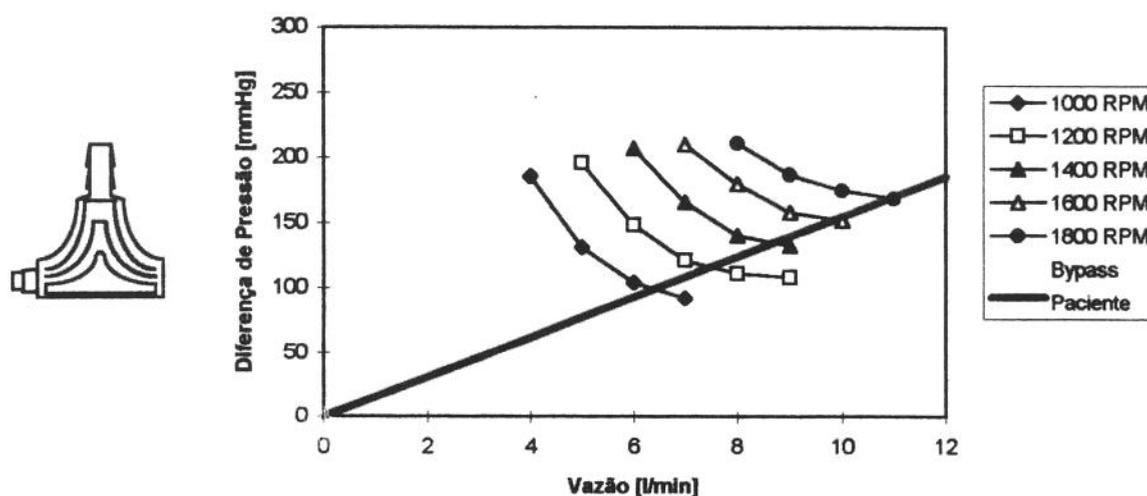


Fig.4.3 - Curvas paramétricas da operação do canal (mostrado em azul, à esquerda na figura). Note-se que as simulações foram conduzidas entre os dois limites de operação deste dispositivo, o *bypass* cardiopulmonar e assistência ventricular.

#### 4.2.2. Detalhes do escoamento ao longo do canal

No Capítulo 2, foi demonstrado que o escoamento passando pelo canal axisimétrico, formado por superfícies em rotação, pode ser individualizado utilizando-se dois números

<sup>3</sup> Sabe-se que a perda de pressão em um circuito cresce com o quadrado da vazão. Porém, no caso da assistência ventricular, a resistência contra a qual a bomba irá operar é a resistência vascular periférica do paciente. Portanto, a perda de pressão neste caso pode ser considerada como uma função linear, pois, durante a circulação extracorpórea, são utilizadas drogas vasoativas para manter a resistência vascular periférica a níveis fisiológicos. Já a curva da perda de pressão do circuito de *bypass* é a soma de duas curvas, uma linear, que representa o paciente, e uma quadrática, representando um circuito de *bypass* com seus componentes.

adimensionais distintos: o número de **Reynolds transversal**,  $ReQ$  (Eq.2.2), e o número de **Reynolds rotacional**,  $ReR$  (Eq.2.1).

A relação entre a difusão e a convecção, que ocorre no fluxo transversal, pode ser expressa pelo número de Reynolds transversal,  $ReQ$ , definido para o caso estudado, como:

$$ReQ = \frac{R_{2S} \cdot U_{BAR}}{\nu} \quad (4.1)$$

onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido [ $4 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ],  $U_{BAR}$  é a velocidade média na entrada do canal [ $\text{m s}^{-1}$ ] e  $R_{2S}$  é o raio externo do canal [m].

O quadrado da razão entre a escala viscosa de Von Kármán e a espessura do canal define o número de Reynolds rotacional,  $ReR$ ,

$$ReR = \frac{\omega s_2^2}{\nu} \quad (4.2)$$

onde  $\omega$  é a velocidade de rotação do canal [ $\text{s}^{-1}$ ] e  $s_2$  é a espessura do canal na descarga [m].

A visualização dos resultados numéricos foi realizada com o auxílio de mapeamento colorido. Onze cores distintas foram empregadas para representar diferentes níveis da grandeza analisada ao longo do canal. O campo da variável gerada pelo programa numérico era introduzido juntamente com as condições de contorno, na sub-rotina de visualização, que promovia uma interpolação linear entre os pontos nodais para criar uma concentração de pontos suficiente para uma representação contínua de seus valores ao longo do canal. A distribuição dos valores nos níveis de cores foi realizada de forma automática, tomando-se os valores de mínimo e de máximo absoluto da matriz de valores da variável a ser visualizada como limites inferior e superior do código de cores. Este procedimento maximizou a resolução do mapeamento para cada caso. Porém, deve-se estar atento ao comparar dois mapas da mesma variável para casos diferentes: a mesma cor pode representar valores diferentes em cada figura. Um procedimento especial na geração da legenda fazia com que o zero, caso a variável mudasse de sinal ao longo do canal, fosse individualizado e, assim, uma mudança de sinal pôde ser facilmente identificada.

Os campos representados através do mapeamento colorido podiam ser gerados de forma dimensional ou adimensional, escolhendo-se uma opção do programa de visualização. Nos casos apresentados neste capítulo, a velocidade na direção  $x_1$  ( $\mathbf{u}$ ) e a velocidade na direção  $x_2$  ( $\mathbf{w}$ ) foram adimensionalizadas pela velocidade média na entrada do canal,  $U_{BAR}$ . Para uma melhor compreensão dos efeitos da rotação dos cones, decidiu-se gerar o campo da velocidade

de rotação na dimensão de rotações por minuto (RPM), em substituição ao mapeamento do campo da velocidade tangencial. Desta forma, foi possível identificar prontamente qual o nível de rotação em cada porção do escoamento. Em cada figura, também foi destacada a seção transversal onde o canal passava de divergente (D) para convergente (C). Os sentidos adotados para o sinal positivo das velocidades na direção  $x_1$  ( $\mathbf{u}$ ) e na direção  $x_2$  ( $\mathbf{w}$ ) são aqueles mostrados na Fig.4.1.

Os resultados da simulação numérica estão assim organizados: características gerais do escoamento, estudo da influência individual da rotação e da vazão do canal sobre a estrutura do escoamento e sobre o potencial hemolítico do canal.

#### 4.2.2.1 Características gerais do escoamento

O escoamento no canal, formado por duas superfícies de revolução coaxiais, possui algumas características particulares, destacadas nesta seção. Como foi visto no Capítulo 3, as equações do movimento permitem a ocorrência de dois casos limite: escoamento semelhante àquele entre dois cilindros concêntricos na entrada do canal, e semelhante àquele observado entre dois discos rotativos na saída.

A característica principal do escoamento entre cilindros concêntricos é que o fluido, no espaço entre os cilindros, possui comportamento de corpo rígido, ou seja, sua velocidade de rotação é a mesma das superfícies. Por outro lado, o escoamento entre dois discos concêntricos caracteriza-se pela formação de estratos no fluido, com velocidade de rotação decrescente à medida que se afasta da superfície rotativa. Estes estratos, de uma maneira geral, são simetricamente distribuídos ao longo da seção transversal do canal, com uma maior concentração nas superfícies rotativas. No caso de discos com espaçamento suficientemente grande, é possível a identificação de um estrato mais espesso no centro do canal, com velocidade de rotação muito menor que a rotação do canal, enquanto os outros estratos estão concentrados nas proximidades dos discos. Este grupo de estratos, próximos à superfície, recebe o nome de camadas de Ekman.

A Fig.4.4 mostra o campo de velocidade de rotação (em RPM) para o caso onde  $Re_Q = 7189$  e  $Re_R = 33$  ( $8 \text{ l min}^{-1}$  e  $1200 \text{ RPM}$ ). É interessante notar que o fluido na entrada do canal apresenta semelhança com o movimento de corpo rígido somente nos primeiros

volumes de controle, numa região muito próxima de onde foi imposta a condição de contorno para velocidade tangencial. Ao longo do canal, pode-se observar a estratificação das velocidades de rotação em uma configuração onde se evidenciam as camadas de Ekman próximas às duas superfícies rotativas. Este tipo de escoamento foi previsto por STEWARTSON (1953) em confronto com as previsões de BATCHELOR (1951) que afirmava, para estes casos, que o fluido no centro do canal giraria como um corpo rígido.

Portanto, cabe afirmar que, à exceção da entrada, o escoamento ao longo do canal apresenta comportamento semelhante àquele que ocorre entre dois discos paralelos em rotação. Quando o espaçamento entre as superfícies é suficientemente grande na porção divergente do canal ( $x_1 = 0,6$ ), há um destaque entre as camadas de Ekman, que se concentram sobre os cones. No entanto, ao diminuir o espaçamento entre as superfícies rotativas, na parte convergente do canal, as camadas de Ekman podem atingir uma espessura comparável à largura do canal, configurando-se uma situação semelhante àquela que ocorre entre discos paralelos com pequeno espaçamento.

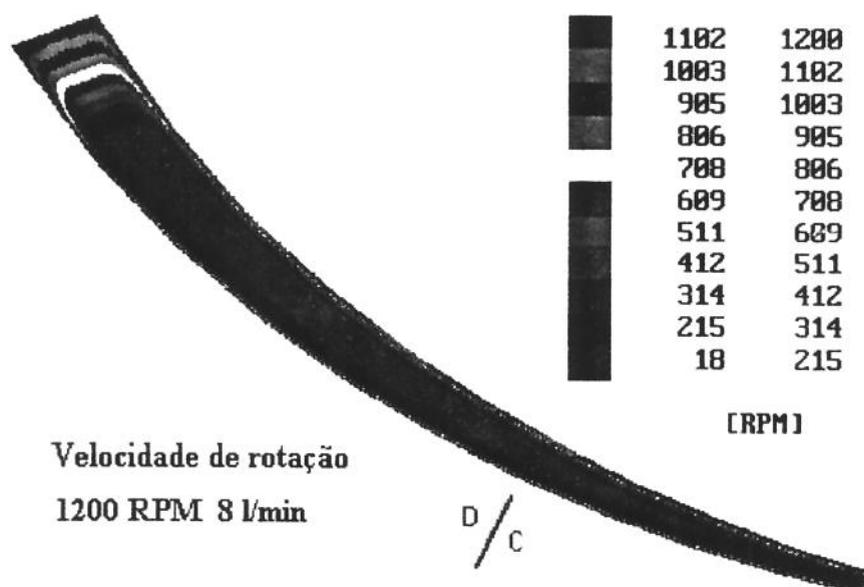


Fig.4.4 - Campo de velocidade de rotação ( $Re_R = 33$ ,  $Re_Q = 7189$ ). O fluido, no centro do canal possui velocidade de rotação muito baixa, de forma semelhante ao escoamento entre dois discos com rotações em sentidos opostos, descrito por Stewartson<sup>4</sup>.

<sup>4</sup> Escoamento de STEWARTSON (1953). Fluido próximo aos discos possui rotação, enquanto que o fluido na região central está estacionário.

A Fig.4.5, que mostra o campo de velocidade  $w$  para  $ReQ = 7189$  e  $ReR = 33$ , revela que o escoamento, após ter superado os efeitos da entrada do canal, é influenciado pelo efeito de sucção provocado pelas superfícies rotativas. Note-se que, a partir da posição  $x_1 = 0,25$ ; o fluido é atraído na direção das paredes do canal e que, a jusante da posição  $x_1 = 0,75$ ; já na porção convergente do canal, o campo de velocidade na direção  $x_2$  assume valores próximos de zero.

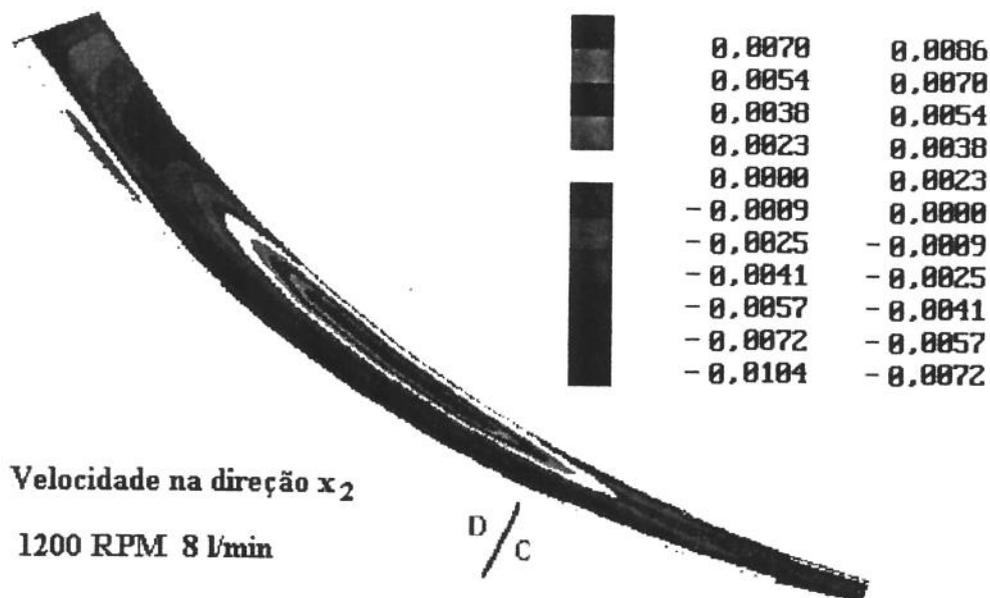


Fig.4.5 - Campo de velocidade na direção  $x_2$  ( $ReR = 33$ ,  $ReQ = 7189$ ,  $U_{BAR} = 0,76 \text{ m s}^{-1}$ ). Na entrada do canal, a imposição de um perfil uniforme para a velocidade na direção  $x_1$  provocou uma reorganização no escoamento.

A Fig.4.6 revela que o campo de pressão apresentava valores crescentes ao longo da direção  $x_1$  e variações muito pequenas ao longo da direção  $x_2$ . Isto mostra que o canal funciona como uma bomba, admitindo fluido a uma pressão menor e descarregando-o a uma pressão maior, e que a direção principal do escoamento que passa pelo canal é ao longo da coordenada  $x_1$ .

A Fig.4.7 mostra o campo da velocidade na direção  $x_1$ . Nota-se que o fluido possui maior velocidade  $u$  nas proximidades das superfícies dos cones. Sabendo-se que o fluxo de massa se conserva em cada seção transversal do canal, um aumento da velocidade na direção  $x_1$  nas regiões próximas às superfícies rotativas é acomodada por uma desaceleração do fluido

no centro do canal<sup>5</sup>. Observa-se, também, que ao longo de qualquer seção transversal, o perfil de  $u$  não é simétrico, atingindo os valores máximos nas regiões próximas ao cone superior (cone 3).

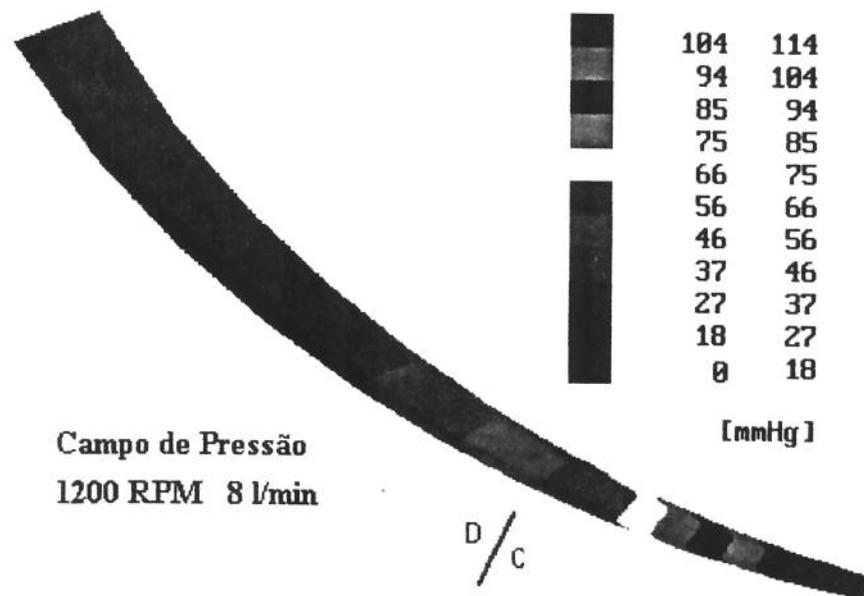


Fig.4.6 - Campo de pressão estabelecido no canal ( $Re_R = 33$ ,  $Re_Q = 7189$ ,  $U_{BAR} = 0,76 \text{ m s}^{-1}$ ). Foi adotada uma pressão de referência na posição  $x_1 = 0$  e  $x_2 = 0,5$ .

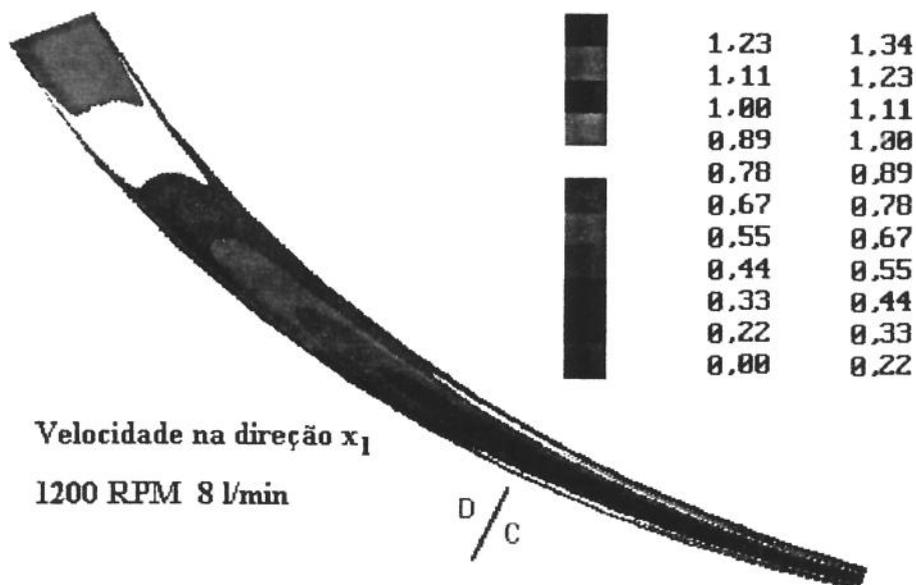


Fig.4.7 - Campo da velocidade  $u$  adimensional ( $Re_R = 33$ ,  $Re_Q = 7189$ ,  $U_{BAR} = 0,76 \text{ m s}^{-1}$ ). Uma região de desaceleração pôde ser observada após transição da porção divergente para a porção convergente do canal.

<sup>5</sup> Centro do canal, discutido neste texto, tem sempre o sentido de região mais afastada das superfícies, ao longo da direção  $x_2$  (seção transversal do canal).

O efeito de bombeamento das superfícies rotativas e o aumento da área da seção transversal fazem com que o escoamento, na parte divergente do canal, ocorra contra um gradiente adverso de pressão. Situações críticas surgiram quando a vazão que passava pelo canal era baixa ou a rotação das superfícies era suficientemente alta. Em ambos os casos, as forças de inércia do escoamento, fora da camada de atuação das forças viscosas, devem ser suficientes para suplantar o gradiente de pressão adverso gerado pelo escoamento. Quando isto não acontece, uma zona de desaceleração se forma nesta região. Por outro lado, na transição da porção divergente (D) para a porção convergente (C) do canal, o fluido é acelerado, como consequência da diminuição da área da seção transversal. Porém, a aceleração sofrida pelo escoamento não é uniforme ao longo da seção transversal do canal (maior nas proximidades das superfícies rotativas) o que induz, em certas condições do escoamento, uma desaceleração do fluido no centro do canal pelos mesmos motivos descritos para a parte divergente. Este fenômeno também pode ser visualizado na Fig.4.7.

#### 4.2.2.2 Influência da rotação do canal sobre a estrutura do escoamento

O assunto a ser estudado nesta seção é a influência da rotação do canal sobre os campos de velocidade e pressão. A vazão que passava pelo canal foi mantida constante a 8 l/min ( $Re_Q = 7189$ ), enquanto que a velocidade de rotação variou de 1200 a 1800 RPM (variação do Reynolds rotacional de 33 a 49). As figuras 4.7 e 4.8 mostram os campos de velocidade na direção  $x_1$ , para 1200 e 1800 RPM, respectivamente.

A principal diferença entre estes dois campos é que, aumentando-se a rotação, há um refluxo (velocidade na direção  $x_1$  negativa) na saída do canal. Observa-se que o valor máximo, atingido pelo campo de velocidade  $u$ , foi maior para o caso da rotação mais alta. Isto aconteceu porque a aceleração induzida ao fluido nas adjacências das superfícies é diretamente proporcional à velocidade de rotação do canal. O princípio da continuidade, que regia o escoamento, fez com que um aumento da velocidade na direção  $x_1$  nas regiões próximas às superfícies rotativas, fosse acomodado por uma desaceleração do fluido no centro do canal. Observa-se na Fig.4.8, que o aumento da velocidade  $u$  foi suficientemente grande para provocar um refluxo no centro da seção transversal à altura da saída do canal.

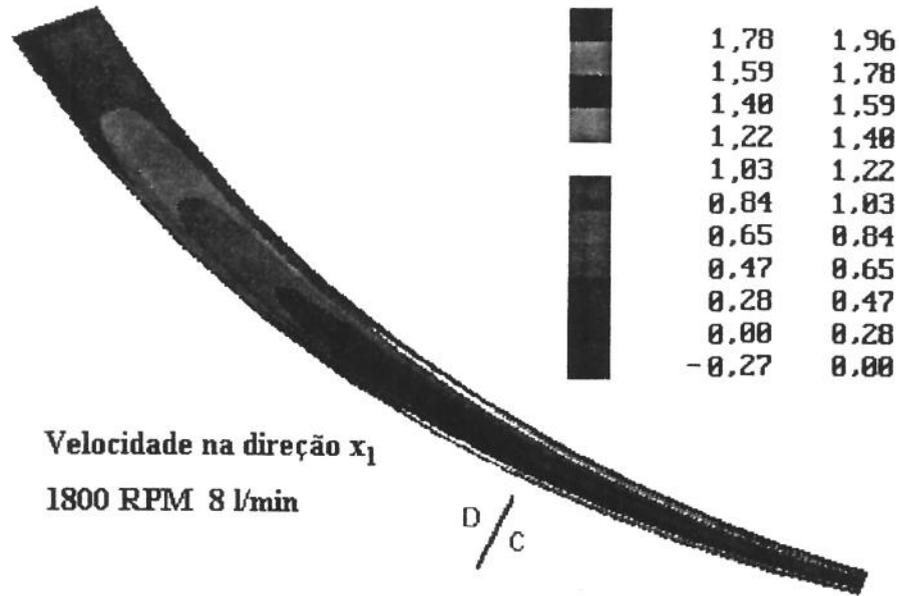


Fig.4.8 - Campo de velocidade adimensional  $u$  ( $ReR = 33$ ,  $ReQ = 7189$ ,  $U_{BAR} = 0,76 \text{ m s}^{-1}$ ). Pode-se observar um refluxo à saída do canal.

Em complemento às figuras. 4.7 e 4.8, é mostrada, na Fig.4.9, a velocidade  $u$  ao longo da linha de centro do canal ( $x_2 = 0,5$ ), nos dois casos estudados nesta seção. Observa-se que, para o caso de  $ReR = 33$  (rotação mais baixa), a desaceleração não foi suficiente para induzir velocidades negativas após o ponto da transição divergente-convergente do canal. O mesmo não aconteceu quando aumentou-se a rotação,  $ReR = 49$ , onde a partir da transição, a velocidade, na parte central da seção transversal do canal, atingiu valores negativos.

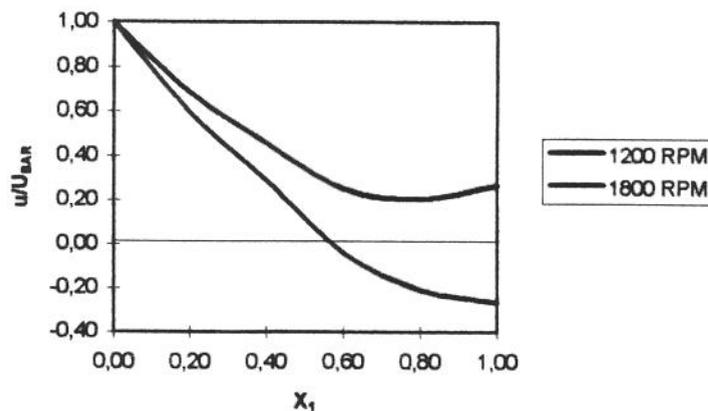


Fig.4.9 - Velocidade  $u$  no centro do canal ao longo de  $x_1$  para  $ReR = 33$  e  $ReR = 49$ . A transição divergente-convergente do canal, em  $x_1 = 0,6$ ; influenciou a evolução da componente  $u$  ao longo de  $x_1$ .

Devido à imposição da condição de contorno de perfil da velocidade  $u$  uniforme em  $x_1 = 0$ , a adimensionalização, utilizando a velocidade média na entrada, se mostrou apropriada para a visualização do escoamento ao longo do canal, destacando as regiões onde o fluido era acelerado ou desacelerado. Porém, como a área da seção transversal e a velocidade média variaram em função da coordenada  $x_1$ , uma escala apropriada para observar o desenvolvimento hidrodinâmico do escoamento utilizou a velocidade média em cada seção do canal. Desta forma, como mostrado na Eq.4.3, valores de  $ua$  menores e maiores do que 1 representam velocidade abaixo e acima da velocidade média do canal, respectivamente.

$$ua = \frac{u^*}{\left(\frac{Q}{A_{x1}}\right)} \quad (4.3)$$

onde  $ua$  é a velocidade adimensional na direção  $x_1$ ,  $u^*$  é a velocidade dimensional [ $m\ s^{-1}$ ],  $Q$  é a vazão que passa pelo canal [ $m^3\ s^{-1}$ ] e  $A_{x1}$  é a área da seção transversal na posição  $x_1$  [ $m^2$ ].

As figuras 4.10 e 4.11 mostram, para as condições  $ReQ = 7189$ ,  $ReR = 33$  e  $ReQ = 7189$ ,  $ReR = 49$ , respectivamente, como ocorreu o desenvolvimento dos perfis da velocidade na direção  $x_1$ , ao longo do canal, utilizando esta nova adimensionalização.

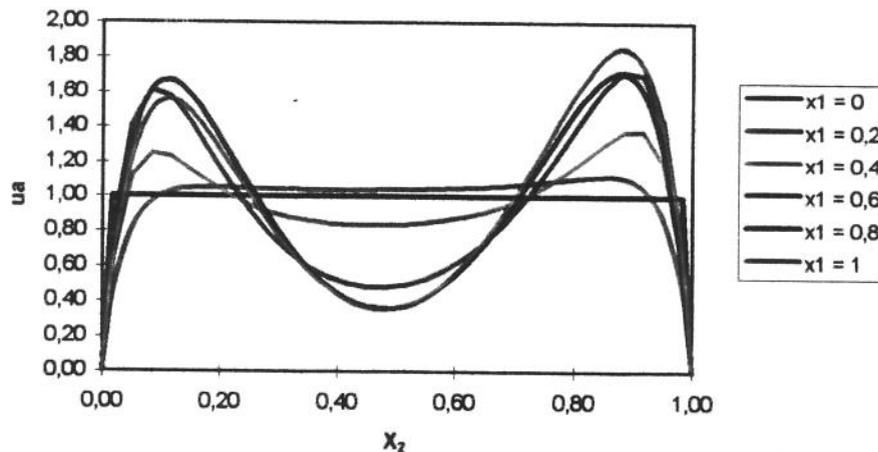


Fig.4.10 - Evolução dos perfis da velocidade adimensional ao longo da direção  $x_1$  ( $ReQ = 7189$  e  $ReR = 33$ ). O fluido era acelerado nas regiões próximas às superfícies rotativas.

Nota-se ainda, nas figuras 4.10 e 4.11, que os perfis de velocidade não apresentavam simetria ao longo das seções transversais do canal. Esta falta de simetria ocorreu porque, apesar de possuírem a mesma rotação, a superfície em  $x_2 = 1$ , possuía um raio de giração maior do que a superfície em  $x_2 = 0$ , por estar mais afastada do eixo, e, desta maneira, induzia

uma maior velocidade na direção  $x_1$ . Além disso, à medida que  $x_1$  aumentava, o fluido era acelerado nas regiões próximas às superfícies dos cones. É importante observar, porém, que os valores de máximo relativo de cada perfil de velocidade, com exceção do perfil de entrada, ocorreram a uma distância simétrica de cada superfície, revelando que as forças viscosas se manifestavam de forma semelhante nas duas superfícies. Isto era de se esperar, pois a definição de  $\varepsilon$  (Eq.2.3), mostra que o comprimento da atuação das forças viscosas é função somente da velocidade de rotação e da viscosidade cinemática.

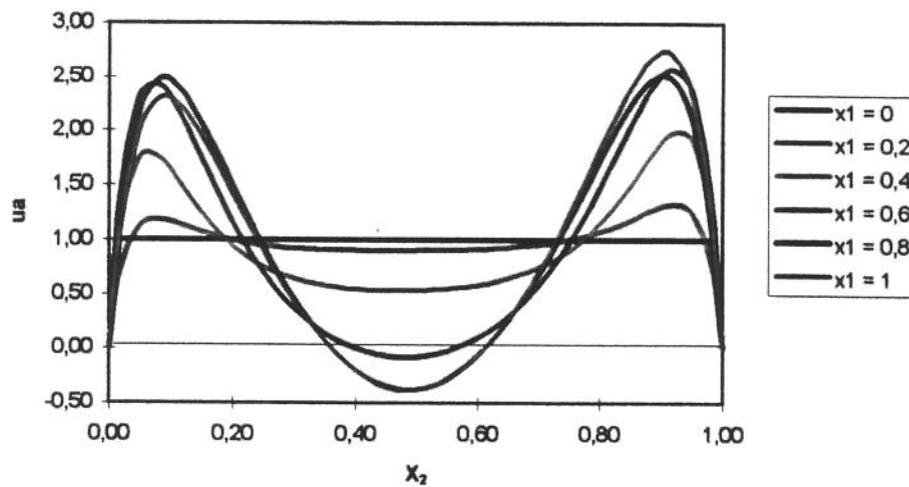


Fig.4.11 - Evolução dos perfis da velocidade adimensional ao longo da direção  $x_1$  ( $ReQ = 7189$  e  $ReR = 49$ ). À partir da transição divergente - convergente do canal ( $x_1 = 0,6$ ), a velocidade atingiu valores negativos no centro do canal, continuando assim até à descarga.

A tabela 4.1 mostra a distância da superfície onde ocorreu o máximo relativo do perfil de velocidade e o valor de  $\varepsilon$  para cada caso apresentado nesta seção.

Tab.4.1 - Posição  $x_{2,max}$ , na saída do canal, onde ocorreu o máximo relativo do perfil de velocidade ( $x_{2,max}$ ) e  $\varepsilon$  para cada situação ( $ReQ = 7189$ ).

	<b>ReR = 33</b>	<b>ReR = 49</b>
$x_{2,max}$ [mm]	0,12	0,10
$\varepsilon$ [mm]	0,18	0,15

Pode-se observar na Tab.4.1 que tanto os valores de  $\varepsilon$ , calculados em cada situação a partir da Eq.2.3, como os valores de  $x_{2,max}$ , obtidos dos perfis simulados da velocidade na saída

do canal, possuíam uma proporcionalidade entre si, em função da raiz quadrada da razão das velocidades de rotação ( $\sqrt{\frac{\omega_2}{\omega_1}}$ ), o que leva a concluir que as distâncias onde ocorreu o ponto de máximo do perfil da velocidade  $u$  na saída do canal foram proporcionais à espessura de penetração viscosa.

As figuras 4.4 e 4.12 mostram os campos de velocidade de rotação para os dois casos ( $ReR = 33$  e  $49$ ). Na entrada do canal, observa-se que o fluido possui velocidade de rotação semelhante ao movimento de corpo rígido (condição de contorno implementada em  $x_1 = 0$ ). À medida que avançava a jusante, o escoamento perde rapidamente esta característica e passa a exibir uma estrutura de escoamento muito semelhante a de dois discos em rotação com grande espaçamento, onde as camadas de Ekman são observadas claramente. Nota-se que nesta região, na parte central do canal, o fluido possui velocidades de rotação muito baixas. Na porção final do canal, onde o espaçamento entre as superfícies era menor, o fluido na região central apresenta uma maior velocidade de rotação.

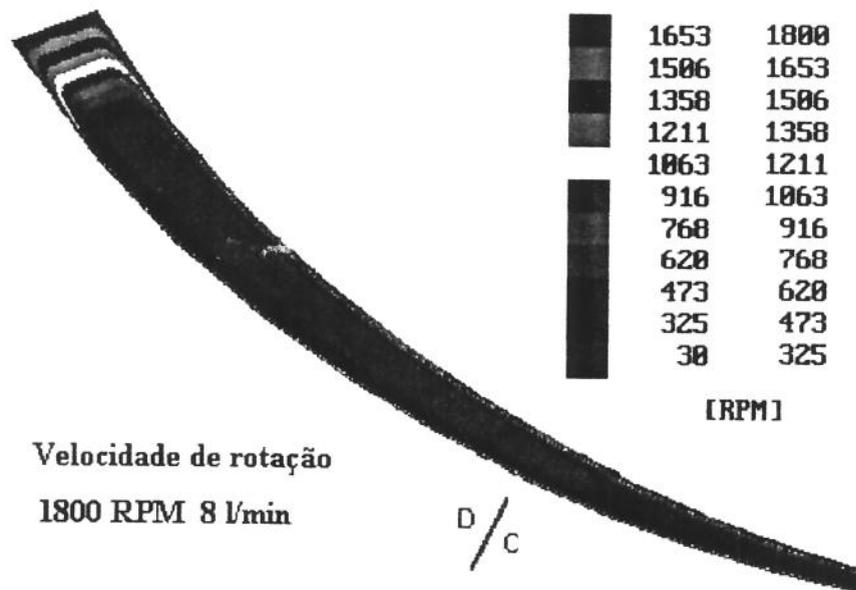


Fig.4.12 - Campo de velocidade de rotação ( $ReQ = 7189$ ,  $ReR = 49$ ). Na saída, o fluido apresenta um aumento da rotação na parte central do canal.

É importante notar uma ocorrência inusitada no campo da velocidade de rotação, apresentado na Fig.4.12: de acordo com a definição de  $\epsilon$  (Eq.2.3) a espessura de atuação das forças viscosas deveria diminuir com o aumento da velocidade de rotação, o que não foi verificado na figura anterior. Tal ocorrência está relacionada com o refluxo observado na saída

do canal nestas condições de operação, que pode ser compreendido a partir de uma análise do esquema de resolução das equações governantes, apresentado mais adiante.

Como forma alternativa para a visualização da evolução do perfil de velocidade de rotação ao longo do canal, foi definida a rotação adimensional ( $\varpi$ ), razão entre a velocidade de rotação local do fluido e a velocidade de rotação do canal.

$$\varpi = \frac{\omega_{fluido}}{\omega_{canal}} \quad (4.4)$$

onde  $\omega_{canal}$  é a velocidade de rotação do canal, que podia ser 1200 ou 1800 RPM, e  $\omega_{fluido}$  em [RPM], definida pela Eq.4.5, a seguir.

$$\omega_{fluido} = \frac{v(i, j) \cdot U_{BAR}}{h_3(i, j) \cdot R_{2s}} \frac{60}{2\pi} \quad (4.5)$$

onde  $v(i, j)$  é a velocidade tangencial adimensional em cada posição  $i, j$  da malha computacional, que passa a ter as dimensões [ $m s^{-1}$ ] após a multiplicação por  $U_{BAR}$  (velocidade média na entrada do canal). O produto  $h_3(i, j) \cdot R_{2s}$  é a distância perpendicular entre o ponto  $i, j$  da malha e o eixo de rotação [m]. O fator  $60/2\pi$  é a conversão de [ $s^{-1}$ ] para RPM.

As figuras 4.13 e 4.14 mostram a evolução de  $\varpi$  ao longo do canal para os dois casos estudados nesta seção. Nota-se, nas figuras, uma semelhança entre os perfis de velocidade de rotação adimensional. Na parte divergente do canal ( $x_1 < 0,6$ ), o fluido em sua porção central ( $0,3 < x_2 < 0,6$ ) apresenta velocidades de rotação muito menores do que aquelas que ocorreram nas superfícies dos cones. Já na parte convergente ( $x_1 > 0,6$ ), onde o espaçamento entre as superfícies rotativas é menor, os efeitos da difusão viscosa atingiram as regiões mais internas do canal. Pode-se observar também que, apesar da imposição de movimento de corpo rígido na entrada do canal, o escoamento passa rapidamente a exibir comportamento semelhante ao caso de dois discos em rotação com grande espaçamento (BRADY e DURLOFSKY, 1987; ABRAHAMSON e LONNES, 1994), onde, o fluido, após a região de entrada, possui velocidade de rotação muito baixa no centro do canal (escoamento do tipo de Stewartson).

A imposição da condição de escoamento localmente parabólico, na saída do canal, pode trazer problemas quando a conservação da massa não é satisfeita somente com velocidades positivas (ausência de refluxo na saída). Quando ocorrem velocidades  $u$  negativas na saída do canal, deve-se estar atento às interpretações dos resultados do modelo numérico. A Fig.4.14, é um exemplo disto. O perfil da rotação adimensional ( $\varpi$ ) em  $x_1 = 0,7$  apresenta uma inflexão

inesperada no centro do canal. Como pode-se explicar um ponto de máximo relativo no centro do canal?

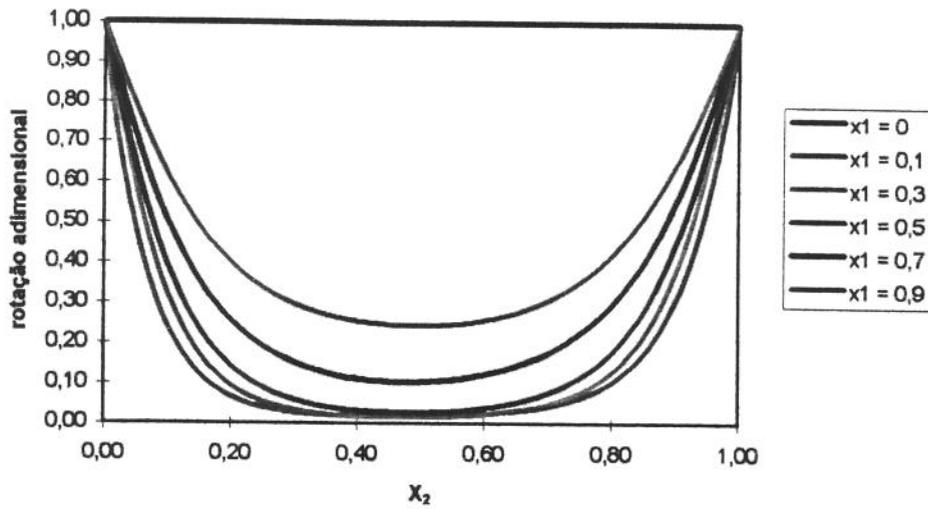


Fig.4.13 - Perfis da velocidade de rotação adimensional ao longo da direção  $x_1$  ( $ReQ = 7189$ ,  $ReR = 33$ ). O fluido, no centro do canal, exibe maior velocidade de rotação na parte convergente ( $x_1 > 0,6$ ).

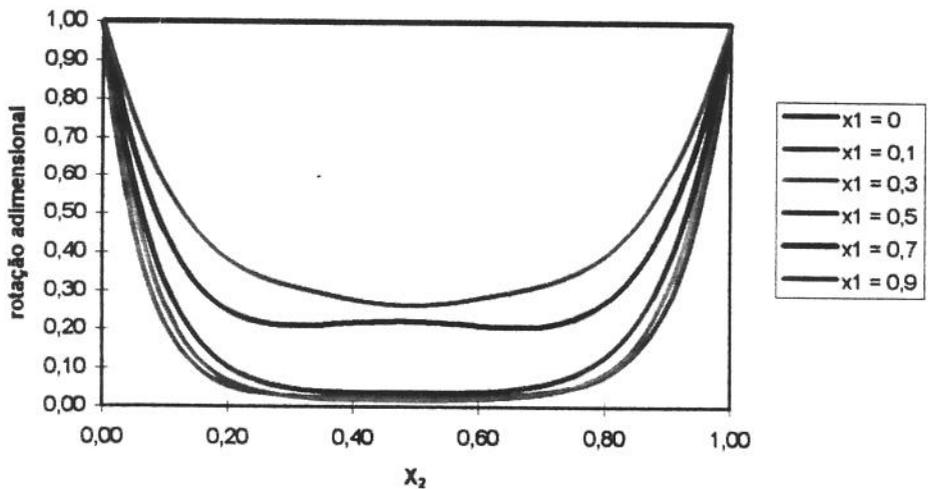


Fig.4.14 - Perfis da velocidade de rotação adimensional ao longo da direção  $x_1$  ( $ReQ = 7189$ ,  $ReR = 49$ ). A imposição da condição de escoamento localmente parabólico pode levar a perfis de velocidade inusitados.

Matematicamente é possível explicar a existência de um máximo relativo no perfil da velocidade de rotação adimensional, considerando-se o método de resolução das equações de movimento. Tomando-se a equação do transporte de uma grandeza  $\phi$  somente ao longo de  $x_1$ , é possível escrever a equação discretizada do movimento para um volume de controle qualquer<sup>6</sup> (Eq.4.6) utilizando as definições do Capítulo 3:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W \quad (4.6)$$

onde os subscritos P, E e W representam o ponto central, à direita e à esquerda do V.C., respectivamente. As definições de  $a_P$ ,  $a_E$  e  $a_W$  podem ser encontradas no Capítulo 3 (Eqs. 3.89, 3.82 e 3.83, respectivamente). Por brevidade, somente a Eq.3.82 é repetida aqui:

$$a_E = D_e A (1/P_{ce} l) + \|-F_{e,0}\|$$

Quando a velocidade  $u$  na saída do canal é positiva, o segundo termo, do lado direito da Eq.3.82, se anula, mostrando que a contribuição de  $\phi_E$  no cálculo de  $\phi_P$  é fortemente dependente do número de Peclet da malha computacional. Por outro lado, quando  $u$  assume valores negativos na saída do canal, o segundo termo à direita do canal é diferente de zero e, a menos que a difusão seja o fenômeno mais importante do escoamento, este termo é dominante no cálculo de  $a_E$ .

No caso específico das simulações realizadas para o canal, a condição de contorno que impôs escoamento localmente parabólico fez com que  $a_E$  se anulasse na equação discretizada da componente  $v$  para os últimos volumes de controle, na saída do canal. Se a velocidade  $u$  fosse positiva na saída do canal,  $a_E = 0$  seria uma boa aproximação, desde que a difusão não dominasse o escoamento nesta região (fenômeno que não ocorreu neste canal). Porém, quando  $u$  assumiu valores negativos na saída do canal, a condição de escoamento localmente parabólico perdeu sua eficácia, pois, neste caso, a informação da velocidade tangencial a jusante deveria ser considerada no cálculo de  $v$  no centro do V.C. Neste trabalho, problemas surgiram quando o programa computacional resolvia as equações discretizadas para volumes de controle mais internos. Quando a velocidade  $u$  era negativa,  $a_E$  era diferente de zero, sendo o responsável pelo transporte de uma informação para o interior da malha que podia não

<sup>6</sup> A Fig.3.6, além de outras características da malha do domínio computacional, mostra um V.C. com as posições relativas entre P, E e W.

representar a realidade. No caso específico da Fig.4.14, o ponto de inflexão que ocorreu no perfil de  $\varpi$  para  $x_1 = 0,7$  mostra que os perfis de rotação adimensional, a montante do canal, receberam, via termos convectivos, valores de velocidade de rotação que ocorreram na saída do canal. É importante comentar, no entanto, que o modelo implementado computacionalmente garantiu que a continuidade fosse satisfeita (com um erro nunca maior do que  $10^{-23} \text{ kg s}^{-1}$ ) entre a entrada e a saída do canal e, por isso, ainda produzia resultados fisicamente consistentes, mesmo quando a hipótese de escoamento localmente parabólico não se verificava.

As figuras. 4.5 e 4.15 mostram os campos de velocidade  $w$ . A principal diferença observada entre os campos apresentados nos dois casos é que, no caso de menor rotação ( $\text{ReR} = 33$ ), o fluido é desviado para o centro do canal pois, com este nível de rotação, a camada limite que se forma nas paredes rotativas do canal não é suficiente para acomodar o fluxo de massa imposto pela condição de contorno, de perfil uniforme para a componente  $u$ , na entrada do canal. Esta reorganização domina o primeiro quarto do canal para o escoamento mostrado na Fig.4.5 ( $\text{ReR} = 33$ ) e é imperceptível naquele mostrado na Fig.4.15 ( $\text{ReR} = 49$ ).

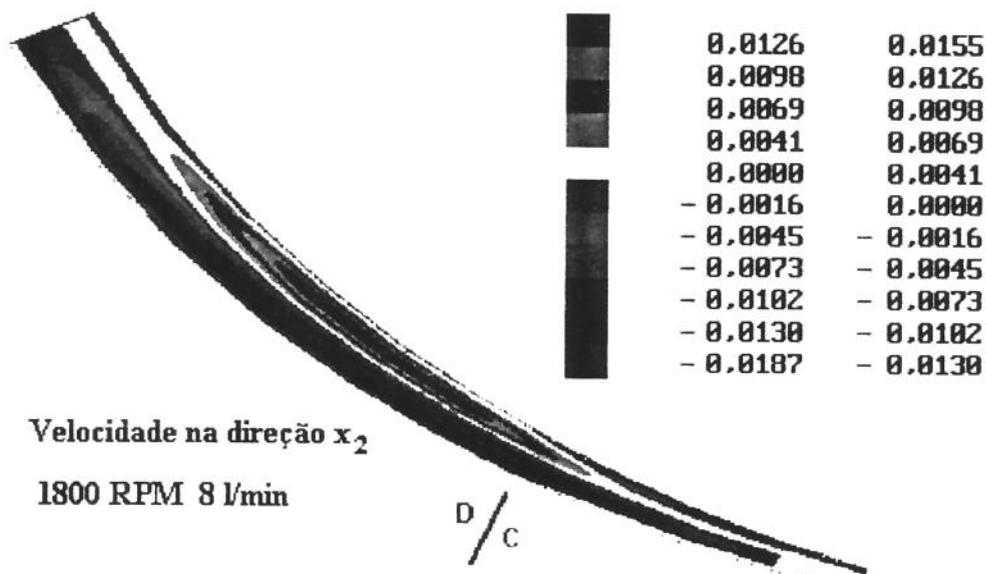


Fig.4.15 - Campo de velocidade adimensional na direção  $x_2$  ( $\text{ReQ} = 7189$ ,  $\text{ReR} = 49$ ,  $U_{\text{BAR}} = 0,76 \text{ m s}^{-1}$ ). O efeito de sucção provocado pelas superfícies rotativas se faz presente desde a entrada do canal.

A Fig.4.16 mostra a pressão relativa adimensional no centro do canal ao longo de  $x_1$ . A adimensionalização foi realizada dividindo-se a pressão relativa por  $\rho U_{BAR}^2$ .

$$P_{rel} = \frac{P - P_0}{\rho U_{BAR}^2} \quad (4.7)$$

onde  $P_0$  é a pressão de referência [ $N\ m^{-2}$ ], tomada na posição  $x_1 = 0$  e  $x_2 = 0,5$ .

Observa-se que o aumento da velocidade de rotação dos cones causou um aumento da diferença de pressão entre a entrada e a saída do canal, como era de se esperar. Pode-se notar, ainda, que houve um ganho acentuado de pressão no canal a partir da transição divergente - convergente ( $x_1 = 0,6$ ). Este fenômeno pode ser explicado a partir da análise de escalas da equação do movimento na direção  $x_1$  (Eq.3.21), onde os gradientes de pressão são mais importantes.

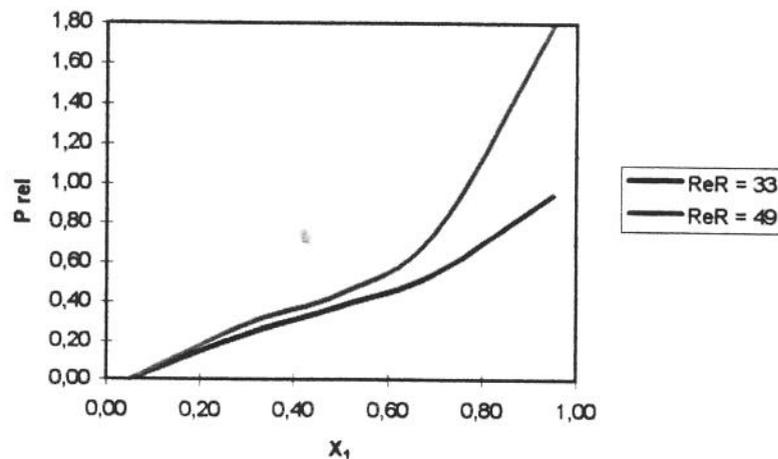


Fig.4.16 - Perfil da pressão adimensional na direção  $x_1$  no centro do canal, mantendo-se a vazão constante ( $ReQ = 7189$ ) e variando-se a rotação ( $ReR = 33$  e  $ReR = 49$ ). Ocorreu um ganho significativo de pressão a partir da transição da porção divergente para a porção convergente do canal.

Considerando-se que a ordem de grandeza do gradiente de pressão é dada pela soma das influências individuais dos termos inerciais e viscosos, uma análise da variação destes termos ao longo de  $x_1$  é útil para a compreensão da Fig.4.16.

Destacam-se duas escalas para os termos de inércia da Eq.3.21, um termo relativo às forças de inércia do fluxo transversal, IT, e outro relativo às forças de inércia do movimento de rotação dos cones (IR, Eq.4.9).

Inércia transversal:

$$IT \propto \left( \frac{Q}{Ax_1} \right)^2 \frac{1}{Sx_1} \quad (4.8)$$

Inércia Rotacional:

$$IR \propto \frac{(r_{gx_1} \omega)^2}{R_2} \quad (4.9)$$

onde Q é a vazão que passa pelo canal [ $m^3 s^{-1}$ ],  $A_{x_1}$  é a área da seção transversal em função da posição  $x_1$  [ $m^2$ ],  $S_{x_1}$  é o espaçamento entre as superfícies rotativas [m],  $r_{gx_1}$  é o raio de giração em função da posição  $x_1$  [m],  $\omega$  é a velocidade de rotação dos cones [ $s^{-1}$ ] e  $R_2$  é o raio de saída do canal [m].

Por outro lado, a Eq.4.10 mostra a escala que representa os termos viscosos da equação do movimento na direção  $x_1$ .

$$VISC \propto \frac{vQ}{A_{x_1} S_{x_1}^2} \quad (4.10)$$

onde  $v$  é a viscosidade cinemática do fluido [ $m^2 s^{-1}$ ].

É relevante citar que o sucesso desta análise depende da escolha adequada das escalas para as métricas da transformação  $h_1$ ,  $h_2$  e  $h_3$ . A métrica  $h_1$  foi escalada com o raio de saída do canal  $R_2$ , em substituição ao comprimento total do canal. Para a escolha das escalas de  $h_2$  e  $h_3$ , levaram-se em conta características locais da geometria do canal. Por este motivo,  $h_2$  foi escalada com a distância perpendicular entre as duas superfícies,  $S_{x_1}$ , que, por sua vez, era função da coordenada  $x_1$ . A métrica  $h_3$  foi escalada com o raio de giração  $r_{gx_1}$ , que também era função da coordenada  $x_1$ .

A Fig.4.17 mostra a ordem de grandeza dos termos viscosos (Eq.4.10), de inércia transversal (Eq.4.9) e de inércia rotacional (Eq.4.8) ao longo da direção  $x_1$  para o caso onde  $ReR = 49$  e  $ReQ = 7189$ . Observa-se que, a partir da posição  $x_1 = 0,15$ , a inércia rotacional começou a dominar o escoamento. Após a transição divergente-convergente, a inércia

transversal apresentou um crescimento que, associado ao crescimento da inércia rotacional, determinou a mudança de inclinação das curvas de pressão relativa observadas na Fig. 4.16.

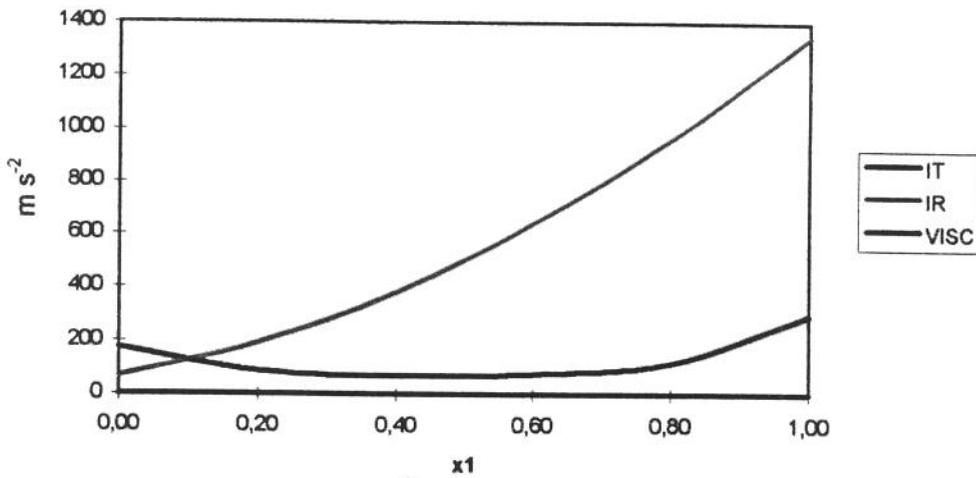


Fig.4.17 - Ordem de grandeza dos termos inerciais e viscosos ao longo da coordenada  $x_1$  ( $ReR = 49$ ). A partir da transição divergente-convergente ( $x_1 = 0,6$ ), os termos apresentam crescimento simultâneo com conseqüências perceptíveis na curva de pressão relativa.

#### 4.2.2.3 Influência da vazão sobre a estrutura do escoamento

O assunto desta seção é o estudo da influência da vazão sobre os perfis de velocidade e pressão que ocorrem no canal. Mantendo-se a rotação fixa, ou seja, considerando-se fixa a influência da espessura da camada de atuação das forças viscosas, a interação entre difusão e convecção que ocorre no fluxo transversal é representada pelo número de Reynolds transversal ( $ReQ$ ). Quanto menor  $ReQ$ , mais os termos difusivos (viscosos) dominam as equações governantes, fazendo com que a quantidade de movimento seja transportado de modo mais eficiente ao longo da direção  $x_2$ . Por outro lado, quando a convecção é dominante, as informações do fluido a montante viajam mais rapidamente ao longo da direção  $x_1$ .

Como ponto de partida, foram utilizados os resultados para  $ReQ = 7189$  e  $ReR = 49$  (8 l/min e 1800 RPM), já apresentados. Estes resultados foram comparados com o caso onde  $ReQ = 9885$  e  $ReR = 49$  (11 l/min e 1800 RPM). As figuras 4.18 e 4.19 mostram o campo de velocidade adimensional  $u$  e a evolução dos perfis adimensionais ao longo do canal, respectivamente.

Em comparação ao campo mostrado na Fig.4.8 ( $ReQ = 7189$  e  $ReR = 49$ ), a Fig.4.18 ( $ReQ = 9885$  e  $ReR = 49$ ) exibe a mesma estrutura de escoamento, a exceção de que, neste caso, não ocorreu fluxo retrógrado na última porção do canal. Nota-se, também, que o pico de máximo absoluto da velocidade  $u$  foi menor quando aumentou-se a vazão. Mais uma vez, o conceito da conservação da massa foi útil para explicar este fenômeno: com o aumento da vazão, o efeito de bombeamento das superfícies rotativas gerou uma menor descompensação do fluxo de massa na seção transversal, causando uma menor desaceleração do fluido no centro do canal.

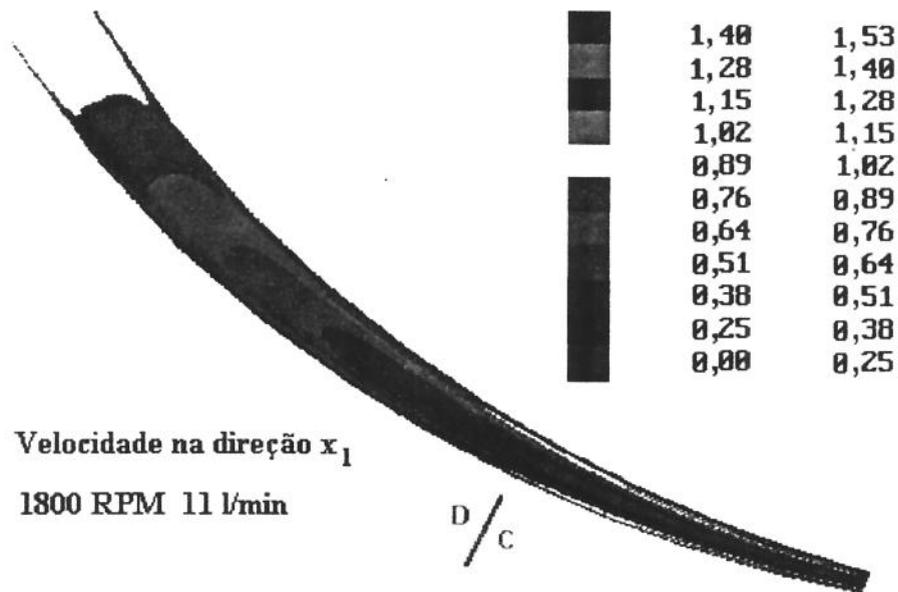


Fig.4.18 - Campo da velocidade adimensional  $u$  ( $ReQ = 9885$ ,  $ReR = 49$ ,  $U_{BAR} = 1,05 \text{ ms}^{-1}$ ). O pico de velocidade máxima é menor em relação ao caso onde  $ReQ = 7189$ .

A Fig.4.19 mostra a evolução do perfil da velocidade adimensional  $ua$  (Eq.4.3) ao longo do canal. Em comparação com a Fig.4.11, os picos de velocidade foram menos acentuados e, novamente, os perfis não apresentaram simetria na direção  $x_2$ .

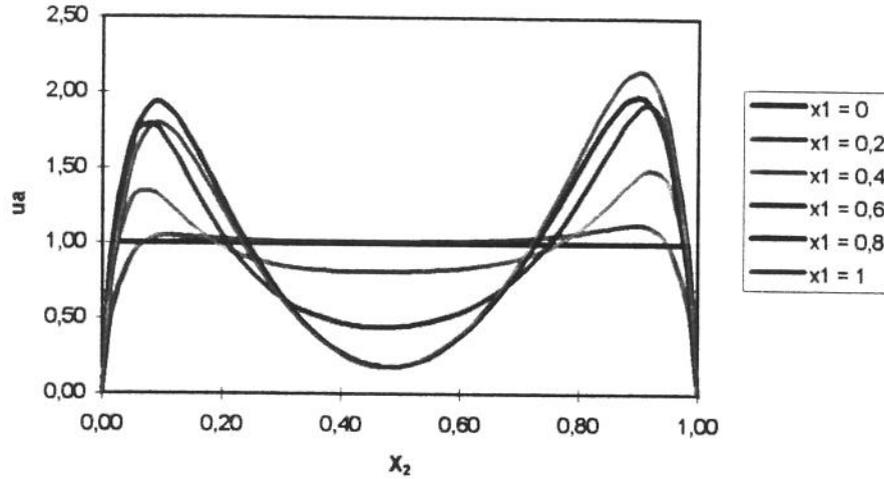


Fig.4.19 - Evolução do perfil da velocidade na direção  $x_1$  ao longo do canal ( $ReQ = 9885$  e  $ReR = 49$ ). Não se verificou fluxo retrógrado na saída do canal.

A Tab.4.2 mostra como foi a influência da vazão sobre a posição dos picos de máximo relativo do perfil de velocidade na direção  $x_1$ , à saída do canal. Como era de se esperar, o valor de  $x_{2max}$  se manteve constante para os dois casos, pois a espessura da camada de atuação das forças viscosas, como mostra a Eq. 2.3, é função somente da viscosidade cinemática do fluido e da rotação da superfície.

Tabela 4.2 - Posição  $x_{2max}$ , na saída do canal, onde ocorreu o máximo relativo do perfil de velocidade e  $\varepsilon$  para cada situação, mantida fixa a rotação ( $ReR = 49$ ).

	<b>ReQ = 7189</b>	<b>ReQ = 9885</b>
<b><math>x_{2max}</math> [mm]</b>	0,10	0,10
<b><math>\varepsilon</math> [mm]</b>	0,15	0,15

As figuras 4.20 e 4.21 mostram o campo de velocidade de rotação e a evolução da rotação adimensional ao longo do canal, respectivamente. Em comparação com a Fig.4.4, o campo de velocidade de rotação, mostrado na Fig.4.20, exhibe a mesma característica de estratificação, evidenciando as camadas de Ekman.

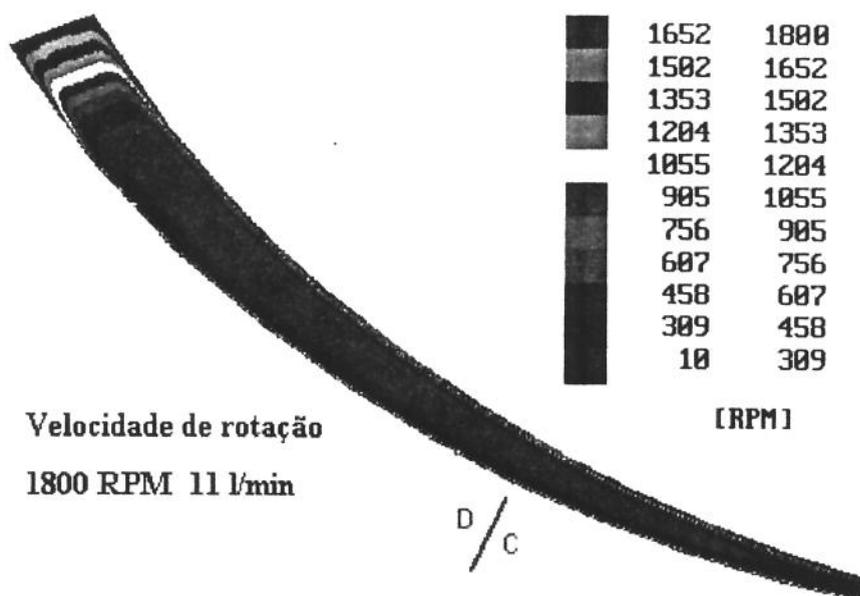


Fig.4.20 - Campo de velocidade de rotação ( $ReQ = 9885$ ,  $ReR = 49$ ). Quando a velocidade  $u$  é positiva na saída do canal, a aproximação de escoamento localmente parabólico pode ser aplicado sem restrições nesta região.

A Fig.4.21 revela que os perfis de rotação adimensional seguiram o mesmo comportamento do escoamento mostrado na Fig.4.13.

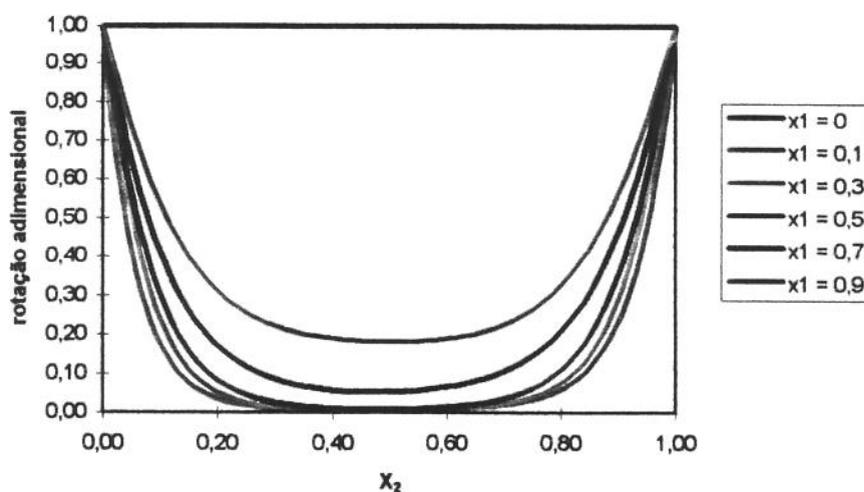


Fig.4.21 - Perfis da velocidade de rotação adimensional ao longo da direção  $x_1$  ( $ReQ = 9885$ ,  $ReR = 49$ ).

A Fig.4.22 mostra o campo da velocidade adimensional  $w$  para  $ReQ = 9885$  e  $ReR = 49$ . Na região de entrada, a curvatura do canal e a imposição de um perfil uniforme de velocidade

$u$  induziram uma reorganização do escoamento. Sabe-se que quanto maior a vazão nominal imposta ao canal, maior será a região de desenvolvimento dos perfis de velocidade na entrada. Esta característica pode ser comprovada comparando-se os campos de velocidade  $w$  mostrados na Fig.4.15 ( $ReQ = 7189$  e  $ReR = 49$ ), onde a região de desenvolvimento não se destacava na representação do escoamento, e na Fig.4.22 ( $ReQ = 9885$  e  $ReR = 49$ ), onde se pode identificar uma reorganização do escoamento no primeiro quarto do canal. É interessante notar, nas figuras 4.15 e 4.22, que os valores absolutos dos picos de mínimo foram sempre maiores do que aqueles dos picos de máximo da velocidade  $w$ , revelando que uma maior quantidade de fluido era atraída na direção do cone inferior (cone 2).

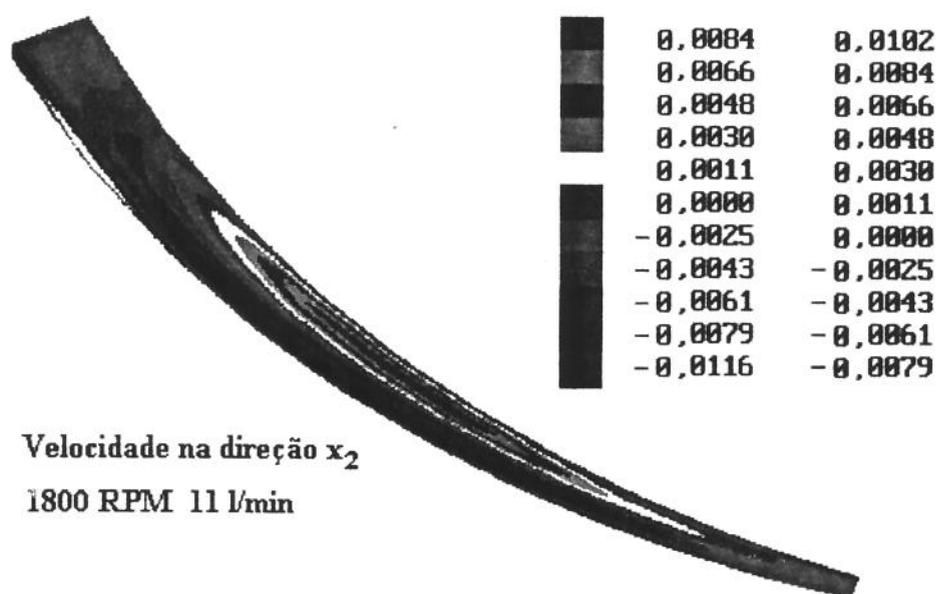


Fig.4.22 - Campo de velocidade adimensional  $w$  ( $ReR = 49$  e  $ReQ = 9885$ ). Devido à geometria do canal, uma maior quantidade de fluido foi desviada na direção do cone inferior.

A Fig.4.23, a seguir, mostra os perfis da pressão relativa adimensional ao longo do canal para os casos onde foi mantida a rotação em 1800 RPM ( $ReR = 49$ ) e a vazão variou de 8 para 11 l/min ( $ReQ = 7189$  a  $ReQ = 9885$ ). Como era de se esperar, e pôde ser previsto pela análise de escala descrita neste capítulo, a diferença de pressão obtida entre a entrada e a saída do canal foi inversamente proporcional à vazão. Da mesma maneira que foi observada na Fig.4.16, as curvas da pressão relativa apresentaram uma mudança acentuada de suas inclinações a partir da posição  $x_1 = 0,6$ ; fenômeno que também foi esclarecido pela análise de escala.

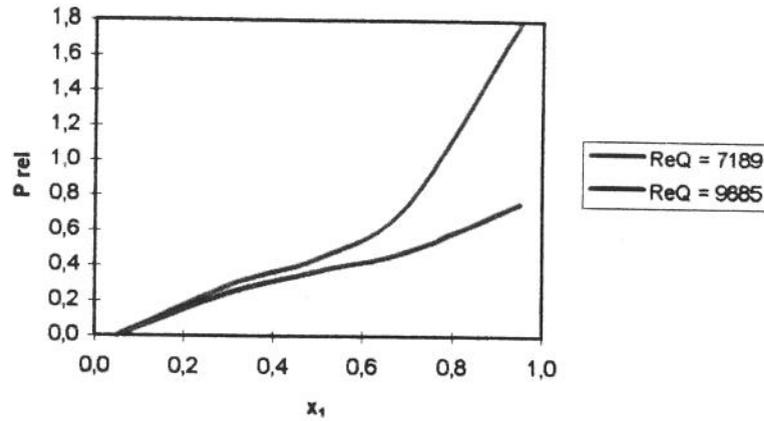


Fig.4.23 - Perfis da pressão relativa adimensional. A rotação foi mantida constante ( $ReR = 49$ ) enquanto variou-se a vazão ( $ReQ = 7189$  a  $9885$ ). O efeito do aumento da vazão que passava pelo canal se refletiu na diminuição da diferença de pressão entre a saída e a entrada.

#### 4.2.2.4 Influência da vazão e da rotação sobre o potencial hemolítico do canal

O potencial hemolítico (ou potencial de hemólise) pode ser definido como o aumento percentual da hemoglobina livre que seria gerada em um escoamento de sangue com 100 % das hemácias intactas. Desta forma, uma determinada região do canal com, por exemplo, 1 % de potencial hemolítico significa que 1 % da hemoglobina presente nas hemácias que estão passando através desta região está sendo liberada no escoamento devido à hemólise mecânica.

A porcentagem de hemoglobina, liberada em um determinado escoamento, pode ser prevista utilizando a fórmula empírica de WURZINGER *et al.* (1986) em função da tensão de cisalhamento e do tempo de exposição locais, como mostra a Eq.1.1, repetida aqui por conveniência.

$$\%Hb = 3,62 \cdot 10^{-5} \cdot t^{0,79} \cdot \tau^{2,4}$$

onde  $t$  é o tempo de exposição das hemácias [s] à tensão de cisalhamento  $\tau$  [ $N\ m^{-2}$ ].

Neste trabalho adotou-se o modelo de sollicitação uniaxial para a determinação da tensão de cisalhamento que atuava sobre as hemácias (PINOTTI e ROSA, 1995). DALLY e RILLEY (1978) ensinam que a tensão de cisalhamento máxima ( $\tau_{max}$ ) que atua em um volume infinitesimal é a resultante da ação de 3 tensões normais,  $\sigma_{11}$ ,  $\sigma_{22}$  e  $\sigma_{33}$ , e de 6 tensões de

cisalhamento,  $\sigma_{12}$ ,  $\sigma_{13}$ ,  $\sigma_{21}$ ,  $\sigma_{23}$ ,  $\sigma_{31}$ ,  $\sigma_{32}$ , que atuam nas faces deste volume, e pode ser determinada a partir das tensões principais.

$$\tau_{max} = \frac{1}{2}(\sigma_{max} - \sigma_{min}) \quad (4.11)$$

onde  $\sigma_{max}$  e  $\sigma_{min}$  [ $N\ m^{-2}$ ] são o maior e o menor valor das tensões principais obtidas da Eq.4.12 (DALLY e RILLEY, 1978), a seguir.

$$\sigma_n^3 - I_1 \cdot \sigma_n^2 + I_2 \cdot \sigma_n - I_3 = 0 \quad (4.12)$$

onde  $I_1$ ,  $I_2$  e  $I_3$  são as tensões invariantes, definidas nas equações 4.13 a 4.15.

$$I_1 = \sigma_{22} + \sigma_{11} + \sigma_{33} \quad (4.13)$$

$$I_2 = \sigma_{22}\sigma_{11} + \sigma_{11}\sigma_{33} + \sigma_{33}\sigma_{22} - \sigma_{13}^2 - \sigma_{32}^2 - \sigma_{21}^2 \quad (4.14)$$

$$I_3 = \sigma_{22}\sigma_{11}\sigma_{33} - \sigma_{11}\sigma_{32}^2 - \sigma_{33}\sigma_{21}^2 - \sigma_{22}\sigma_{13}^2 + 2\sigma_{13}\sigma_{32}\sigma_{21} \quad (4.15)$$

O tempo de exposição, utilizado na equação de Wurzinger, foi obtido para cada ponto nodal, utilizando o conceito do tempo de trânsito de uma partícula no V.C. que envolvia o ponto de interesse, definido na Eq.4.16, a seguir:

$$t_{ij} = \frac{h_{1ij} \Delta x_{1ij}}{ABS(\bar{u}_{ij})} \quad (4.16)$$

onde o subscrito  $ij$  representa a grandeza tomada no ponto na linha  $i$  e na coluna  $j$ ,  $t_{ij}$  é o tempo de trânsito de uma partícula pelo V.C. [s], o produto  $h_{1ij} \Delta x_{1ij}$  é a distância percorrida pela partícula ao longo da direção  $x_1$  [m] e  $\bar{u}_{ij}$  é a velocidade média da partícula que passa através do V.C. [ $m\ s^{-1}$ ].  $ABS( )$  significa que foi tomado o valor absoluto da grandeza que estava dentro dos parênteses.

Para cada caso simulado numericamente, utilizaram-se diretamente os valores dos campos de tensões normais e de cisalhamento e do campo de velocidades que já estavam armazenados na memória para gerar o campo do potencial de hemólise. Isto destaca mais uma vantagem da formulação do fluxo de tensão empregada no programa computacional: todas as tensões, obtidas ao longo do processo iterativo, já estavam convenientemente armazenadas para serem utilizadas no pós-processamento.

Para uma melhor compreensão da distribuição do potencial de hemólise no canal, foram gerados perfis da porcentagem de liberação de hemoglobina (% Hb) nas duas direções principais do canal, para os casos estudados neste capítulo. A Fig.4.24 mostra o perfil de %Hb

ao longo de  $x_1$  nas camadas adjacentes<sup>7</sup> ao cone 2 e ao cone 3 para as condições de  $ReR = 33$  e  $ReQ = 7189$ . Lembrando que o cone 3 estava mais distante do eixo de rotação e, por isso induzia maiores velocidades tangenciais no fluido, explica-se o porquê do perfil de %Hb obtido nas proximidades do cone 3 possuir valores mais altos do que aqueles obtidos nas proximidades do cone 2.

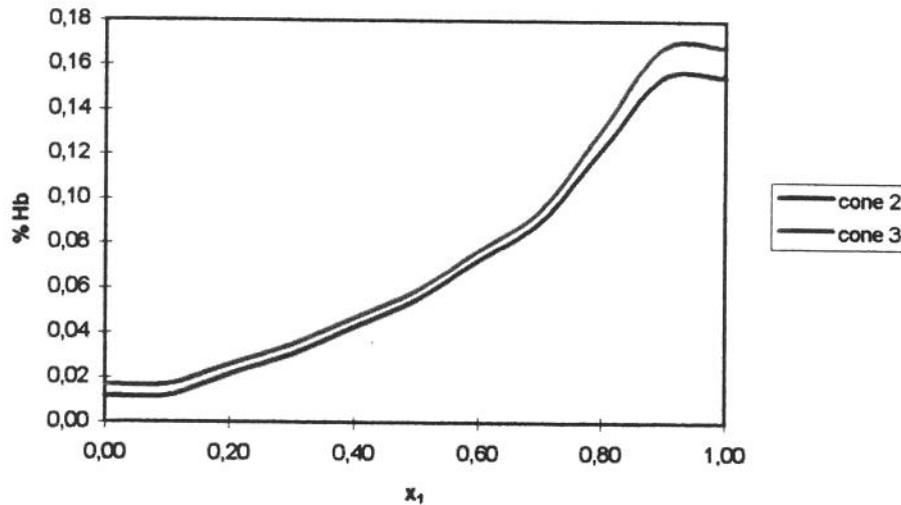


Fig.4.24 - Perfis do potencial hemolítico nas proximidades dos cones 2 e 3 ao longo de  $x_1$  ( $ReR = 33$ ,  $ReQ = 7189$ ). O cone 3, por estar mais afastado do eixo de rotação, induzia maiores tensões de cisalhamento, o que se refletiu em níveis maiores de potencial de liberação de hemoglobina.

A Fig.4.25 mostra a evolução de %Hb adjacente ao cone 3, ao longo do canal, para os três casos estudados neste capítulo. Nota-se que a velocidade de rotação atuou de maneira decisiva sobre a %Hb. Comparando-se os casos que possuem o mesmo número de Reynolds transversal ( $ReQ = 7189$ ) mas diferentes Reynolds rotacional ( $ReR = 33$  e  $49$ ), observou-se que o nível de %Hb na saída do canal para  $ReR = 49$  foi cerca de duas vezes e meia maior do que aquele para  $ReR = 33$ . Por outro lado, mantendo-se a rotação constante e aumentando-se a vazão ( $ReQ = 9885$ ), observou-se um pequeno aumento, de aproximadamente 5 pontos percentuais, no nível de %Hb, em comparação com a variação de rotação.

<sup>7</sup> Camada adjacente refere-se ao conjunto de volumes de controle que possuem uma de suas faces sobre o cone.

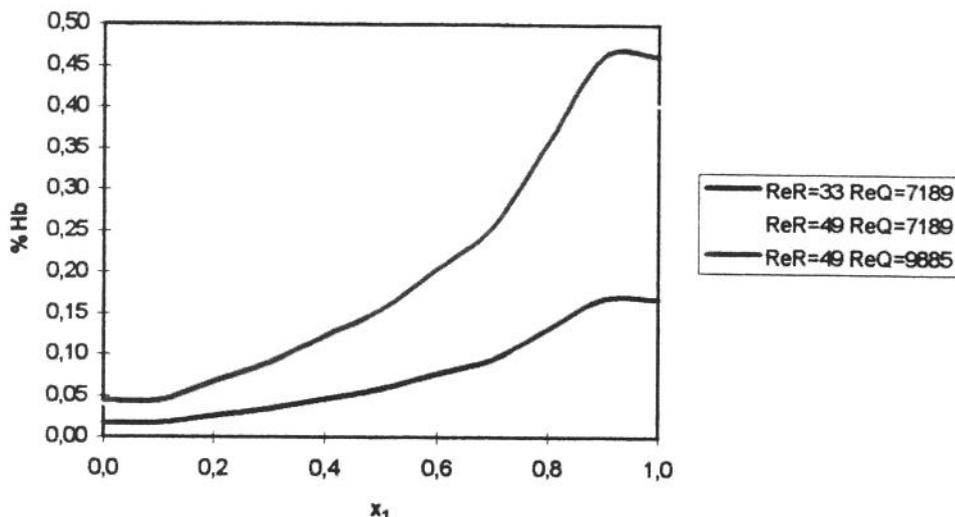


Fig.4.25 - Potencial hemolítico nas proximidades do cone 3 em função da coordenada  $x_1$  para os três casos estudados neste capítulo. A %Hb é fortemente influenciada pela velocidade de rotação do canal.

A Fig.4.26 mostra os perfis de %Hb ao longo da seção transversal nas proximidades da saída do canal ( $x_1 = 0,95$ ) para os três casos de interesse. A posição  $x_2 = 0$  representa o cone 2 e a posição  $x_2 = 1$  representa o cone 3. Os efeitos da tensão de cisalhamento sobre %Hb se concentravam em camadas muito finas (espessura  $\Delta x_2 \approx 0,5$ ) nas regiões adjacentes aos cones. O fluxo retrógrado que acontecia para o caso  $ReR = 49$  e  $ReQ = 7189$  gerou um aumento no tempo de exposição e na tensão de cisalhamento suficiente para produzir dois picos de máximo relativo no perfil de %Hb em  $x_2 = 0,38$  e  $x_2 = 0,61$ .

A Fig.4.27 mostra um detalhe da Fig.4.26, destacando as regiões onde ocorreram os picos de máximo relativo no perfil de %Hb. Nota-se uma não-simetria no valor destes picos, sendo que o maior valor ocorria próximo ao cone 3 o qual, como já foi mostrado anteriormente na Fig.4.11, induzia maior fluxo retrógrado.

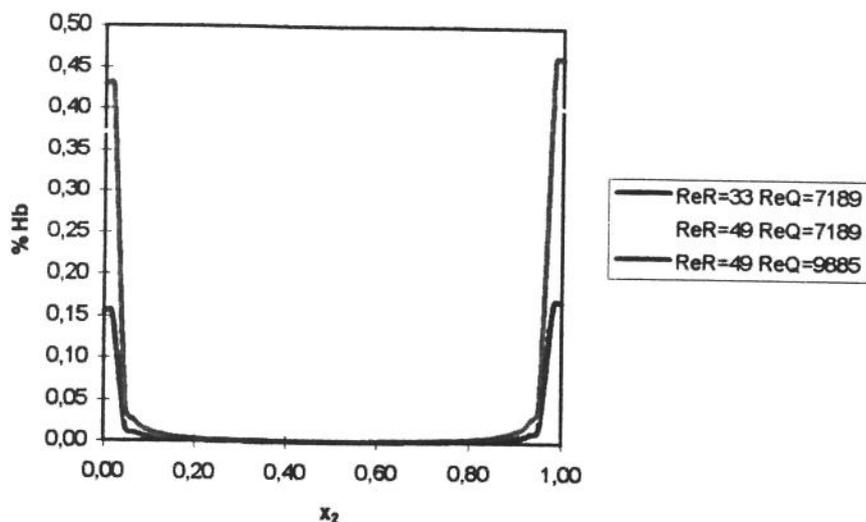


Fig.4.26 - Perfis do potencial hemolítico ao longo da seção transversal à altura da saída do canal ( $x_1 = 0,95$ ). Nota-se a presença de dois picos de máximo relativo, nas posições  $x_2 = 0,38$  e  $x_2 = 0,61$ , nos perfis de %Hb para o caso  $ReR = 49$  e  $ReQ = 7189$ . Estes picos foram causados pelo fluxo retrógrado, o qual gerou no escoamento uma combinação de aumento da tensão de cisalhamento e do tempo de exposição.

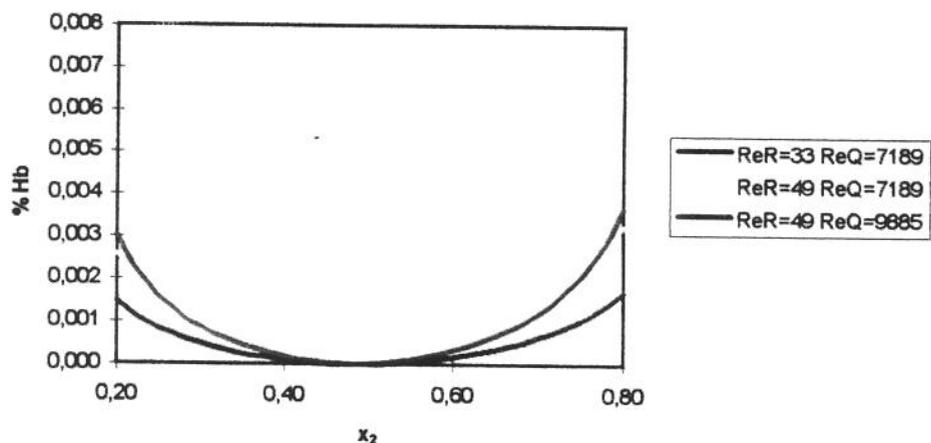


Fig.4.27 - Detalhe dos picos de máximo relativo do perfil de %Hb observados na Fig.4.26. O pico de maior potencial de hemólise ocorria à altura de  $x_2 = 0,61$  coincidindo com a maior intensidade de fluxo retrógrado, que ocorria nas proximidades do cone 3.

### 4.3 MEDIDAS EXPERIMENTAIS DO CAMPO DE VELOCIDADE NO INTERIOR DA BOMBA

#### 4.3.1 Condições de operação impostas ao circuito de testes.

A finalidade das medidas do campo de velocidade foi obter detalhes do escoamento no interior de uma bomba centrífuga sem pás utilizada em operações cardíacas com *bypass* cardiopulmonar.

Uma vez satisfeitos os critérios ópticos para a utilização do fluido de trabalho adequado para as medidas de velocidade no interior da bomba, verificou-se como os testes com um fluido de trabalho, diferente do sangue, pôde reproduzir as condições de operação deste dispositivo em um procedimento real de CEC. Para uma maior clareza no texto, decidiu-se definir a operação da bomba no circuito de testes como **condição *in vitro*** e a sua utilização em um circuito de CEC para *bypass* cardiopulmonar como **condição de CEC**.

A literatura básica de turbomáquinas demonstra que dois pontos de operação de uma mesma bomba centrífuga, representando sua operação em duas situações distintas, serão equivalentes se possuírem os mesmos números adimensionais<sup>8</sup> de vazão ( $N_Q$ ), rotação ( $N_R$ ) e pressão ( $N_P$ ), definidos a seguir:

$$N_Q = \frac{Q}{D^3 \Omega} \quad (4.17)$$

$$N_R = \frac{\Omega D^2}{\nu} \quad (4.18)$$

$$N_P = \frac{\Delta P}{\rho D^2 \Omega^2} \quad (4.19)$$

onde  $Q$  é a vazão [ $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$ ],  $D$  é o diâmetro do rotor [m],  $\Omega$  é a velocidade de rotação [ $\text{s}^{-1}$ ],  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ] e  $\Delta P$  é a diferença de pressão entre a saída e a entrada da bomba [ $\text{N m}^{-2}$ ].

Portanto, uma condição de operação imposta ao circuito de testes (condição *in vitro*) será equivalente a uma condição de operação real (condição de CEC) se:

<sup>8</sup> Os números adimensionais ( $Re_Q$  e  $Re_R$ ), definidos anteriormente para descrever o escoamento no canal, não são convenientes para representar a operação da bomba (composta por três canais) em termos globais.

$$N_{Q_{in vitro}} = N_{Q_{CEC}} \quad (4.20)$$

$$N_{R_{in vitro}} = N_{R_{CEC}} \quad (4.21)$$

$$N_{P_{in vitro}} = N_{P_{CEC}} \quad (4.22)$$

Durante operações cardíacas com *bypass* cardiopulmonar, o paciente é submetido a hemodiluição, conduzida de forma a manter o seu hematócrito na faixa de 25 a 30% durante a CEC, considerada adequada para minimizar o trauma imposto ao sangue do paciente. A estes níveis de hematócrito, a uma temperatura de 37° C e exposto a uma taxa de deformação superior a 500 s<sup>-1</sup>, o sangue apresenta comportamento de fluido newtoniano e possui uma viscosidade cinemática entre 2,5 x 10<sup>-6</sup> e 2,7 x 10<sup>-6</sup> m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> (NICHOLS e O'ROURKE, 1990). O fluido de trabalho possuía viscosidade cinemática de 2,5 x 10<sup>-6</sup> m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>, a mesma viscosidade cinemática do sangue com hematócrito 25%. Portanto, pode-se afirmar que a rotação da bomba e a vazão, que satisfazem as equações 4.20 e 4.21, são iguais para as condições *in vitro* e CEC

Por outro lado, as densidades do fluido de trabalho (1683 kg m<sup>-3</sup>) e do sangue com hematócrito 25% (1000 kg m<sup>-3</sup>) são diferentes e, portanto, a igualdade expressa na Eq.4.22 será satisfeita quando:

$$\Delta P_{CEC} = \frac{1}{1,683} \cdot \Delta P_{in vitro} \quad (4.23)$$

Desta forma, a Eq.4.23 determina a diferença de pressão que ocorreria entre a saída e a entrada de uma bomba operando em um circuito de CEC a partir da diferença de pressão entre a descarga e a sucção obtida *in vitro*.

A Fig.4.28 mostra os pontos de operação impostos no circuito de testes, em comparação com aqueles observados em um procedimento real de *bypass* cardiopulmonar. Estes dois conjuntos de pontos de operação puderam ser comparados após a transformação das condições medidas *in vitro* (utilizando o fluido de trabalho) para aquelas equivalentes à operação de um circuito de CEC

Para as medidas durante a CEC, foram consideradas duas situações distintas: **linha arterial livre**, que correspondia às situações onde a tubulação de descarga da bomba não era ocluída, e **linha arterial parcialmente pinçada**, que correspondia àquelas situações onde era necessário aumentar a resistência do circuito de forma localizada e transitória. As curvas das resistências para estas situações também estão representadas na Fig.4.28. A reta superior

representa uma resistência de  $711 \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$ , enquanto a reta inferior representa uma resistência de  $450 \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$ . As inclinações destas retas foram obtidas fazendo-se a razão entre a diferença de pressão média e a vazão média dos pontos obtidos para a linha arterial parcialmente pinçada e para a linha arterial livre, respectivamente. Desta forma, as duas retas delimitam as condições de vazão e de diferença de pressão típicas de uma operação cardíaca com CEC. Foram estudadas três condições de operação durante os testes *in vitro*, representadas também na Fig.4.28: condição básica (na legenda, 2600 RPM), condição com rotação mais elevada (na legenda, 4200 RPM) e condição básica com resistência do circuito 20% mais elevada que a condição básica (na legenda, R+). Nota-se, também, na Fig.4.28, que as condições equivalentes impostas aos testes *in vitro* ocorreram no interior da região delimitada pelas retas das resistências da linha arterial livre e da linha parcialmente pinçada e, portanto, as estruturas do escoamento observadas na bomba operando no circuito de testes devem ocorrer também no circuito de CEC.

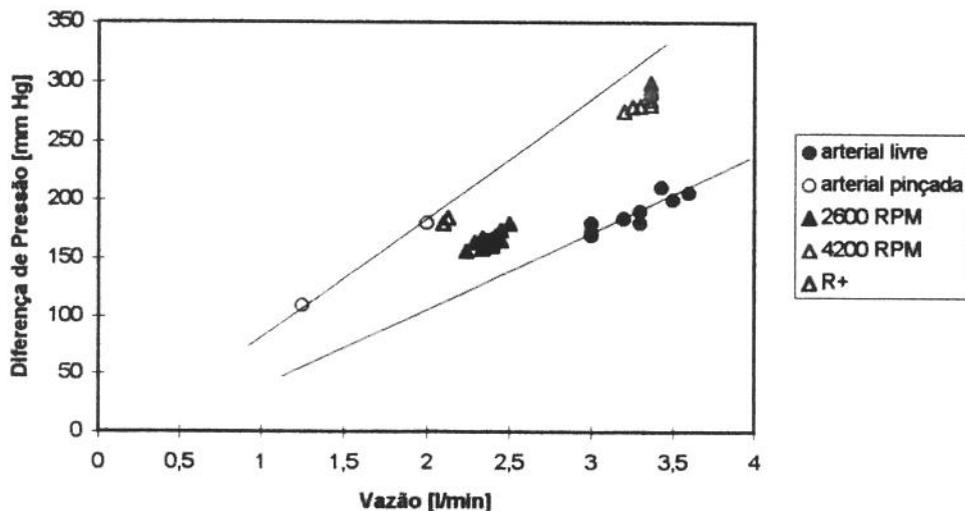


Fig.4.28 - Pontos de operação medidos em um circuito de CEC (representados por círculos), em duas situações, durante o intervento (arterial livre e arterial parcialmente pinçada), em comparação com os pontos de operação equivalentes ajustados durante as medidas com o laser Doppler (representados por triângulos).

#### 4.3.2 Definição das direções principais de medida

O protocolo experimental descrito no Capítulo 3 foi utilizado para realizar as medidas de velocidade no interior do dispositivo centrífugo, de forma não-invasiva, por um anemômetro laser Doppler. Devido às limitações de acesso ótico a algumas regiões dentro da

bomba, discutidas também no Capítulo 3, as medidas restringiram-se aos canais internos da bomba. Nesta região, foram priorizadas as medidas onde se esperava encontrar condições críticas do escoamento, ou seja, regiões com grandes acelerações, pontos de estagnação e regiões de recirculação.

A instalação da caixa de acrílico envolvendo a bomba, para evitar a distorção dos feixes do laser e promover o casamento dos índices de refração do fluido de trabalho e do material de que é feita a bomba, impôs uma geometria cartesiana para a descrição dos pontos internos do dispositivo. Porém, este não é o sistema de coordenadas mais conveniente para uma melhor compreensão do campo de velocidades que ocorre no interior dos canais, pois estes possuem simetria axial e, portanto, o sistema de coordenadas cilíndricas seria o mais adequado. Para evitar a introdução de correções angulares da posição do volume de medida no interior da bomba, foram adotadas duas direções principais de medida para a obtenção das velocidades no interior da bomba, as direções **e-d** e **f-t**<sup>9</sup>. Deve ser enfatizado que a lente da sonda foi mantida sempre paralela à superfície frontal da caixa, podendo se deslocar seguindo as direções **e-d** e **f-t**. A Fig.4.29 mostra as direções principais de medida localizadas em um corte transversal da bomba.

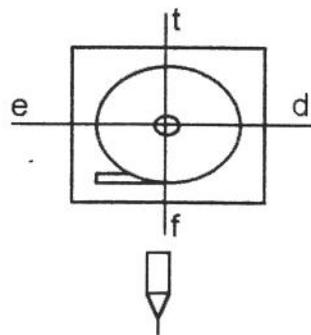


Fig.4.29 - Direções principais de medida. A geometria da caixa externa, utilizada para o casamento dos índices de refração, e a simetria axial dos canais da bomba determinaram esta configuração.

A Fig.4.30 mostra a localização da referência dos eixos coordenados em um ponto sobre a bomba, escolhido de modo a ser reproduzível a cada início da jornada de medidas (detalhes no Capítulo 3).

<sup>9</sup> Mnemônicos de esquerda-direita e frente-trás.

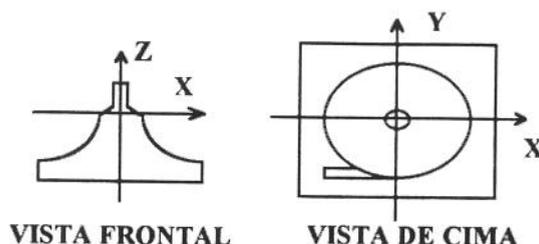


Fig.4.30 - Localização do sistema de referência na bomba. As medidas foram realizadas ao longo da parte negativa do eixo Z. Devido ao critério de qualidade descrito no Capítulo 3, a maior quantidade de medidas foi obtida também na parte negativa dos eixos X e Y.

Define-se como plano de medida o plano paralelo à superfície da lente da sonda, que contém duas componentes ortogonais de velocidade. Devido às limitações de acesso óptico, somente um plano de medida foi utilizado nas medidas descritas aqui, o qual foi sempre paralelo à direção **e-d**. Quando deslocava-se o volume de medida ao longo da direção **e-d** foi possível medir as componentes de velocidade na direção do eixo X e na direção do eixo Z, ao longo do eixo X. Quando o volume de medida era deslocado na direção **f-t**, foi possível medir as componentes de velocidade paralelas ao eixo X e na direção do eixo Z, ao longo do eixo Y. Para uma melhor clareza nas discussões, decidiu-se adotar a seguinte terminologia para as componentes de velocidade:

- Velocidade na direção do eixo Z, componente axial  $v_z$
- Velocidade na direção do eixo X medida ao longo do eixo X, componente radial  $v_r$
- Velocidade paralela ao eixo X medida ao longo do eixo Y, componente tangencial  $v_t$ .

Portanto, medidas na direção **e-d** permitem a obtenção do par  $(v_r, v_z)$ , enquanto que medidas na direção **f-t** permitem a obtenção do par  $(v_t, v_z)$ .

Não foi possível obter outras combinações de pares de velocidade. O maior obstáculo encontrado na determinação de direções de medida alternativas foi o nível de luz refletida que chegava ao fotomultiplicador com risco de danificá-lo. Por este motivo, nenhuma medida foi realizada com a sonda alinhada de forma paralela ao eixo Z (Fig.4.31), que forneceria medidas do par  $(v_r, v_t)$  ao longo das direções X e Y (dependendo da direção da varredura escolhida para o volume de medida).

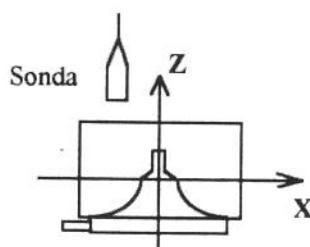


Fig.4.31 - Acesso de topo. Nesta configuração o fotomultiplicador recebia uma quantidade de luz refletida além de suas especificações e, por este motivo, não foi empregado.

As medidas de velocidade, ao longo das duas direções principais e em diversas posições no eixo Z, permitiram a obtenção do campo de velocidade no plano Z-X, assim como o campo da componente axial no plano Z-Y e os valores da componente tangencial ao longo da direção f-t.

As velocidades registradas pelo ALD foram representadas de duas formas: campo de vetores bidimensional e gráfico coordenado de cada componente.

O campo dos vetores foi gerado utilizando a subrotina *ListPlotVectorField* do programa *Mathematica*®, onde os pontos foram organizados da seguinte forma:

$\{\{Posição\ X, Posição\ Z\}, \{velocidade\ radial\ média, velocidade\ axial\ média}\}$

Onde *Posição X* e *Posição Z* são os pontos de medida de cada componente de velocidade e representam as coordenadas da origem do vetor.

Os valores da velocidade radial e axial médias representam o valor médio de uma amostra de 5000 aquisições consideradas válidas pelo sistema de processamento de sinais do ALD. As superfícies dos cones e da carcaça foram desenhadas a partir das funções obtidas por projeção de perfil de cada parte da bomba, enquanto o posicionamento relativo de cada cone em relação à carcaça foi obtido utilizando o valor médio das medições realizadas em dez exemplares da bomba.

Os gráficos coordenados têm a função de mostrar o valor da componente de velocidade (média ou RMS) ao longo do eixo X ou do eixo Y, em uma determinada posição no eixo Z. Para facilitar a interpretação destes gráficos, foram utilizados alguns recursos gráficos. A carcaça foi representada por uma linha vertical espessa, enquanto os cones foram representados por linhas verticais finas. Quando as medidas eram realizadas dentro de um

canal, as linhas verticais possuíam a mesma altura das bordas do gráfico. Por outro lado, quando a direção de medida não cruzava uma determinada superfície mas, de alguma forma, o escoamento apresentava distúrbios influenciados por tal superfície, uma linha vertical com uma altura da ordem de 20 % da altura das bordas do gráfico era introduzida no gráfico para representar tal situação.

#### **4.3.3 Características do escoamento nos canais internos da bomba.**

As características gerais do escoamento são mostradas na Fig.4.32 por meio da representação vetorial do campo de velocidade em diversas regiões da bomba. Este campo de velocidade, com componentes obtidas no plano Z-X (componentes radial e axial), é útil para se ter uma visão global do escoamento gerado pelas superfícies rotativas, permitindo observar a ação de bombeamento dos cones, regiões de distúrbios no campo de velocidade na região de entrada de cada canal, assim como o desenvolvimento do escoamento nos três canais da bomba. As condições médias de operação, fixadas no circuito de testes durante a aquisição das componentes de velocidade foram as seguintes: rotação dos cones de 2600 RPM (Mín. 2400; Máx. 2850), vazão de 2,39 l/min (Mín. 2,34; Máx. 2,45), e diferença de pressão entre a descarga e a sucção de 280 mmHg (Mín. 263, Máx. 293,5). É importante notar que a fixação de um determinado ponto de operação no circuito não foi uma tarefa trivial devido às dificuldades de se regular uma determinada velocidade de rotação no console da bomba e, quando era necessário trocar a cabeça da bomba, enfrentava-se a tarefa de regular a resistência localizada de modo a proporcionar a razão diferença de pressão e vazão adequadas para as medidas propostas.

De uma maneira geral, as partículas que passavam pela porção central da bomba possuíam, na direção axial, movimento de cima para baixo e, na direção radial, possuíam movimento do centro para a periferia. Este deslocamento, associado ao movimento tangencial gerado pelos cones, fazia com que a ação de bombeamento dos canais rotativos sobre as partículas do fluido induzisse trajetórias espirais de raios crescentes e direções descendentes.

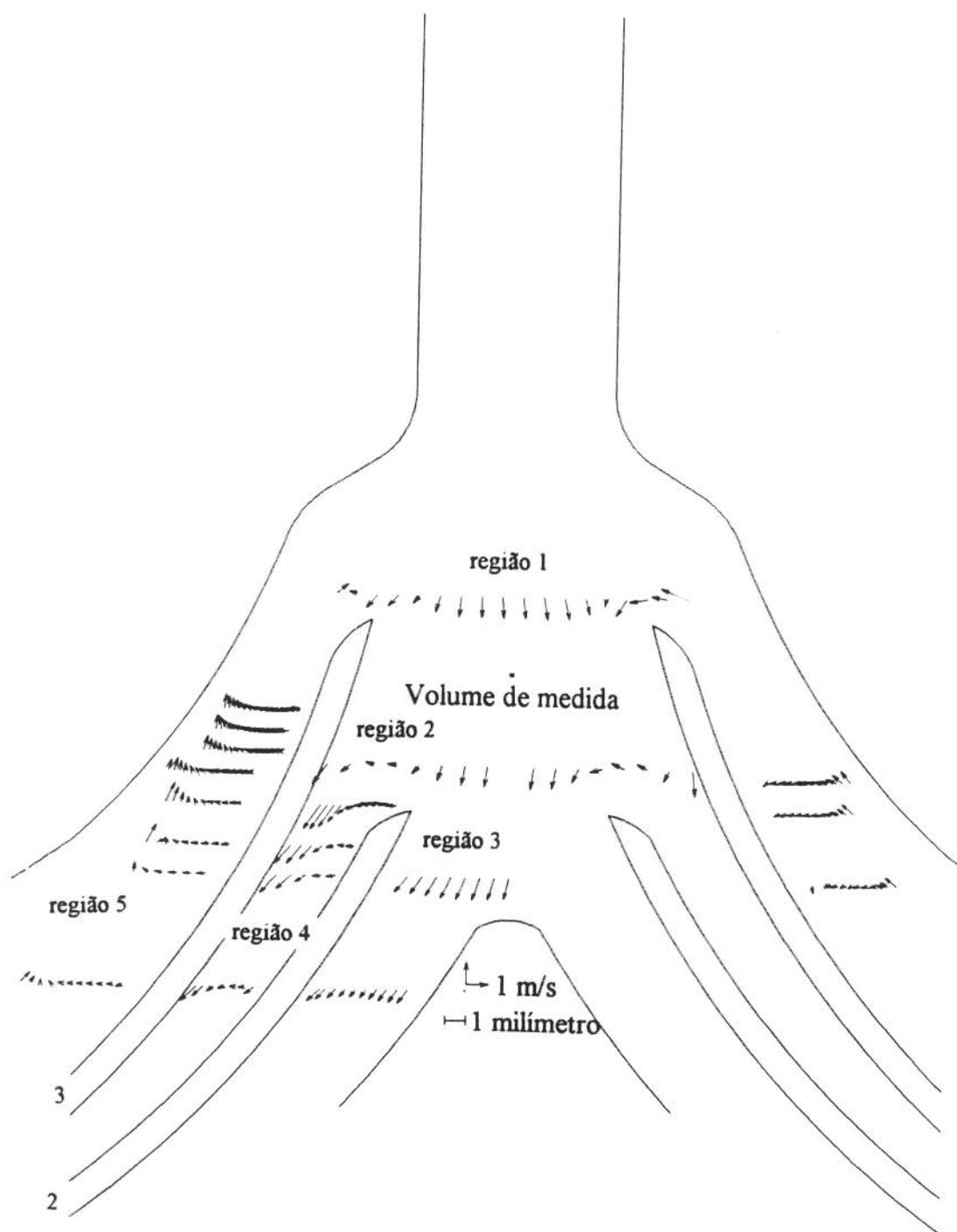


Fig.4.32 - Campo bidimensional de velocidade ao longo do plano Z-X para as condições operacionais médias de 2600 RPM, 2,39 l/min e diferença de pressão de 280 mmHg. O escoamento não possui simetria axial.

Na Fig.4.32, o campo de velocidade nos canais mais internos revela que o escoamento era descendente, exibindo picos de velocidade junto às paredes mais externas de cada canal. Estes picos de velocidade ocorreram nos cones externos pelo fato de possuírem um raio de giração maior, transmitindo ao fluido uma maior quantidade de movimento. Por outro lado, o escoamento que passava através do canal externo, formado pelo cone 3 e a carcaça, possuía uma estrutura diferente daquela dos outros canais. Na região próxima à superfície, o fluido apresentava movimento descendente, provocada pela ação de bombeamento do cone rotativo, enquanto o campo de velocidade na maior parte da seção transversal do canal externo exibia escoamento ascendente, denotando um fluxo retrógrado.

Destaca-se aqui que a bomba, de forma diversa do que foi simulado numericamente, possuía três canais ativos dispostos em um arranjo em paralelo que, por meio de sua rotação, promoviam a movimentação do fluido. A ação de bombeamento de cada canal não era isolada e os canais interagiam entre si, o que pode ser observado claramente no campo de velocidade experimental. Quatro regiões importantes se destacam na Fig.4.32: a **região 1**, entrada do terceiro cone, **região 2**, entrada do segundo cone, **região 3**, entrada do primeiro cone, **região 4**, escoamento ao longo do canal formado entre o segundo e o terceiro cones e **região 5**, escoamento ao longo do canal externo, formado pelo terceiro cone e a carcaça. Sabendo-se que o rotor da bomba era simétrico, esperava-se obter perfis de velocidade que indicassem esta característica. Um escoamento que possui simetria axial exibe algumas características peculiares ao longo de uma determinada seção transversal: enquanto o perfil da componente  $v_z$  é simétrico em relação ao eixo de rotação, os perfis das componentes  $v_r$  (radial) e  $v_t$  (tangencial) são antisimétricos, ou seja, em posições opostas em relação ao eixo de rotação, as velocidades possuem o mesmo valor absoluto mas com sinais contrários.

Considerações sobre os desvios observados em relação às características esperadas de simetria, assim como outras particularidades do campo de velocidade em cada região destacada na Fig.4.32 são discutidas a seguir.

Próximo ao eixo de rotação, os vetores da velocidade nas **regiões 1, 2 e 3** estão orientados para baixo, revelando que a zona de baixa pressão induzida pela rotação do fluido era a principal causa do movimento neste ponto do escoamento. Por outro lado, no canal formado entre a carcaça e o cone 3, o escoamento possuía orientação predominante no sentido direita-esquerda. Esta ocorrência indica que o tubo da saída, localizado à esquerda da figura

(paralelo ao eixo X, na sua parte negativa), produziu distúrbios no escoamento suficientes para gerar uma não-simetria no campo de velocidade.

Na **região 1**, a orientação dos vetores da velocidade indica que o terceiro cone admitia o fluido que chegava do tubo de entrada e do fluxo retrógrado do canal externo, permitindo que atingisse os canais rotativos. É interessante notar que o movimento das partículas vindas com o fluxo retrógrado do canal externo, não apresentou simetria axial. Esta característica torna-se evidente ao observar as Figs.4.32 e 4.33. Apesar de o perfil da componente vz manifestar simetria na seção de medida, o perfil da componente vr frustrou a expectativa de escoamento simétrico.

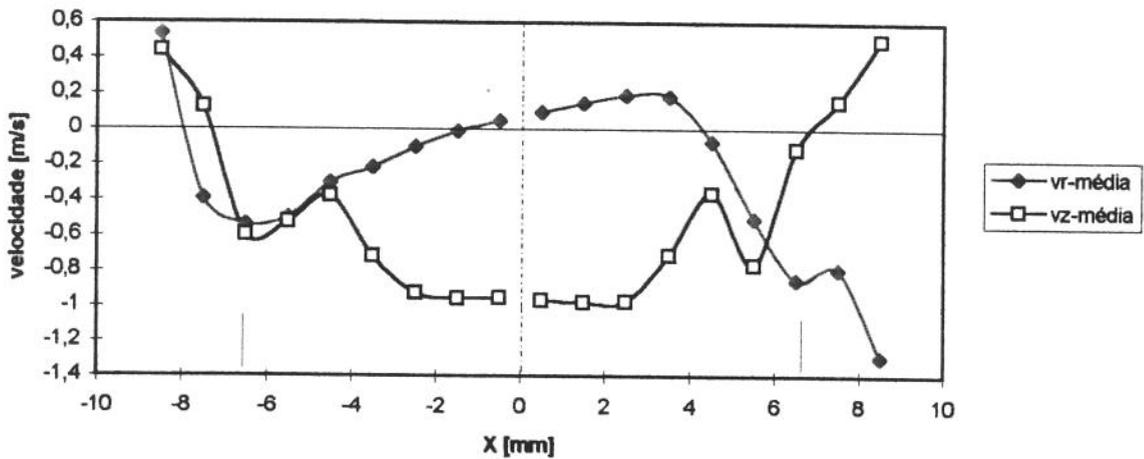


Fig.4.33 - Perfis da velocidade média vr e vz para a **região 1** (2,3 l/min; 277 mmHg; 2600 RPM). A componente axial apresenta simetria ao longo do eixo X, porém a componente radial revela que o fluido chegando pela parte positiva possui o dobro da velocidade radial do fluido que chega pela parte negativa do eixo X.

Na **região 2**, a presença do segundo cone propagou-se a montante do escoamento, fazendo com que a componente axial diminuísse consideravelmente seu valor médio, como se pode observar nos vetores da velocidade naquela posição. Mais uma vez, o escoamento não apresentou simetria axial, e a componente radial da velocidade possuía uma orientação preferencial no sentido direita-esquerda. A Fig.4.34 mostra os perfis das componentes radial e axial para esta região. Nota-se que a componente axial apresentou simetria ao longo do eixo X, o que não foi verificado para a componente radial.

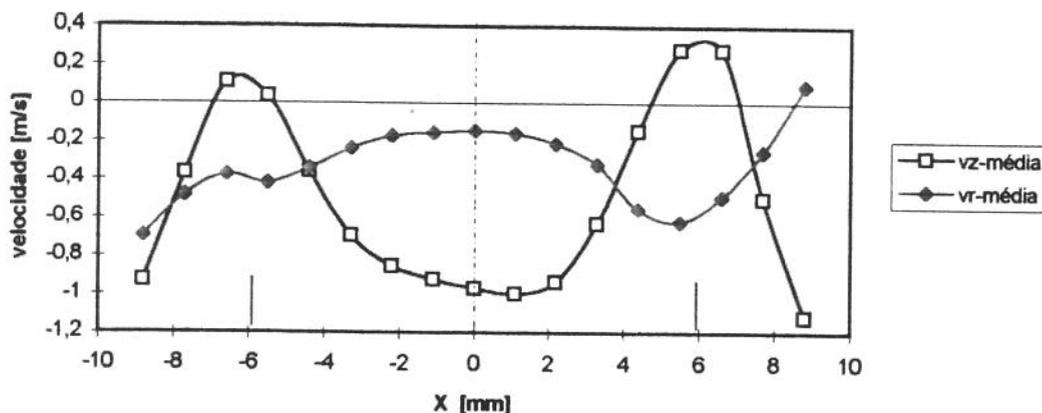


Fig.4.34 - Perfis da velocidade média das componentes radial ( $v_r$ ) e axial ( $v_z$ ) para a região 2 (2,5 l/min; 293 mmHg; 2850 RPM). As paredes do cone 3 passam pelas posições  $x = -10$  e  $x = 10$  mm.

A **região 3** mostra a entrada do primeiro canal<sup>10</sup>, onde observa-se que as partículas estavam sendo transportadas para dentro do canal. Apesar de não ser possível discutir a simetria do escoamento nesta região, a tendência é que se verifique a mesma característica das regiões a montante. Pode-se fazer tal afirmação, observando-se o vetor da velocidade na posição central, ou seja,  $x = 0$ , onde, a princípio, era de se esperar que a componente radial possuísse valores próximos de zero, o que não aconteceu ( $v_r = -0,16 \text{ m s}^{-1}$ ), e novamente o vetor velocidade estava orientado da direita para a esquerda. Uma vez dentro do canal, os vetores de velocidade revelam que a direção principal do escoamento apresentava trajetórias paralelas às superfícies rotativas.

A **região 4** mostra o desenvolvimento do escoamento na primeira porção do canal formado pelos cones 2 e 3 (o mesmo canal simulado numericamente). Nota-se que a região de entrada era caracterizada por uma reorganização do escoamento, onde o fluido era desviado na direção do cone 3, manifestando a mesma tendência observada nas simulações numéricas para a entrada do canal (ver Figs. 4.5 e 4.22). Seguindo a jusante no canal, o movimento das partículas próximos aos cones, representado pelos vetores de velocidade, indicava orientação paralela às superfícies, enquanto ainda se observava um desvio de fluido para o cone mais externo.

<sup>10</sup> Primeiro canal é formado pelos cones 1 e 2.

Na **região 5**, nota-se que havia um retorno de fluido da descarga à sucção da bomba pelo canal externo. O movimento induzido pela rotação do cone não era suficiente para contrabalançar a diferença de pressão entre a saída e a entrada, gerada pela rotação dos canais internos. Esta descompensação de forças atuando contra a ação de bombeamento, gerada pelo cone 3, leva a um estado de equilíbrio onde o fluido, que é efetivamente bombeado radialmente para fora do canal, está confinado em uma camada de pouca espessura, junto ao cone 3, enquanto que no restante da seção transversal do canal o fluido possui velocidade a favor do gradiente de pressão. Este escoamento é caracterizado, na Fig.4.32, pelos vetores de velocidade que possuem sua componente axial orientadas a favor do eixo Z.

#### 4.3.3.1 Efeito da presença do tubo de descarga sobre os perfis da velocidade axial

O fluido, após passar pelos cones, era descarregado no canal de descarga, formado pela periferia dos cones e a carcaça. O projeto da bomba prevê para este canal injeção de massa ao longo de todo o itinerário do fluido até atingir o tubo de descarga sem, no entanto, prover aumento da área da seção transversal. Por este motivo, o campo de pressão ao longo do perímetro do canal de descarga não era uniforme, influenciando o escoamento no interior dos canais rotativos.

Os efeitos desta não-uniformidade atuando sobre o escoamento tornaram-se evidentes comparando-se os perfis da velocidade axial obtidos a montante, na parte negativa do eixo Y (direção **f-t**) e a jusante, na parte negativa do eixo X (direção **e-d**) do tubo de descarga. Os perfis da velocidade axial média e RMS, obtidos em diferentes posições ao longo do eixo Z, indicavam quais as regiões no interior da bomba que foram afetadas pelas condições do escoamento no canal de descarga.

A localização das linhas onde foram realizadas as medidas de velocidade em um corte da seção transversal da bomba, é mostrada na Fig.4.35. Cores diferentes foram utilizadas para destacar as linhas na direção **f-t** e na direção **e-d**. Convencionou-se fazer referência às medidas de velocidade obtidas ao longo da direção **f-t** como medidas a jusante do tubo de saída e àquelas obtidas ao longo da direção **e-d** como medidas a montante do tubo de saída.

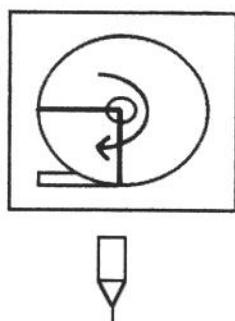


Fig.4.35 - Corte mostrando a seção transversal do aparato de teste (com a bomba ao centro), com as linhas onde foram realizadas as medidas a jusante e a montante do tubo de descarga.

Na Fig.4.36, vêem-se as posições ao longo do eixo Z onde foram realizadas as medidas de velocidade axial média e RMS nas direções definidas pela Fig.4.35. Note que a distribuição das posições axiais permitiu obter informações sobre o escoamento nas regiões que foram destacadas na Fig.4.32.

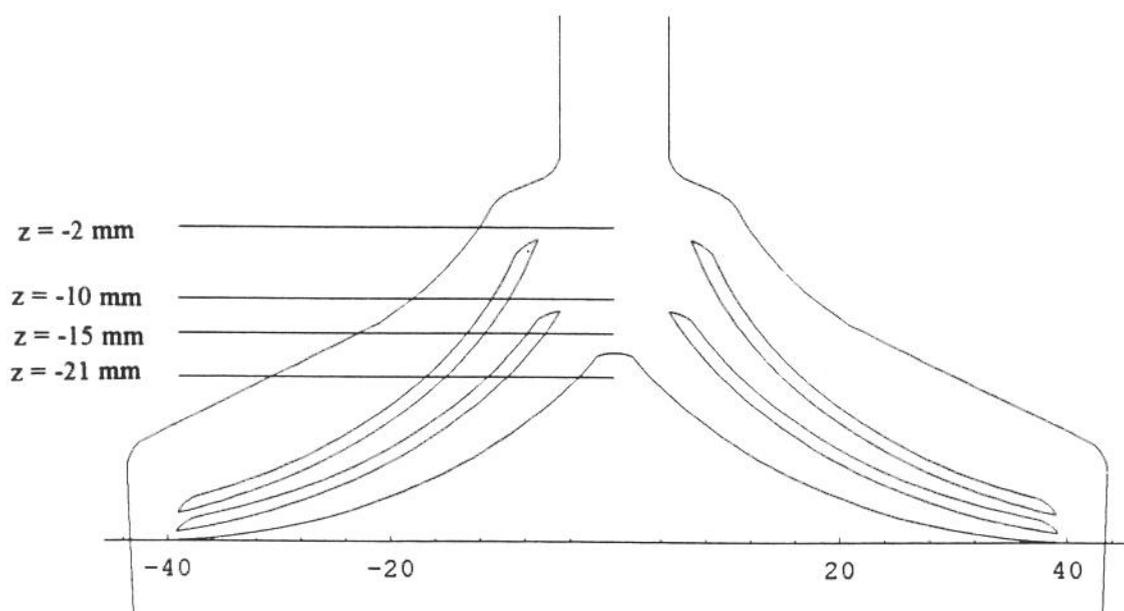


Fig.4.36 - Posição ao longo do eixo Z onde foram realizadas as medições a jusante e a montante do tubo de descarga.

As figuras 4.37 e 4.38 exibem os perfis de velocidade axial média e RMS a jusante e a montante da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -2$  mm, na entrada do cone 3.

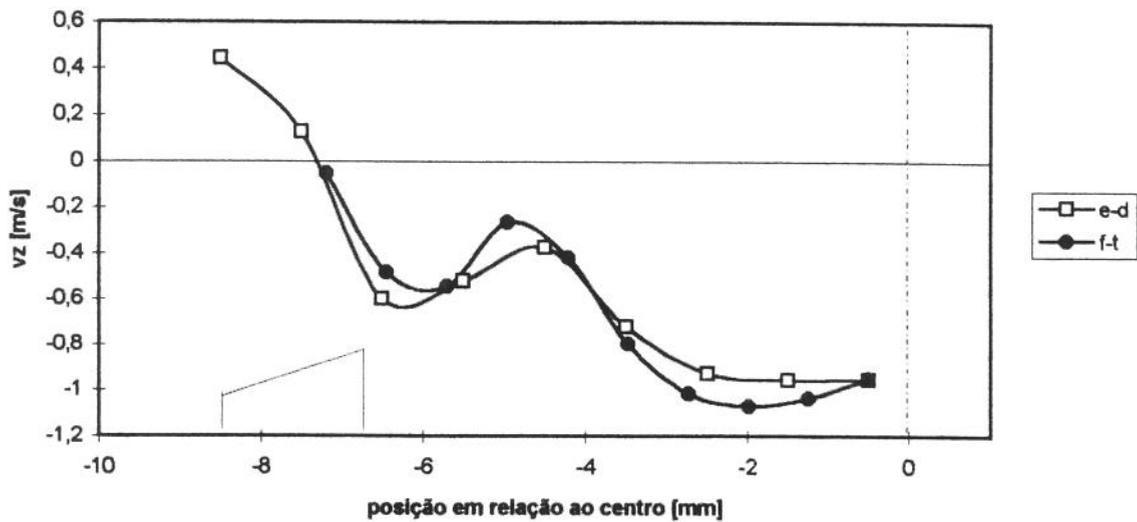


Fig.4.37 - Perfis da velocidade axial ( $v_z$ ) média a jusante (direção **f-t**) e a montante (direção **e-d**) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -2$  mm (2,3 l/min; 277 mmHg; 2600 RPM).

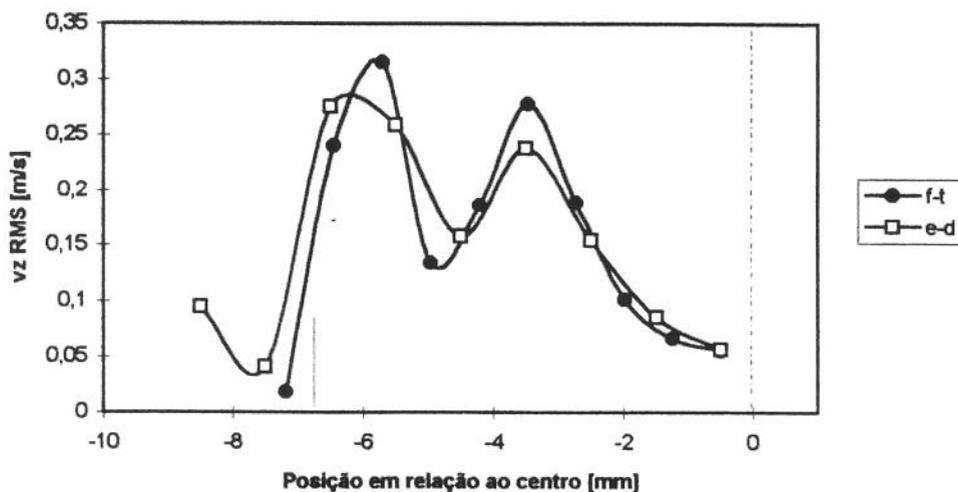


Fig.4.38 - Perfis da velocidade axial RMS a jusante (direção **f-t**) e a montante (direção **e-d**) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -2$  mm.

Nota-se que, à esta cota, o escoamento sofre pouca influência dos possíveis distúrbios provocados pelo tubo de descarga, pois os perfis de velocidade média (Fig.4.37), obtidos nas duas direções de medida, apresentaram boa coincidência (coeficiente de correlação de 0,984). A Fig.4.38 mostra dois picos de máximo relativo nos perfis da velocidade axial RMS. O maior deles, na região imediatamente acima do cone 3, revela os distúrbios provocados no

escoamento pela presença do cone rotativo a jusante do escoamento. O outro pico ocorre na região que delimita a fronteira entre o jato proveniente do tubo de entrada a montante e a camada de perturbação induzida pela rotação do cone 3. Esta característica se verifica em ambos os perfis, porém, na direção **f-t**, observa-se que os picos do perfil da velocidade RMS atingem valores 20 % maiores do que aqueles medidos na direção **e-d**.

Os perfis de velocidade média e RMS para  $z = -10$  mm são exibidos nas Figs.4.39 e 4.40, respectivamente, e indicam como se comportou o escoamento no canal externo e na região interna do cone 3. Os perfis da velocidade axial média, observados na Fig.4.39, mostram que o escoamento no canal externo era dominado pelo fluxo retrógrado que vinha da descarga da bomba. Nota-se, no entanto, que uma pequena camada de fluido, próxima ao cone 3, possuía velocidade negativa, evidenciando que a ação de bombeamento, apesar de ocorrer somente numa região muito próxima ao cone, pôde ser detectada pelo volume de medida. Na parte mais interna da bomba, foi possível identificar uma região de desaceleração provocada pela presença do cone 2 a jusante ( $4,75 \leq x_2 \leq 6,5$ ). Fora desta região de desaceleração, o fluido próximo ao cone 3 foi atraído ao canal formado entre os cones 2 e 3, enquanto que o fluido próximo ao centro foi acelerado na direção do canal formado entre os cones 1 e 2.

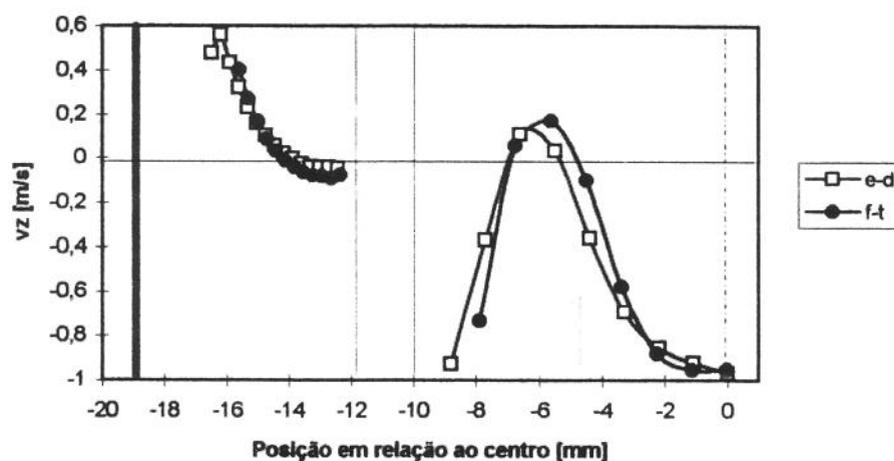


Fig.4.39 - Perfis da velocidade axial média ( $v_z$ ) a jusante (**f-t**) e a montante (**e-d**) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -10$  mm (2,5 l/min; 293 mmHg; 2850 RPM). O trapézio entre as posições 4,75 e 6,5 representa o cone 2 a jusante.

Os perfis da velocidade axial RMS (Fig.4.40), mostram que a região de entrada do canal formado pelos cones 2 e 3, introduziu um alto nível de turbulência no escoamento devido aos efeitos da sucção provocada pela rotação do cone 3 e ao distúrbio provocado pela

presença do topo do cone 2. À medida que se deslocava para o centro da bomba, para posições cada vez mais distantes dos cones rotativos, o volume de medida passou através de níveis decrescentes de velocidade RMS, que atingiu o valor mínimo no centro da bomba. No canal externo, foram observados níveis menores de  $v_z$  RMS. Nota-se, no entanto, que o máximo absoluto do perfil de velocidade RMS ocorreu na mesma posição do pico de velocidade axial (a 16 mm do centro).

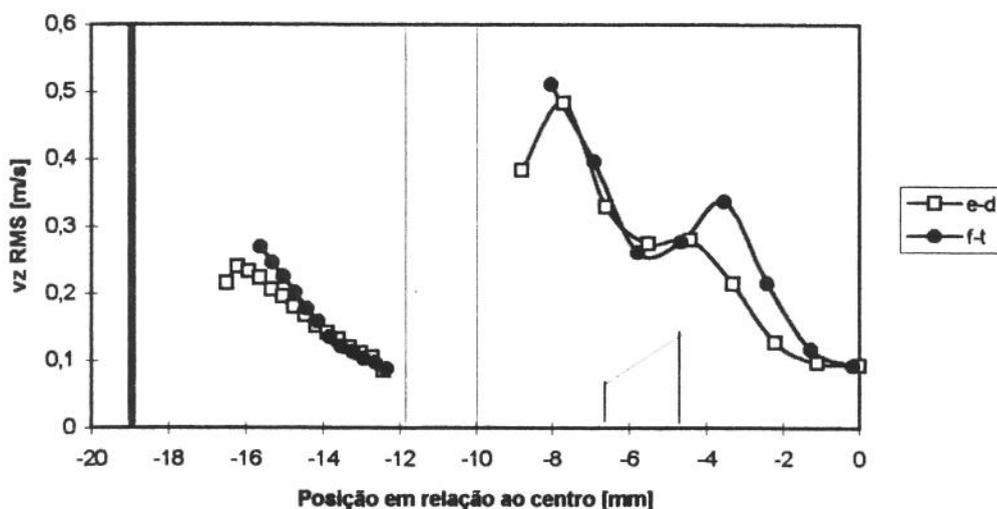


Fig.4.40 - Perfis da velocidade axial RMS a jusante (direção **f-t**) e a montante (direção **e-d**) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -10$  mm. Nota-se a tendência dos valores da velocidade RMS diminuir quando o volume de medida se aproxima de alguma superfície.

De uma maneira geral, observou-se que os perfis da velocidade axial, dentro dos canais, atingiram valores de mínimo relativo quando o volume de medida estava próximo a uma das superfícies rotativas. Esta característica é devida à ação das forças viscosas que dominam o escoamento em regiões próximas às superfícies e que dissipam, com mais eficiência, as perturbações presentes no campo de velocidade.

As figuras 4.41 e 4.42 trazem os perfis da velocidade axial média e RMS no canal externo, no interior do canal formado pelos cones 2 e 3 e na entrada do canal formado pelos cones 1 e 2, obtidos na posição  $z = -15$  mm. No canal externo verificou-se a mesma configuração das posições axiais anteriores, onde o fluido, próximo ao cone 3, possuía velocidade axial negativa (movimento de cima para baixo), enquanto que, no resto do canal, o escoamento era retrógrado. No canal entre os cones 2 e 3, observou-se que o cone 3 foi o responsável pela ação de bombeamento do fluido, enquanto que, na região próxima ao cone 2,

houve uma desaceleração. Neste ponto, tornou-se perceptível, nos perfis da velocidade axial média, a presença do tubo de saída que introduziu um gradiente de pressão ao longo do canal de descarga, formado entre a carcaça e a periferia dos cones. A descompensação da pressão neste canal se refletiu em diferentes níveis de resistência imposta ao fluido, que está sendo descarregado pelos canais rotativos. Como a vazão foi introduzida no canal de descarga ao longo de todo o seu perímetro, o tubo de saída representava uma restrição ao escoamento, fazendo com que a pressão se elevasse nesta região. Este fenômeno pôde ser confirmado observando os perfis de velocidade a jusante e a montante da região de entrada do tubo de saída. Note-se que os perfis da velocidade axial indicam uma tendência de desaceleração ao longo da direção **f-t** em relação aos perfis obtidos ao longo da direção **e-d**.

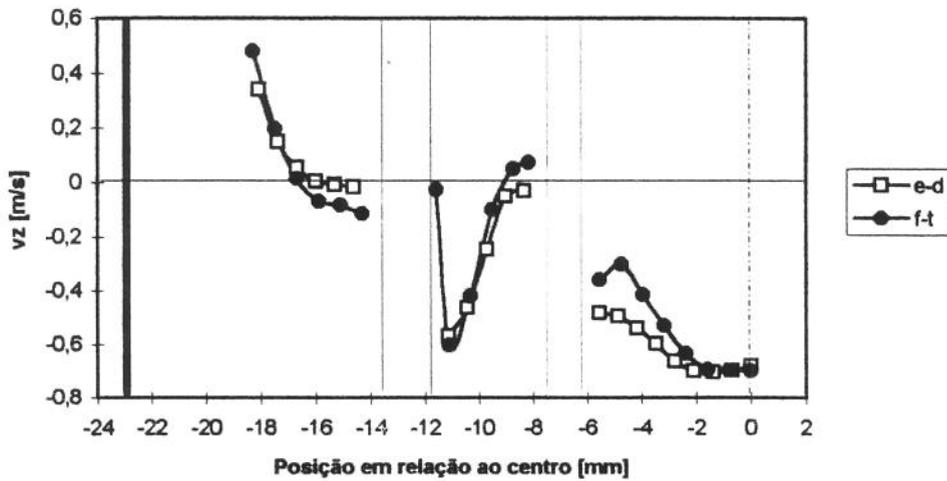


Fig.4.41 - Perfis da velocidade axial média a jusante (**f-t**) e a montante (**e-d**) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -15$  mm (2,3 l/min; 266 mmHg; 2400 RPM, direção **e-d**; 2,4 l/min; 293 mmHg; 2700 RPM, direção **f-t**).

O aumento de resistência ao escoamento em uma determinada região influenciou os níveis de turbulência que eram introduzidos no fluido. Nota-se, na Fig.4.42, que apesar de os valores da velocidade axial RMS serem semelhantes no canal externo e naquele formado pelos cones 2 e 3, houve uma diferença acentuada entre os perfis medidos a jusante e a montante da entrada do tubo de descarga. Como era de se esperar, um aumento na resistência local ao escoamento fez aumentar o nível de turbulência do escoamento, por isso o perfil da velocidade RMS obtido na direção **f-t** possui valores maiores do que aquele medido na direção **e-d**, em sua representação na Fig.4.42.

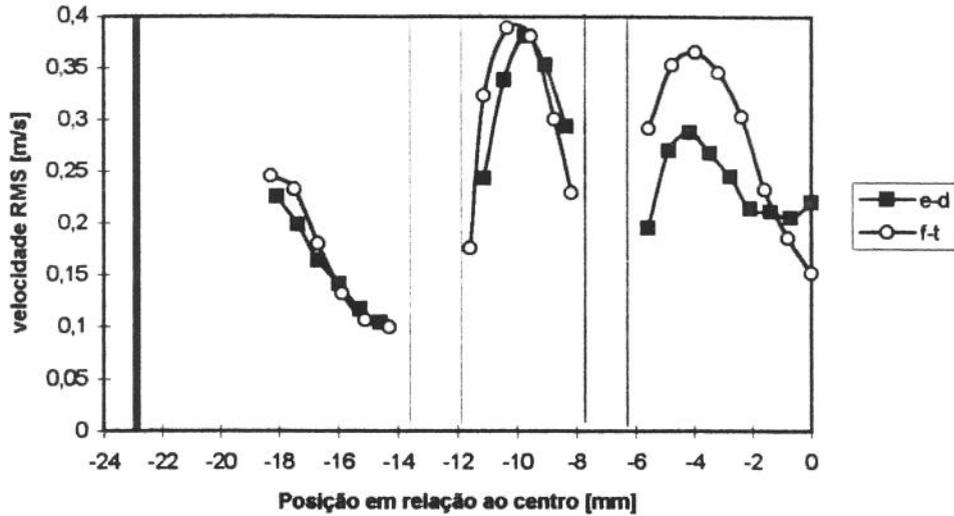


Fig.4.42 - Perfis da velocidade axial RMS a jusante (direção **f-t**) e a montante (direção **e-d**) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -15$  mm. O aumento da resistência ao escoamento a jusante do tubo de descarga fez aumentar o nível de turbulência no fluido que passa pela região central da bomba.

As figuras 4.43 e 4.44 mostram os perfis de velocidade axial média e RMS nos três canais da bomba, obtidos na posição  $z = -21$  mm. A Fig.4.43 revela que, nesta cota, o escoamento no canal externo exibiu as mesmas características observadas nas figuras anteriores: fluxo retrógrado na maior parte do canal, do lado da carcaça, e efeito de bombeamento detectável nas proximidades do cone 3. Os efeitos da desaceleração que ocorreu com o escoamento ao longo da direção **f-t** são evidentes, como se pode observar nos perfis da velocidade axial média nos canais formados pelos cones 2 e 3 e pelos cones 1 e 2. No primeiro canal, o perfil da velocidade axial média ao longo da direção **e-d** atingiu valores de velocidade duas vezes e meia maiores do que aqueles correspondentes ao longo da direção **f-t**. A Fig.4.44 mostra os perfis da velocidade axial RMS nas duas direções de interesse, direção **e-d** e **f-t**. Uma vez dentro dos canais rotativos, o escoamento apresentou níveis de turbulência influenciados por fatores mais importantes do que a diferença de resistência na saída do canal, tais como nível de vibração do eixo do rotor ou diferença do espaçamento, ao longo do perímetro do canal, causada por erros de montagem<sup>11</sup>.

<sup>11</sup> Esta diferença de espaçamento ao longo do perímetro pode chegar a 0,1 milímetro.

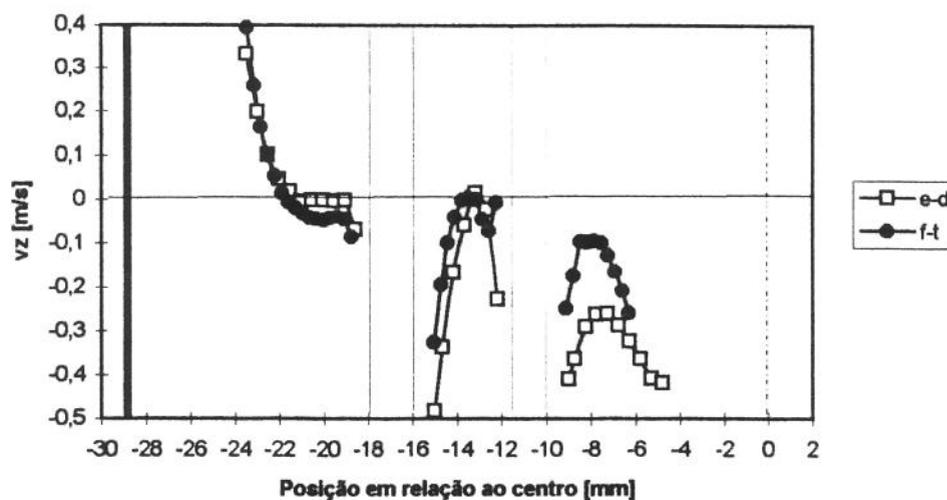


Fig.4.43 - Perfis da velocidade axial média a jusante (**f-t**) e a montante (**e-d**) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -21$  mm (2,5 l/min; 291 mmHg; 2850 RPM, direção **e-d**; 2,4 l/min; 277 mmHg; 2600 RPM, direção **f-t**).

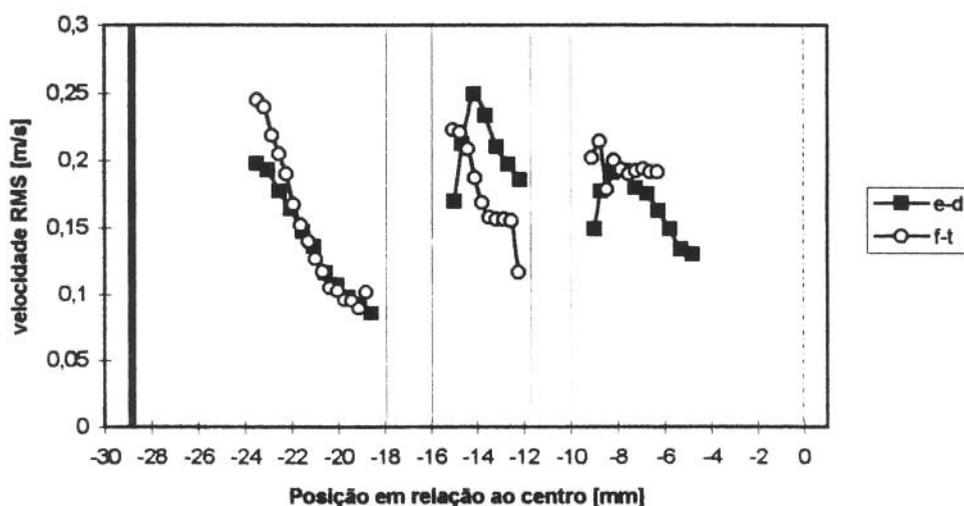


Fig.4.44 - Perfis da velocidade axial RMS a jusante (direção **f-t**) e a montante (direção **e-d**) da entrada do tubo de descarga na posição  $z = -21$  mm.

Como apresentado no Capítulo 3, o volume de medida (interseção dos pares de feixes do laser) possuía a forma de um elipsóide de revolução com diâmetro aproximado de 0,08 mm e comprimento de 0,98 mm. Uma vez que o eixo longitudinal da sonda foi mantido sempre perpendicular à superfície frontal, o volume de medida tinha seu eixo maior sempre orientado na direção **f-t**. Por este motivo, a resolução espacial ao longo da direção **e-d** era aproximadamente doze vezes maior do que a resolução na direção **f-t**. A princípio, esta característica não deveria limitar a distância mínima da parede na qual seria possível realizar as

medidas, já que o casamento dos índices de refração proporcionou uma região opticamente homogênea. Porém, a Fig.4.39 permite observar que, às vezes, a resolução espacial limitou as medidas realizadas ao longo da direção **f-t**. Note-se que foi possível medir a velocidade axial em posições mais próximas à carcaça e à parede interna do cone 3, quando o volume de medida se deslocava ao longo da direção **e-d**. A limitação física para a aquisição dos dados nestas regiões, quando o volume de medida se deslocava na direção **f-t**, era a grande intensidade de luz refletida que atingia o fotomultiplicador, inviabilizando a medida. A razão mais provável destes reflexos, encontrados aleatoriamente ao longo do dispositivo, é a não uniformidade do processo de solidificação do policarbonato durante a injeção das partes da bomba. Uma evidência é o fato de que a maioria destes reflexos foram detectados na carcaça, que possuía paredes mais espessas e, portanto, sujeita a processos não uniformes de solidificação com maior frequência.

Por outro lado, quando o volume de medida estava posicionado próximo a uma superfície opticamente homogênea e com o mesmo índice de refração do fluido de trabalho, outro fenômeno interessante pôde ser observado. Quando o volume de medida era deslocado na direção **f-t**, medidas da velocidade axial exibiam uma queda muito acentuada de seus valores absolutos medidos próximos às superfícies, o que não era observado quando eram realizadas as medidas ao longo da direção **e-d**. A Fig.4.45 ilustra como é, fisicamente, a interação entre a superfície sólida e o volume de medida que se aproxima pela direção **e-d** e pela direção **f-t**.

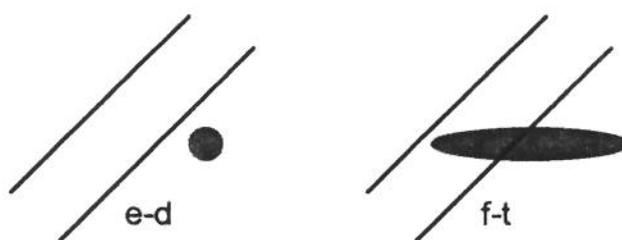


Fig.4.45 - O volume de medida, quando deslocado ao longo da direção **f-t**, não é adequado para realizar medidas próximas às superfícies, sob pena de introduzir velocidades axiais nulas, que não representam àquelas do fluido.

O perfil da velocidade axial média na direção **f-t**, observado na Fig.4.41, para o canal formado pelos cones 2 e 3, exhibe as consequências da proximidade do volume de medida alinhado na direção **f-t** e sua interação com o cone 3. Note-se que o perfil da velocidade axial média, na região próxima ao cone, atingiu valor próximo de zero, demonstrando que o volume de medida também estava detectando velocidade do cone. Se esta afirmação é verdadeira,

então o valor da velocidade tangencial, que foi medido simultaneamente, deve ser próximo do valor da rotação do cone 3. A Fig.4.46 mostra os perfis da velocidade tangencial média e RMS na direção  $f-t$ . Note-se que, conhecendo-se o valor da velocidade tangencial e sua posição em relação ao centro, é possível calcular a velocidade de rotação média das partículas:

$$\Omega_{particula} = \frac{v_t}{y} \frac{60}{2\pi} \quad (4.24)$$

Onde  $v_t$  é a velocidade tangencial [ $m s^{-1}$ ] na posição  $y$  [ $m$ ] e a razão  $\frac{60}{2\pi}$  é o fator de conversão de  $s^{-1}$  para RPM.

Substituindo os valores de  $v_t$  ( $-3,2 m s^{-1}$ ) e da posição  $y$  ( $11,6 \times 10^{-3} m$ ) na Eq.4.24, determina-se que a velocidade de rotação é de 2634 RPM, valor considerado dentro do intervalo de confiança de 2700 ( $\pm 60$  RPM) indicado pelo sensor de proximidade. Confirma-se, então, a hipótese de que o ALD estava registrando a velocidade da superfície do cone naquela posição.

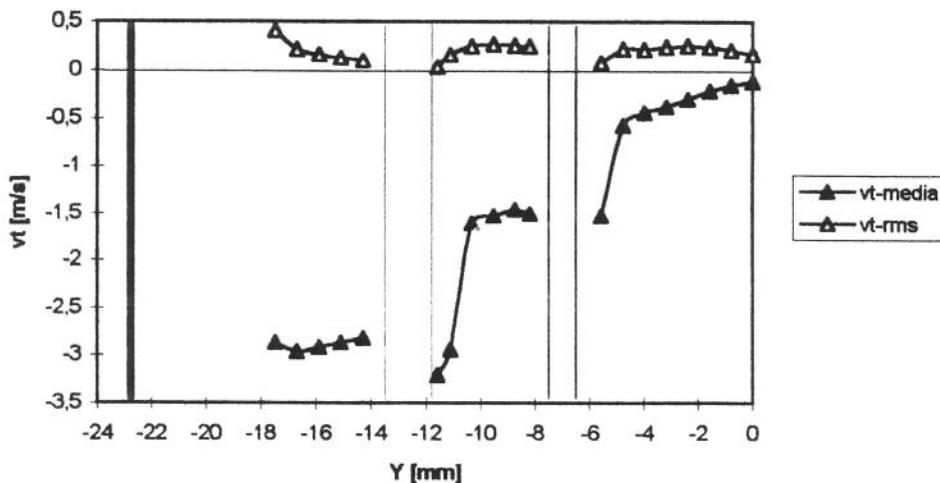


Fig.4.46 - Perfis da velocidade tangencial média na posição  $z = -15$  mm (2,4 l/min; 293 mmHg; 2700 RPM).

#### 4.3.3.2 Perfis da velocidade tangencial

Os perfis da velocidade tangencial média e RMS foram analisados em duas posições distintas no interior da bomba: na região de entrada dos canais rotativos ( $z = -2$  mm) e no interior dos canais internos, entre os cones 2 e 3 e entre os cones 1 e 2 ( $z = -21$  mm).

A Fig.4.47 apresenta os perfis da velocidade tangencial média e RMS obtidos para a posição  $z = -2$  mm. Observa-se que a velocidade tangencial média era muito próxima de zero nas proximidades do eixo de rotação em  $y = 0$  e que, à medida que se distanciava desta posição,  $v_t$  aumentava. O perfil da velocidade tangencial atinge o máximo em  $y = -6,75$  mm, posição que coincide com a superfície de ataque do cone 3, a jusante no escoamento. Calculando-se a velocidade de rotação do fluido na posição  $y = -6,75$  mm (dividindo-se  $v_t$  por  $y$ ), obteve-se o valor de 2589 RPM em comparação com a velocidade de rotação da bomba, que era de  $2600 \pm 60$  RPM. Isto prova que, nesta região, o equilíbrio entre as forças viscosas e de inércia permitiu a propagação do movimento de rotação gerado pelo cone 3 até o fluido a jusante.

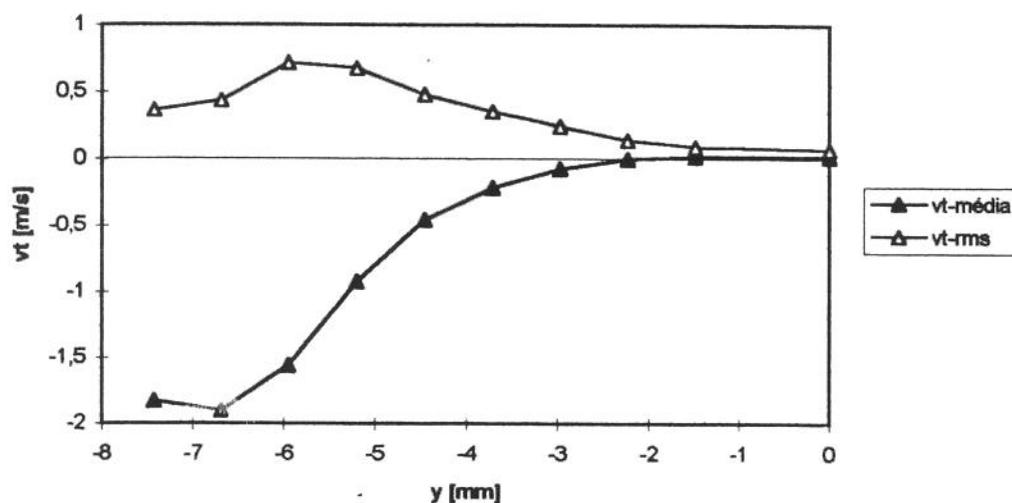


Fig.4.47 - Perfis da velocidade tangencial média e RMS na posição  $z = -2$  mm. O fluido nas proximidades do eixo de rotação da bomba ( $y = 0$ ) não possuía velocidade tangencial.

O perfil da velocidade tangencial RMS, mostrado também na Fig.4.47, revela que as maiores oscilações desta componente ocorreram nas proximidades da região onde dominavam os efeitos da rotação do cone 3. O ponto de máximo do perfil de  $v_{tRMS}$  se verifica em  $y = -6$  mm, na região de entrada do canal formado pelos cones 2 e 3. Na região central da bomba ( $y \approx 0$ ), nesta posição axial, tanto a velocidade média como a RMS possuíam valores muito baixos, próximos de zero.

A Fig.4.48 mostra os perfis de velocidade tangencial média e RMS obtidos para a posição  $z = -21$  mm. Esta figura destaca o efeito das superfícies dos cones e da carcaça sobre a velocidade média e RMS medidas dentro dos canais da bomba. Pode-se observar que, nas

proximidades das faces internas dos cones 2 e 3, o fluido atingiu velocidades de rotação próximas às das superfícies, 2546 RPM nas proximidades do cone 2 e 2355 RPM nas proximidades do cone 3 (a velocidade de rotação da bomba era de  $2600 \pm 60$  RPM). Problemas de acesso óptico, discutidos anteriormente, impediram a realização de medidas nas proximidades da face interna da carcaça e nas proximidades das faces externas dos cones 1 e 2.

Foram verificadas as mesmas características obtidas nas simulações numéricas em relação ao perfil da velocidade tangencial ao longo de um canal formado entre dois cones em rotação: nas proximidades das paredes, o fluido apresentava velocidade de rotação semelhante à da bomba, enquanto que, fora da camada de atuação das forças viscosas, o escoamento apresenta níveis mais baixos de velocidade de rotação (cerca de três vezes menor para o canal entre os cones 2 e 3 e vinte e três vezes menor para o canal entre os cones 1 e 2).

Note-se que, no canal externo, ocorreu um aumento do valor medido de  $v_t$  à medida que o volume de medida se distanciava do cone 3 e que, a partir da posição  $y = -23$  mm, este valor diminuiu novamente. Tal aumento, que ocorreu entre as posições  $y = -19$  e  $y = -23$  mm, a princípio era inesperado pois os valores de máximo relativo dos perfis de velocidade tangencial deveriam ocorrer nas superfícies rotativas. Porém, é oportuno recordar que nesta região havia fluxo retrógrado, que trazia consigo quantidade de movimento gerada em regiões a jusante, inclusive níveis mais altos de velocidade tangencial.

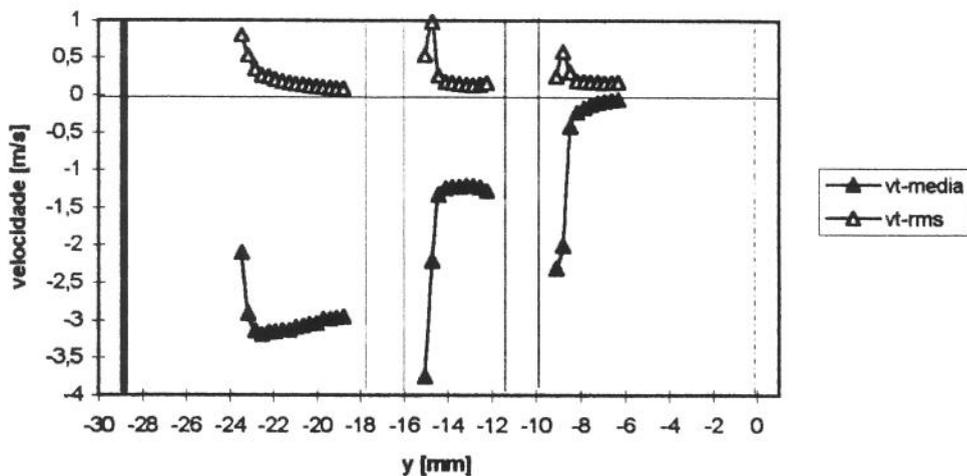


Fig.4.48 - Perfis da velocidade tangencial média e RMS na posição  $z = -21$  mm (2,4 l/min; 277 mmHg; 2600 RPM).

Os perfis da velocidade tangencial RMS, apresentados na Fig.4.48, evidenciam a ocorrência de picos que coincidiam com as variações abruptas nos perfis da velocidade média.

Estes picos surgiram de duas causas básicas. A primeira delas está relacionada com a própria estrutura do escoamento que, na interface entre duas regiões com alto gradiente de velocidade e dada a natureza do escoamento turbulento, induziu oscilações nos valores da velocidade tangencial instantânea. A outra causa está relacionada com a resolução espacial do volume de medida. Só foi possível realizar as medidas de  $v_t$  ao longo da direção  $\mathbf{f-t}$  que, como mostra a Fig.4.45, impôs uma resolução espacial da ordem de grandeza de 1 milímetro ao deslocamento do volume de medida. Como discutido no Capítulo 3, o efeito da presença de um gradiente de velocidade ao longo do volume de medida induziu um aumento da velocidade RMS registrada para aquela posição. Portanto, apesar de estes picos de velocidade tangencial RMS serem possíveis de se obter nestas regiões do canal, têm grande chance de estarem superestimados em relação aos que ocorreram na realidade.

#### 4.3.3.3 Efeito da velocidade de rotação da bomba e da resistência do circuito sobre a energia cinética da turbulência

A energia cinética da turbulência  $K$  é definida como a energia, por unidade de massa, introduzida no escoamento pelas flutuações de cada componente da velocidade (PANTON, 1984) e pode ser calculada através da Eq.4.25, a seguir.

$$K = \frac{1}{2} v_{z_{RMS}}^2 + \frac{1}{2} v_{r_{RMS}}^2 + \frac{1}{2} v_{t_{RMS}}^2 \quad (4.25)$$

onde  $v_{z_{RMS}}$ ,  $v_{r_{RMS}}$  e  $v_{t_{RMS}}$  [ $m\ s^{-1}$ ] são os valores RMS das componentes axial, radial e tangencial, respectivamente.

Para a determinação de  $K$ , foi necessário utilizar a aproximação de que as oscilações da velocidade tangencial apresentavam simetria axial. Desta forma,  $v_{t_{RMS}}$  pôde ser considerada no cálculo dos perfis de energia cinética ao longo da direção  $\mathbf{e-d}$ , apesar de ter sido obtida na direção perpendicular  $\mathbf{f-t}$ . Puderam ser comparados os perfis da energia cinética da turbulência que ocorreram em quatro posições  $z$  distintas,  $z = -2; -10; -15,5; -21$ .

A Fig.4.49 mostra os perfis de  $K$  obtidos à cota -2 mm, quando a rotação da bomba foi mantida constante e variou-se a resistência do circuito. Os pontos de operação foram: 2,3 l/min, 277 mmHg, 2600 RPM,  $(950 \pm 8) \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$  (2600 RPM, na legenda) e 2,1 l/min, 305 mmHg, 2600 RPM,  $(1147 \pm 11) \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$  (2600 RPM+, na legenda). Observou-se que os perfis de  $K$  atingiram valores quase nulos na região próxima ao eixo de rotação ( $-1 \leq x \leq 0$ ) e que, à medida que o volume de medida se desloca no sentido negativo de  $X$ , os valores obtidos para a energia cinética turbulenta cresciam até atingir o máximo em  $x = -5$  mm. A partir deste ponto verificou-se uma diminuição dos níveis da energia cinética.

Com exceção de uma pequena região sobre o cone 3, representado na Fig.4.49 por um trapézio, a energia cinética turbulenta foi sempre maior para o caso com a resistência do circuito aumentada. A maior diferença entre os dois perfis ocorreu na posição  $x = -5$  mm, onde  $K$ , para o caso da resistência alterada, foi 13% maior do que aquela obtida para o circuito com a resistência mais baixa (a diferença entre as resistências entre os dois casos era de 20%). Note-se que, apesar de o cone 3 estar a uma posição a jusante no escoamento, foi possível detectar sua influência no escoamento.

A Fig.4.50 exhibe os perfis de  $K$  para três condições operacionais distintas: **condição 1**; 2,5 l/min, 293 mmHg, 2850 RPM,  $925 \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$ , **condição 2**; 2,1 l/min, 305 mmHg, 2850 RPM,  $1150 \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$ , **condição 3**; 3,4 l/min, 473 mmHg, 4000 RPM,  $1098 \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$ . Basicamente estes perfis ilustram como se comportou a energia cinética turbulenta quando, a partir de uma condição base (condição 1) variou-se a rotação da bomba (condição 3) ou alterou-se a resistência imposta à bomba (condição 2). Assim como na Fig.4.49, os perfis de  $K$  apresentaram pontos de mínimo relativo quando próximos do eixo de rotação ou de alguma superfície sólida. É interessante notar que a velocidade de rotação da bomba influenciou fortemente a quantidade de energia cinética gerada no escoamento. Isto pode ser comprovado observando os perfis de  $K$  para as condições 2 e 3 (na legenda, 2850 RPM+ e 4000 RPM, respectivamente) que, apesar de apresentarem valores semelhantes de resistência hidráulica, não atingiram os mesmos níveis de energia cinética, que, para a condição 3, foram sensivelmente maiores.

A Fig.4.51 apresenta os perfis de  $K$  quando o escoamento passava através do canal externo e daquele formado entre os cones 2 e 3, na posição  $z = -15$  mm. Igualmente ao que ocorreu na figura anterior, foram obtidos valores de velocidade RMS para três condições operacionais: **condição 1**; 2,3 l/min, 266 mmHg, 2400 RPM, **condição 2**; 2,1 l/min,

311 mmHg, 2500 RPM,  $1169 \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$ , **condição 3**; 3,4 l/min, 504 mmHg, 4200 RPM,  $1170 \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$ . Observa-se que, enquanto a energia cinética turbulenta apresentou os menores valores nas proximidades das paredes, a região central de cada canal testemunhou os valores de máximo absoluto para os perfis de  $K$  em cada caso. Note-se que, como era de se esperar, os valores de pico da quantidade de energia cinética turbulenta escoamento foram maiores para o escoamento que passava pelo canal externo. Neste canal, houve a interação entre duas regiões do fluido com velocidades em sentidos opostos: para baixo, nas proximidades do cone 3 e, para cima, no resto da seção transversal.

A Fig.4.52 mostra os perfis de  $K$  para duas velocidades de rotação da bomba, mantendo-se inalterada a regulagem do resistor de fluxo (equivalente às condições 1 e 3 descritos nos parágrafos anteriores). As condições de operação foram as seguintes: 2,5 l/min, 291 mmHg, 2850 RPM,  $919 \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$  e 3,4 l/min, 495 mmHg, 4200 RPM,  $1150 \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$ . Destacam-se três características importantes nesta figura:

1. Os níveis de energia cinética turbulenta foram maiores do aqueles obtidos em posições mais próximas da entrada da bomba.
2. Os picos de máximo dos perfis da energia cinética, em ambos os canais, possuíam valores muito próximos entre si.
3. O valor máximo de  $K$ , obtido para o canal entre os cones 2 e 3, ocorreu sensivelmente mais próximo ao cone 3.

A primeira característica se deve ao fato de o escoamento nestes canais ocorrer a uma distância maior do eixo de rotação, induzindo maiores velocidades tangenciais e aumentando a quantidade de energia transmitida ao fluido. As outras duas características são devidas às estruturas do escoamento que ocorriam no canal formado entre os cones 2 e 3. Como se pode observar na Fig.4.43, foi imposta uma forte aceleração ao escoamento nas proximidades do cone 3, que foi transmitida ao fluido nas bordas da camada de penetração viscosa. Tal aceleração introduziu no escoamento uma grande quantidade de energia, a qual era da mesma ordem de grandeza daquela introduzida pela interação entre duas camadas com velocidades em sentido opostos no canal externo.

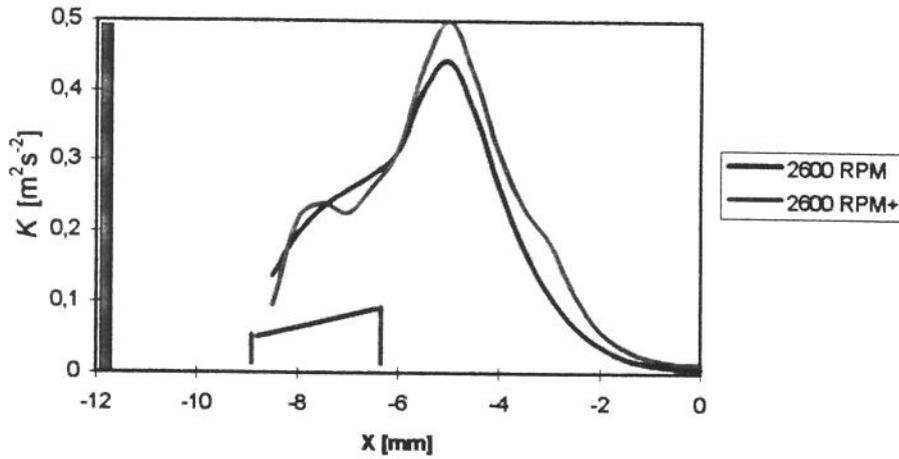


Fig.4.49 - Perfis da energia cinética da turbulência obtidas à cota -2 mm. Quando a bomba era sujeita um aumento da resistência hidráulica do circuito, registravam-se níveis mais altos de energia cinética turbulenta.

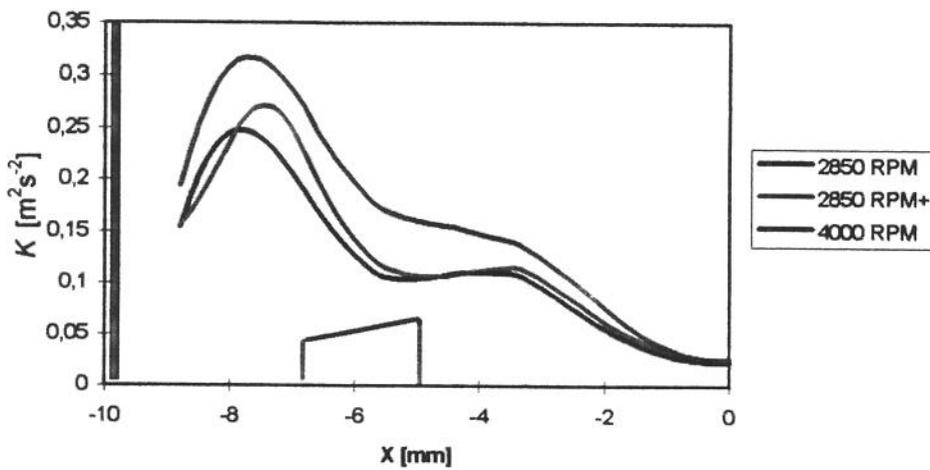


Fig.4.50 - Perfis da energia cinética da turbulência obtidas à cota -10 mm. A velocidade de rotação da bomba influenciou fortemente os níveis da energia cinética turbulenta introduzida no escoamento.

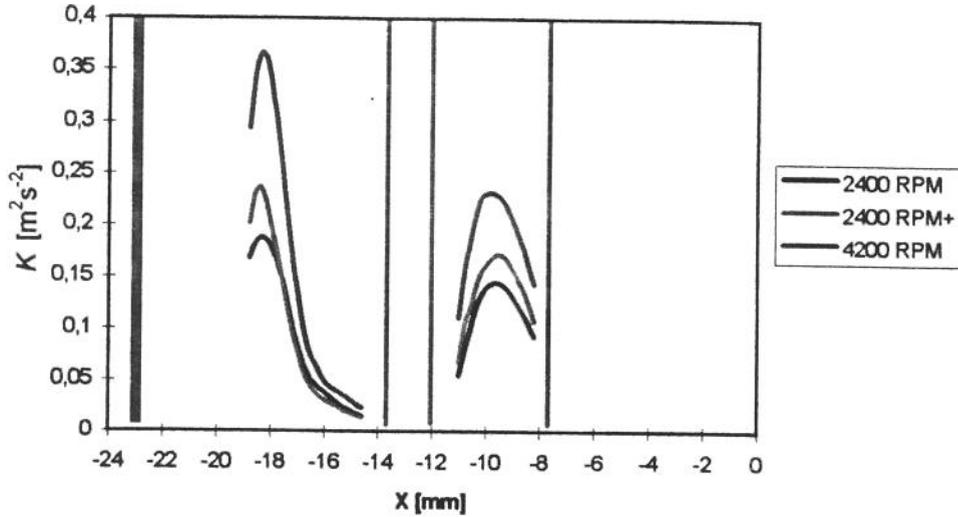


Fig.4.51 - Perfis da energia cinética da turbulência obtidas à cota -15 mm. A interação entre duas camadas de fluido adjacentes, com velocidades em sentidos opostos, fez com que os picos da energia cinética turbulenta fossem maiores no canal externo.

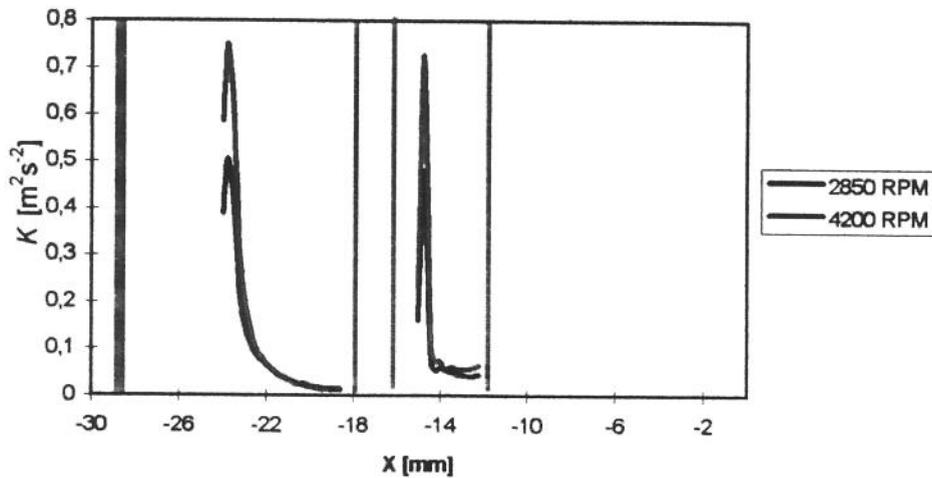


Fig.4.52 - Perfis da energia cinética da turbulência obtidas à cota -21 mm. A interação entre camadas com grande diferença de velocidades foi a responsável pelos picos observados no perfil de energia cinética turbulenta que ocorreram no canal externo e naquele formado pelos cones 2 e 3.

De uma maneira geral, observou-se nas figuras 4.49 a 4.52 que a energia cinética turbulenta obtida nas diferentes posições axiais era fortemente dependente da velocidade de rotação da bomba. Por outro lado, quando se manteve a rotação constante e variou-se a regulagem do resistor de fluxo, observou-se um aumento dos níveis de  $K$  menos acentuado do

que aquele verificado quando variou-se a rotação. É importante notar também que, apesar de os valores de resistência hidráulica para os casos com o resistor alterado e com a velocidade de rotação aumentada serem muito próximos, os valores da energia cinética turbulenta foram sempre maiores para o primeiro.

#### **4.3.3.4 Considerações sobre a hemólise causada pelo escoamento turbulento nos canais internos da bomba**

O modelo de solicitação e destruição das células vermelhas em um escoamento cisalhante, ilustrado na Fig.1.13, supõe que a atuação das forças viscosas sobre a membrana celular é o fator responsável pela hemólise mecânica. Baseado neste modelo, é possível estimar o potencial hemolítico de um determinado escoamento utilizando a tensão de cisalhamento e o tempo de exposição. A aplicação deste modelo para escoamento laminar é imediata, uma vez que as tensões de cisalhamento são proporcionais ao gradiente de velocidade em uma determinada direção. No caso de um escoamento turbulento, outros fatores influenciam a solicitação das células vermelhas. Além de o escoamento turbulento estar associado a grandes velocidades, induzindo maiores gradientes de velocidade em regiões próximas às paredes, é caracterizado pela presença de estruturas tridimensionais chamadas turbilhões. Estes turbilhões possuem tamanhos variados, da ordem de grandeza da espessura da região turbulenta a alguns centésimos de milímetro. A energia é introduzida no escoamento através dos grandes turbilhões e dissipada, a nível microscópico, pelos pequenos turbilhões. O processo pelo qual a energia é transferida da escala macroscópica à microscópica é conhecida como Cascata de Energia. A idéia básica deste conceito é que os turbilhões maiores transferem continuamente sua energia a turbilhões menores através de interação inercial. À medida que o tamanho dos turbilhões diminui, os efeitos viscosos tornam-se cada vez mais importantes até a completa dissipação desta energia no escoamento. Quando os menores turbilhões no fim da Cascata de Energia forem do tamanho do eritrócito, sua energia será dissipada na membrana celular. Esta dissipação causará rompimento da membrana com a conseqüente liberação da hemoglobina. Por outro lado, se a dimensão destes turbilhões forem maiores do que o eritrócito, a célula será transportada pelo turbilhão e sua membrana será solicitada somente pela tensão de cisalhamento gerada pelo gradiente de velocidade ao longo de sua trajetória.

KRAMER (1970) foi o primeiro a reconhecer que a caracterização do trauma às células vermelhas devido ao escoamento turbulento dependia de três parâmetros essenciais: a

dimensão dos turbilhões, a tensão de cisalhamento e o tempo de exposição das células ao escoamento turbulento. Experimentos realizados em discos perfurados demonstraram que, em escoamentos com idênticos número de Reynolds, a taxa de hemólise variou em estenoses com a mesma queda de pressão porém com diferentes geometrias.

É importante lembrar que as tensões de Reynolds, medidas, neste trabalho, com o ALD, são termos convectivos e o nome “tensão de cisalhamento de Reynolds” está associado ao seu efeito sobre os perfis da velocidade média e não sobre as forças locais (WHITE, 1991), o que faz com que a tensão de cisalhamento de Reynolds não tenha nenhuma relação aparente com a taxa de hemólise. Além disso, as tensões de Reynolds possuem relação direta com as escalas macroscópicas do escoamento em contraste com a atuação das forças viscosas, que se dá a nível microscópico. Infelizmente, medidas de velocidade, no nível da escala onde ocorre a dissipação viscosa, potencialmente perigosa para as hemácias, exige uma resolução espacial além da capacidade da instrumentação disponível hoje em dia. Por outro lado, procedimentos para obtenção das tensões de Reynolds vêm sendo descrito na literatura nas últimas décadas para anemômetro de fio quente, anemômetro laser Doppler e ultra-som Doppler pulsado.

A dimensão dos menores turbilhões ( $L_s$ ) que ocorrem em um escoamento turbulento pode ser relacionada às dimensões macroscópicas do escoamento turbulento pela seguinte expressão (PANTON, 1984):

$$L_s = \left( \frac{\nu^3 Le}{u_0^3} \right)^{0,25} \quad (4.26)$$

onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática [ $m^2 s$ ],  $Le$  é a dimensão característica dos grandes turbilhões [ $m$ ] e  $u_0$  é a velocidade RMS característica do escoamento local [ $m s^{-1}$ ]. Para os casos mostrados nesta seção, tomou-se  $u_0$  como o máximo valor entre  $v_{RMS}$ ,  $v_{zRMS}$  e  $v_{tRMS}$  para cada ponto de medida.

Não se sabe ainda quais são exatamente as grandezas turbulentas que possuem relação direta com a hemólise, porém a Eq.4.26 emerge naturalmente como uma ligação entre a dissipação viscosa dos turbilhões de menor dimensão que atuam a nível celular e as grandezas turbulentas mensuráveis a nível macroscópico. Portanto, quando  $L_s$ , conhecida também como escala de Kolmogorov, for da mesma ordem de grandeza de uma hemácia, o escoamento tem grande potencial hemolítico pois a energia turbulenta estará sendo dissipada a nível celular. As figuras 4.53 a 4.56 mostram as escalas de Kolmogorov,  $L_s$ , para  $z = -2$ ,  $z = -10$ ,  $z = -15$  e

$z = -21$  mm, respectivamente. As condições de operação são as mesmas daquelas mostradas na seção anterior e, por este motivo, não serão repetidas aqui. Note-se que o eixo ordenado, que representa os valores de  $L_s$ , inicia em  $10 \mu\text{m}$ , que é a dimensão aproximada de uma hemácia.

A Fig.4.53 mostra que, à cota  $z = -2$  mm, na posição  $x \approx -5$  mm, próxima à região de distúrbio do cone 3 a montante ( $-9 \leq x \leq -6,75$ ) ocorreram as menores dimensões para os turbilhões. Note-se que esta posição  $x$  coincide com o pico de energia cinética turbulenta mostrado na Fig.4.49. Observa-se também que os valores de  $L_s$ , na situação de regulagem normal do circuito, foram os maiores obtidos para esta região e, portanto, possuíam baixo potencial hemolítico. Quando aumentou-se a resistência hidráulica do circuito, os valores de  $L_s$  caíam, provando que o potencial hemolítico, relacionado aqui à escala de Kolmogorov, é diretamente proporcional à resistência hidráulica do circuito.

A Fig.4.54 apresenta as escalas de Kolmogorov para o escoamento passando através da cota  $-10$  mm, na região interna do cone 3. Nota-se que os mínimos relativos dos perfis de  $L_s$  ocorrem nas regiões de entrada dos canais formados pelos cones 2 e 3 e pelos cones 1 e 2, enquanto que a dimensão dos menores turbilhões atingiram o máximo nas proximidades do eixo de rotação. Da mesma forma que foi observado para  $K$ , os valores de  $L_s$  foram mais sensíveis à variação da velocidade de rotação da bomba do que ao aumento da resistência hidráulica do circuito.

A Fig.4.55 evidencia o que ocorre com os perfis de  $L_s$  à cota  $-15$  mm, quando o escoamento passava através do canal externo e pelo canal formado pelos cones 2 e 3. Pode-se observar que os valores de mínimo dos perfis de  $L_s$  dentro do canal entre os cones 2 e 3 eram discretamente menores do aqueles observados nas suas regiões de entrada, denotando que o escoamento no interior dos canais tinha a tendência de ser mais hemolítico. Observa-se também que as regiões de menor potencial hemolítico, tomando-se como parâmetro o tamanho dos turbilhões, localizavam-se próximas às paredes dos cones.

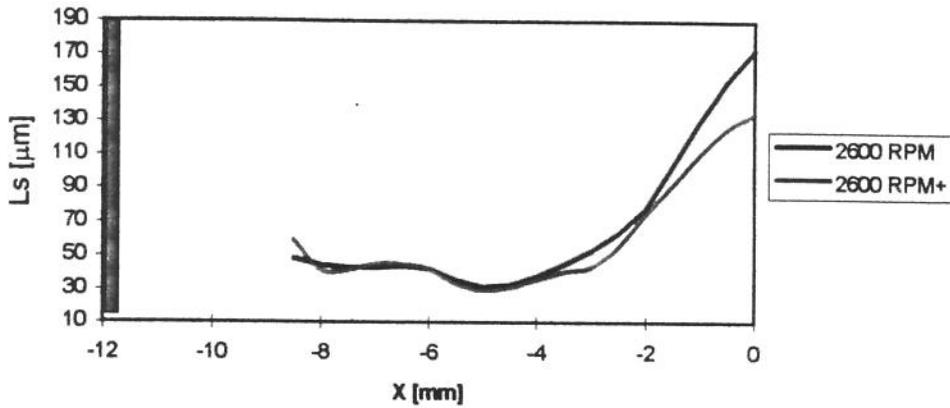


Fig.4.53 - Dimensão dos menores turbilhões presentes à cota -2 mm ( $Le = 24 \times 10^{-3}$  m). O maior potencial hemolítico ocorreu em uma região a montante do cone 3, na entrada do canal formado entre os cones 2 e 3.

A Fig.4.56 mostra os perfis de Ls, obtidos para o canal externo e para o canal entre os cones 2 e 3, à cota -21 mm. É interessante notar que os valores mínimos dos perfis de Ls para ambos os canais se aproximaram da dimensão da hemácia, denotando o grande potencial hemolítico do escoamento nesta região da bomba. Nota-se também que a diferença entre a escala de Kolmogorov para as duas situações foram muito próximas.

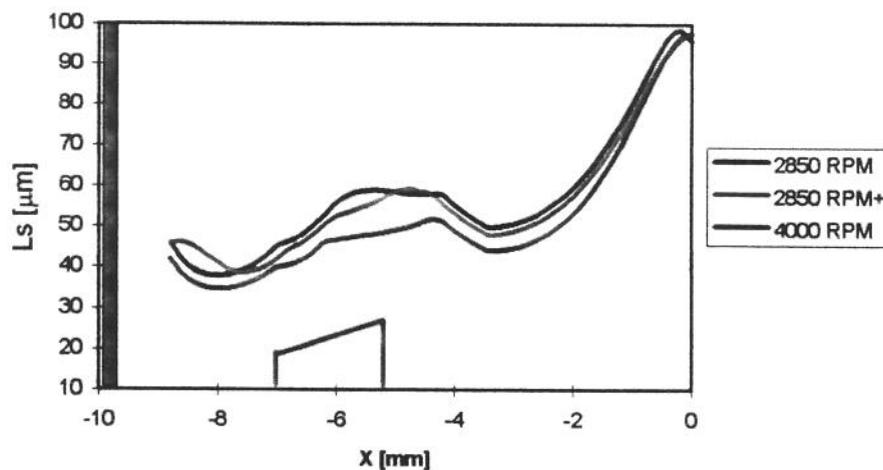


Fig.4.54 - Dimensão dos menores turbilhões presentes à cota -10 mm ( $Le = 17 \times 10^{-3}$  m). Os maiores potenciais hemolíticos ocorreram nas regiões de entrada dos canais formados pelos cones 2 e 3 e pelos cones 1 e 2.

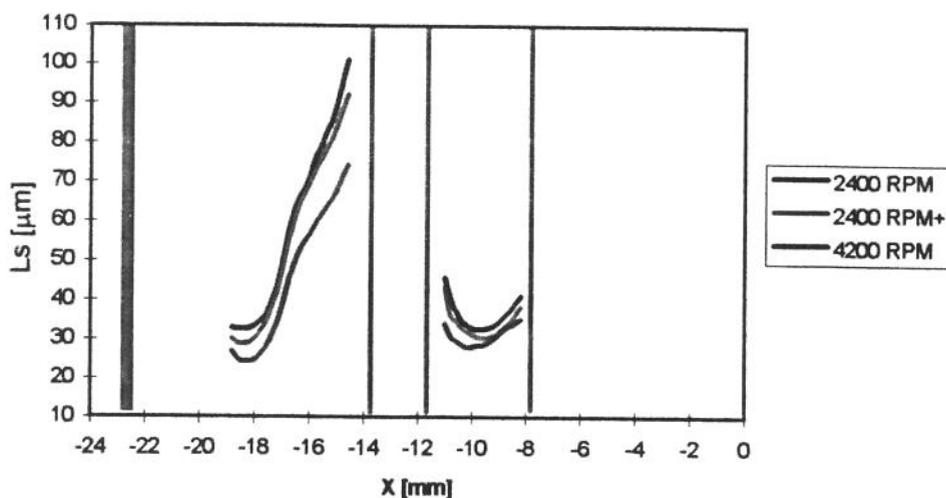


Fig.4.55 - Dimensão dos menores turbilhões presentes à cota -15 mm ( $Le = 8 \times 10^{-3}$  m para o canal externo e  $Le = 4 \times 10^{-3}$  m para o canal entre os cones 2 e 3). Os maiores potenciais hemolíticos ocorreram nas regiões equidistantes das paredes.

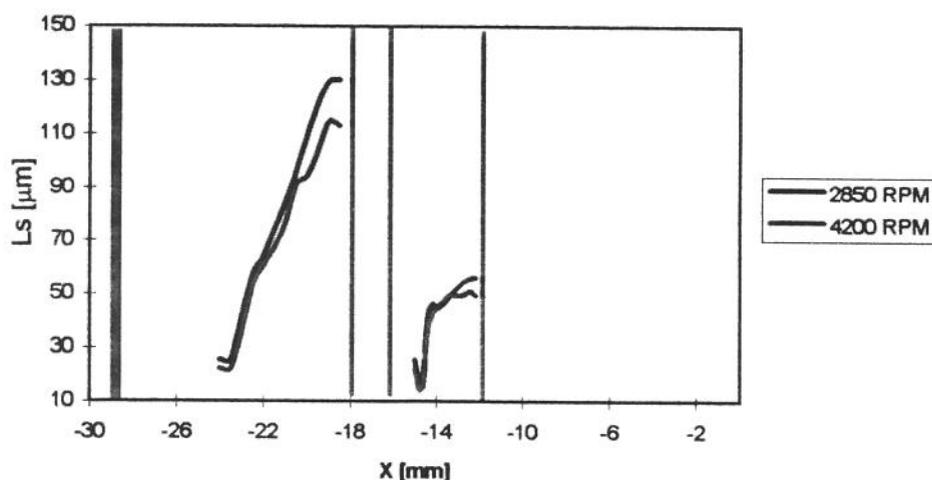


Fig.4.56 - Dimensão dos menores turbilhões presentes à cota -21 mm ( $Le = 14 \times 10^{-3}$  m para o canal externo e  $Le = 4 \times 10^{-3}$  m para o canal entre os cones 2 e 3). O menor valor para a escala de Kolmogorov ocorreu nas proximidades do cone 3, no canal interno.

É importante destacar que a tensão de cisalhamento viscosa é a causa do rompimento da membrana da hemácia tanto em escoamento laminar como turbulento, podendo ser aplicada a equação empírica de Wurzinger para prever a taxa de liberação de hemoglobina. No entanto,

para o escoamento em regime turbulento, existem fatores adicionais que aumentam a taxa de hemólise. A mais importante está relacionada às dimensões dos menores turbilhões, ao final da Cascata de Energia, que dissipam a energia produzida pelos grandes turbilhões. Quando a dimensão destes turbilhões é da mesma ordem de grandeza das hemácias, a interação destas estruturas com a parede celular faz com que ocorra destruição da membrana e cause a liberação de hemoglobina. Este fenômeno, quando ocorre, faz com que a taxa de hemólise cresça em relação àquela prevista somente considerando a tensão de cisalhamento viscosa.

A correlação entre dimensão dos menores turbilhões (escala de Kolmogorov) e hemólise pode ser checada se forem analisados os valores de  $L_s$  publicados na literatura sobre o estudo das propriedades da membrana das hemácias e sobre as tensões turbulentas obtidas no interior de órgãos artificiais. Desta forma é possível ter uma visão geral dos dois extremos: do rompimento intencional das células vermelhas às tentativas de evitá-lo. A Fig.4.57 mostra a tensão normal de Reynolds em função da dimensão macroscópica dos grandes turbilhões. A tensão normal de Reynolds, obtida diretamente nos artigos consultados, foi utilizada para estimar a velocidade RMS  $u_0$  (HINZE, 1959):

$$u_0^2 = \frac{\sigma_{mn}}{\rho} \quad (4.27)$$

onde  $\sigma_{mn}$  é a tensão normal de Reynolds [ $N\ m^2$ ] e  $\rho$  é a densidade do fluido [ $kg\ m^{-3}$ ].

As letras que identificam cada ponto na Fig.4.57 representam a situação analisada e estão organizados na Tabela 4.3, seguindo a ordem crescente de  $L_s$ .

Tab.4.3 - Dimensão dos menores turbilhões presentes no escoamento para cada ponto mostrado na Fig.4.57.

Símbolo	Referência	$L_s$ [ $\mu m$ ]
fo	FORSTOM (1969)	1,6
sh	SALLAM e HWANG (1984)	4,6
sm	SUTERA e MEHRJARDI (1975)	4,8
rf	BALDWIN <i>et al</i> (1994)	6
bs	BLACKSHEAR <i>et al</i> (1966)	11
pi	presente trabalho	16
pp	PINOTTI e PAONE (1996)	22
bw	BLUDSZUWEIT (1995)	23
ff	BALDWIN <i>et al</i> (1994)	52
jc	JIN e CLARK (1993)	78

Os pontos **fo**, **sh**, **sm** e **bs** se referem aos artigos que descrevem testes para avaliar a resistência mecânica das células vermelhas do sangue e, por isso, foram realizados com a intenção de provocar hemólise. Por outro lado, os pontos **rf**, **pi**, **pp**, **bw**, **ff** e **jc** se referem a medidas de tensões turbulentas de Reynolds no interior de ventrículos artificiais pulsáteis (BALDWIN *et al.*, 1994; JIN e CLARK, 1993) e no interior de bombas centrífugas (BLUDSZUWEIT, 1995; PINOTTI e PAONE, 1996). Baldwin e colaboradores obtiveram medidas nas proximidades de uma válvula mecânica (Björk-Shilley) instalada no ventrículo artificial. Ao longo do ciclo de operação do dispositivo, Baldwin registrou uma grande diferença entre as dimensões da escala de Kolmogorov durante a abertura e o fechamento da válvula. Na abertura,  $L_s$  era da ordem de  $52 \mu\text{m}$  (ponto **ff** na Fig.4.57) enquanto, no fechamento, este valor caía para  $6 \mu\text{m}$  (ponto **rf** na Fig.4.57).

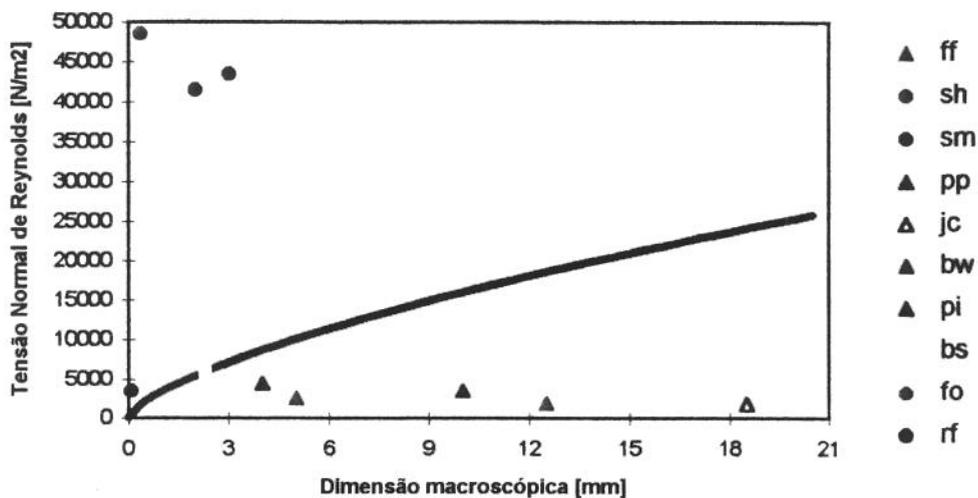


Fig.4.57 - Dimensão dos grandes turbilhões em função da tensão normal de Reynolds. Condições hemolíticas e não hemolíticas puderam ser diferenciadas utilizando o conceito da Cascata de Energia.

A curva que delimita as **condições hemolíticas** e as **condições não-hemolíticas** na Fig.4.57 foi gerada fazendo-se  $L_s$  igual a  $10 \mu\text{m}$  e, variando-se  $L_e$  de  $0,1$  a  $20 \text{ mm}$ , calculou-se o valor da tensão normal de Reynolds, a partir das equações 4.26 e 4.27. A utilidade desta curva no projeto de um dispositivo que possua escoamento de sangue é que, conhecendo-se as dimensões das passagens do escoamento do sangue e os campos de velocidade e de tensões de

Reynolds que ocorrem nestes locais, é possível prever, com segurança, as regiões críticas associadas à hemólise mecânica.

#### **4.3.3.5 Comentários sobre a previsão da hemólise e sua implicação na operação de uma bomba de CEC.**

As duas abordagens empregadas neste trabalho para a previsão do potencial hemolítico em uma bomba de CEC destacaram os mecanismos pelos quais as células vermelhas do sangue são danificadas pela ação do escoamento.

O primeiro mecanismo, associado às forças viscosas, é caracterizado pela ação de um gradiente de velocidade ao longo da extensão da hemácia. Desta forma, este mecanismo de destruição das células vermelhas do sangue estará presente em regiões de intenso gradiente de velocidade que se manifestam próximo às superfícies sólidas e em regiões com grande aceleração. No canal estudado numericamente, as regiões críticas, apontadas pelo modelo de WURZINGER (1986), localizavam-se nas adjacências dos cones rotativos e, sob influência do fluxo retrógrado, ao longo da seção transversal na saída do canal.

O segundo mecanismo, ligado à estrutura do escoamento turbulento, é caracterizado pela ação dos pequenos turbilhões sobre a membrana celular. Esta interação, onde a energia produzida à escala macroscópica é dissipada a nível celular, é do tipo “tudo ou nada”: turbilhões da ordem de grandeza da hemácia são letais, do contrário irão promover o transporte das células de um lugar para outro no escoamento. De acordo com este critério, as regiões nas proximidades das paredes são inócuas, pois a presença de superfícies sólidas aumenta a taxa de dissipação da energia turbulenta e faz com que a Cascata de Energia seja abreviada. Por outro lado, em regiões afastadas das paredes, onde a única limitação para o tamanho dos turbilhões é a dissipação viscosa, um maior nível de energia cinética turbulenta produz uma maior chance de hemólise.

Os resultados apresentados neste capítulo tornam evidentes algumas características do escoamento que têm aplicação prática na operação de uma bomba centrífuga sem pás em um circuito de CEC. O potencial hemolítico da bomba é maior quando aumenta-se a velocidade de rotação dos cones (crescimento dos níveis de tensão de cisalhamento viscosa) e/ou quando a resistência hidráulica do circuito cresce (diminuição do tamanho dos turbilhões). A Tab.4.4

apresenta resumidamente as relações de causa e efeito que propiciam condições para a hemólise mecânica. Por simplicidade, o mecanismo hemolítico associado às forças viscosas foi chamado de “hemólise tipo Wurzinger” e aquele associado à interação entre os menores turbilhões e as hemácias foi chamado de “hemólise tipo Kramer”.

Tab.4.4 - Relações de causa e efeito associadas aos mecanismos de hemólise que ocorrem na Bio-pump utilizada em CEC.

<b>Causa</b>	<b>Efeito</b>	<b>Mecanismo de hemólise</b>
Aumento da velocidade de rotação da bomba	aumento da tensão de cisalhamento nas paredes dos cones	hemólise tipo Wurzinger
	aumento do tempo de exposição devido ao possível refluxo na saída do canal	hemólise tipo Wurzinger
	aumento da energia cinética turbulenta	hemólise tipo Kramer
Aumento da resistência hidráulica do circuito	aumento da energia cinética turbulenta	hemólise tipo Kramer
	aumento do tempo de exposição devido ao possível refluxo na saída do canal	hemólise tipo Wurzinger

## **CAPÍTULO 5**

# **CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA OS PRÓXIMOS TRABALHOS**

### **5.1 CONCLUSÕES**

Uma bomba centrífuga projetada para assistência ventricular não é adequada para movimentar o sangue em um circuito de CEC em *bypass* cardiopulmonar, o que torna evidente a necessidade de projetos específicos para cada categoria de utilização de um dispositivo para circulação de sangue.

Os resultados da simulação numérica destacaram as características gerais do escoamento e a influência individual da rotação e da vazão transversal sobre as estruturas dos campos de velocidade e de pressão e sobre o potencial hemolítico do canal. O escoamento no canal possuía semelhança com o escoamento entre dois cilindros concêntricos na entrada e, a jusante desta posição até à saída, possuía comportamento semelhante ao escoamento entre dois discos paralelos em rotação. Esta configuração não se alterou quando o canal foi submetido a um aumento da vazão transversal ou da velocidade de rotação dos cones.

Dos testes realizados *in vitro* observou-se que o escoamento se dava através dos canais da bomba em regime turbulento e sem apresentar simetria axial e que, no canal

externo, se desenvolveu uma grande região de fluxo reverso. Uma vez que o rotor onde se formavam os canais possuía geometria axisimétrica, concluiu-se que o projeto da carcaça da bomba não é adequado para as condições operacionais de bypass cardiopulmonar, apontando a necessidade de uma voluta para evitar o bloqueio dos canais mais externos do rotor. Além disso, tais características desencorajaram a comparação entre os resultados numéricos e os experimentais, sendo que estavam envolvidos diferentes regimes de escoamento e configuração das forças de pressão atuando na saída dos canais.

A hemólise nos canais internos da bomba é o resultado de dois mecanismos distintos: a interação entre os pequenos turbilhões e as hemácias, em regiões distantes das paredes, e a atuação das tensões de cisalhamento viscosas sobre as membranas celulares, nas camadas adjacentes às superfícies sólidas.

Os resultados da simulação numérica e das medidas experimentais apontam a excessiva velocidade de rotação dos cones e a imposição de resistência hidráulica do circuito maior do que a resistência vascular periférica do paciente como causas da hemólise. Uma vez que não é possível intervir sobre a velocidade de rotação da bomba para o controle da hemólise (a faixa de operação do dispositivo para gerar fluxo fisiológico é determinado no projeto), pode-se sugerir aos usuários potenciais de uma bomba centrífuga para CEC evitar as situações que impõem uma resistência hidráulica elevada ao circuito, tais como, pinçar parcial ou totalmente, as linhas de descarga ou sucção da bomba e utilizar equipamentos que introduzem grande perda de carga ao fluxo do sangue. Algumas medidas profiláticas também são recomendadas, dentre elas estão o uso de válvula unidirecional (*one-way*) na linha arterial e um controle da resistência vascular periférica do paciente de forma a mantê-la o mais perto possível dos níveis fisiológicos (por volta de  $1100 \times 10^6 \text{ N s m}^{-5}$ ).

Na opinião do autor, a principal contribuição deste trabalho foi mostrar um panorama geral de como ocorre a hemólise mecânica no interior dos canais de um dispositivo de bombeamento de sangue. Algumas conclusões puderam ser formuladas a partir dos resultados da simulação numérica e das medidas experimentais, porém, um número maior de perguntas surgiram. Nas “Sugestões para os próximos trabalhos” foram apontados alguns caminhos que podem ou não contribuir para a evolução da metodologia

desenvolvida aqui, mas, as próximas perguntas a serem feitas à mecânica dos fluidos e à fisiologia da CEC são o desafio que este trabalho deixa de herança.

## 5.2 SUGESTÕES PARA OS PRÓXIMOS TRABALHOS

O estudo da hemólise mecânica e o desenvolvimento de técnicas para a sua previsão são desafios ainda não superados. Não se sabe exatamente como se comporta a membrana de uma hemácia quando sujeita a esforços hidrodinâmicos, nem ao menos se conhece precisamente suas propriedades mecânicas. Na literatura, encontram-se valores do módulo de elasticidade que diferem da ordem de grandeza de  $10^4$  de um autor para outro ou de um método de medida para outro. Porém, existem algumas pistas da correlação entre as forças que atuam sobre a membrana, a duração destes esforços e a quantidade de hemoglobina liberada no escoamento. As correlações empíricas de Wurzinger são muito esclarecedoras quanto aos mecanismos da hemólise mecânica, porém falham na capacidade de previsão da hemólise, se aplicadas genericamente. Portanto, é importante destacar esta limitação e chamar a atenção para a necessidade de estudos básicos que tratem dos mecanismos da hemólise mecânica e sua correta previsão.

Observou-se que o escoamento, no interior do dispositivo estudado, possuía problemas de simetria e gerou situações onde a taxa de hemólise assumiu valores acima dos toleráveis para um procedimento de bypass cardiopulmonar. Esta falta de simetria pode ser atribuída à inexistência de uma voluta de descarga capaz de produzir um campo uniforme de pressão que gere uma descompensação da capacidade nominal de cada canal da bomba. O risco de hemólise no canal formado entre a carcaça e o cone 3 está associado a um grande espaçamento entre a superfície estacionária e a rotativa. Esta característica geométrica propicia a ocorrência de refluxo na maior parte da seção transversal do canal indicando que, além de hemolítico, este grande espaçamento contribui para o aumento do volume de *priming* da bomba. Estes problemas demandam um estudo mais aprofundado de como se dá a interação entre o escoamento no rotor e na carcaça.

Nos resultados numéricos apresentados, ficou evidente a necessidade de implementação de um modelo de turbulência para ser possível a comparação com os

resultados experimentais, como também de um estudo mais rigoroso em relação às condições de contorno impostas na entrada e na saída do canal. A configuração do campo de pressão sugere que um grande esforço computacional poderia ser evitado se as equações de movimento fossem aproximadas para equações diferenciais parabólicas. No entanto, os casos em que recirculações poderiam ocorrer antes da saída do canal limitaram severamente a validade dos resultados obtidos.

Partindo-se do princípio de que a metodologia para medição do campo de velocidade segue uma curva de aprendizado, os resultados experimentais apresentados neste trabalho puderam contribuir para a sugestão de alguns aprimoramentos. O primeiro deles é o uso de uma lente, na sonda de fibra óptica, com uma distância focal mais curta e de um *beam expander*, para minimizar a dimensão do volume de medida e melhorar a resolução espacial do sistema de medidas. Deve-se estar atento, porém, ao fato de que a diminuição da distância focal também limita o curso do volume de medida no interior da bomba. O segundo aprimoramento diz respeito ao controle da concentração e da qualidade das partículas inseminantes, para reduzir a grande variação de diâmetros e para obter taxas de aquisição maiores, que são fundamentais para obter as correlações cruzadas  $u_{RMS} \cdot v_{RMS}$ .

Pode-se ainda sugerir a instalação de uma nova caixa, de seção octogonal, para o casamento dos índices de refração e para a obtenção das medidas de velocidade em quatro direções principais, deslocadas 45 graus entre si. Desta forma, a conservação da massa em cada cota poderia ser checada, o que não foi possível ser realizado neste trabalho.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABOTT, M.B., BASCO, D.R. *Computational fluid dynamics - An Introduction for engineers*. Essex: Longman, 1989.
- ABRAHAMSON, S., LONNES, S. An improved model for radial injection between corotating disks. *Trans. ASME - J. Fluid. Eng.*, v.116, p.255-257, 1994.
- ANDERSON, J.D. Cap.6: *Transformations and grids*. In: *Computational fluid Dynamics*, ed. John F. Wendt, Springer-Verlag, p.101-122, 1992
- ANDRADE, A., BISCEGLI, J., DINKHUYSEN, J., SOUZA, J.E., OHASHI, Y., HEMMINGS, S., GLUECK, J., KAWAHITO, K., NOSÉ, Y. Characteristics of a blood pump combining the centrifugal and axial pumping principles. *Artif. Org.*, v.20, n.6, p.605-612, 1996.
- BALDWIN, J.T., DEUTSCH, S., GESELOWITZ, D.B., TARBELL, J.M. Estimation of Reynolds stresses within the Penn State left ventricular assist device. *TRANS. ASAIIO* v.36, M274-M278, 1990.
- BALDWIN, J.T., DEUTSCH, S., GESELOWITZ, D. B., TARBELL, J.M. LDA measurements of mean velocity and Reynolds stress fields within an artificial heart ventricle. *Trans. ASME - J. Biomech. Eng.*, v.116, p.190-200, 1994.
- BATCHELOR, G. K. Note on a class of solutions of the Navier-Stokes equations representing steady rotationally symmetric flow. *Quart. Journ. Mech. and Appl. Math.*, v.4, p.29-41, 1951.

- BAYLEY, F.J., OWEN, J.M. The fluid dynamics of a shrouded disk system with a radial outflow of coolant. *TRANS ASME - J. Eng. Power* (July), p.335-341,1970.
- BERTRAM, C.D., NUGENT, A.H. Flow visualisation and measurement in a cardiac assist devive. In: LASER ANEMOMETRY. ADVANCES AND APPLICATIONS, 2052, 1993, The Netherlands. *Proceedings...*Bellingham: International Society for Optical Engineering - SPIE, 1993. p.203-209.
- BING, R.J. Lindbergh and the biological sciences. A personal reminiscence. *Texas Heart Institute Journal*, v.14, p.231-237, 1987.
- BIRD, R.B., STEWART, W.E., LIGHTFOOT, E.N. *Transport phenomena*. New York, John Wiley and Sons, 1960.
- BJÖRK, V.O. Brain perfusions in dogs with artificially oxygenated blood. *Acta Chir. Scandinav.*, v.96, n.137, p.1-122, 1948.
- BLACKSHEAR, P.L., BLACKSHEAR, G.L. Mechanical Hemolysis, Cap. 15. In: *HandBook of Bioengineering*. 2<sup>a</sup> ed. Vol. 1. Mc Graw Hill, New York, 1987
- BLACKSHEAR, P.L., DORMAN, F.D., STEINBACH, J.H., MAYBACH, E.J., SINGH, A., COLLINGHAM, R.E. Shear wall interaction and hemolysis. *TRANS. ASAIO*, v.12, p.113-120, 1966
- BLUDSZUWEIT, C. Three-dimensional numerical prediction of stress loading of blood particles in a centrifugal pump. *Artif. Org.*, v.19, n.7, p.590-596, 1995.
- BÖDEWADT, U.T. Die Drehströmung über festem Grunde. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, v.20, n.5, p.241-253, 1940.
- BRADY, J.F., DURLOFSKY, L. On rotating disk flow. *J Fluid Mech.*, v.175, p.363-394, 1987.

- BRODY, J.P.; HAN, Y.; AUSTIN, R.H.; BITENSKY, M. Deformation and flow of red blood cells in a synthetic lattice: evidence for an active cytoskeleton. *Biophys. J.*, v.68, p.2224-2232, 1995.
- BUTTLER,, K., MAHER, T., BOROVETZ, H., LITWAK, P., KORMOS, R. Axial flow blood pump for chronic implant use. *Artif Org* 1994;19(7):784 (abstract).
- CHAMPION, J.V., NORTH, P.F. Shear fragility of human erythrocytes. *Biorheology*, v.8, p.23-29, 1971.
- CHANG, C.J., SCHULER, C.A., HUMPHREY, J.A.C., GREIF, R. Flow and heat transfer in the space between two corotating disks in an axisymmetric enclosure. *Trans ASME - J. Heat Transf.*, v.111, p.625-632, 1989.
- COCHRAN, W.G., The flow due to a rotating disc. *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, v.30, p.365-370, 1934.
- COHN, L.H. The role of mechanical devices. *J. Card. Surg.*, v.5, n.3, p.278-281, 1990.
- CURTIS, J.J., WALLS, J.T., SCHMALTZ, R., BOLEY, T.M., NAWARAWONG, W., LANDRENEAU, R.J. Experience with the Sarns centrifugal pump in postcardiotomy ventricular failure. *J. Thorac. Cardiovasc. Surg.*, v.104, p.554-560, 1992.
- DALLY, J.M., RILLEY, W.F. *Experimental stress analysis*. New York: McGraw Hill, 1978.
- DEBAKEY, M.E. A simple continuous-flow blood transfusion instrument. *New Orleans Med. and Surg. J.*, v.87, p.386-389, 1934.
- DEBAKEY, M.E. Left ventricular bypass pump for cardiac assistance. *Am. J. Cardiol.* v.27, p.3-11, 1971.

- DORMAN, F.D., MURPHY, T.E., BLACKSHEAR, P.L. An application of the Tesla viscous flow turbine to pumping blood. National Academy of Sciences. *Mechanical Devices to Assist the Failing Heart*, Bethesda: National Research Council - USA, p.120-128, 1966.
- DURST, F., MELLING, A., WHITELAW, J.H. *Principles and practice of laser-Doppler anemometry*. London: Academic Press, 2<sup>a</sup> Ed., 1981.
- EVANS, E.A. A new material concept for the red cell membrane. *Biophys. J.*, v.13, p.926-940, 1973
- FARRAR, D.J., HILL, D. Univentricular and biventricular Thoratec VAD support as a bridge to transplantation. *Ann. Thorac. Surg.*, v.55, p.276-282, 1993.
- FLETCHER, C.A.J. *Computational techniques for fluid dynamics*. New York: Springer-Verlag, vol.II, 1988.
- FORSTOM, R.J. A new measure of erythrocyte membrane strength: the jet fragility test. Minneapolis: University of Minnesota, 1969 (PhD).
- FUNG, Y.C. Red Blood Cells and Their Deformability. Cap. 4. In: *Biomechanics - Mechanical Properties of Living Tissue*. 1<sup>a</sup> ed. Vol. 1. (Ed: Y.C.Fung), Springer-Verlag, New York, p.101-138, 1981
- GIBBON, J.H. The maintenance of life during experimental occlusion of the pulmonary artery followed by survival. *Surg. Gynec. Obst.*, v.69, p.602-614, 1939.
- GOLDING, L.R., MURAKAMI, G., HARASAKI, H., TAKATANI, S., JACOBS, G., YADA, I., TOMITA, K., YOZU, R., VALDES, F., FUJIMOTO, L.K., KOIKE, S., NOSE, Y. Chronic nonpulsatile blood flow. *TRANS. ASAIO*, v.28, p.81-85, 1982.
- GRISTINA, A.G., DOBBINS, J.J., GIAMMARA, B. Biomaterial-centered sepsis and the total artificial heart. *JAMA*, v.259, p.870, 1988.

- HASINGER, S.H., KEHRT, L.G. Investigation of a shear-force pump. *TRANS ASME - J. Eng. Power* (july), p.201-207, 1963.
- HECHT, E. *Optics*. Reading: Addison-Wesley Publishing Company, 2<sup>a</sup> Ed., 1989.
- HESSEL, E.A. Cardiopulmonary bypass circuitry and cannulation techniques. In: *Cardiopulmonary bypass principles and practice*. Eds. G.P. Gravlee, R.F. Davis e J.R. Utley. Williams & Wilkins, Baltimore, p. 55-92, 1993.
- HINZE, J.O. *Turbulence - An Introduction To Its Mechanism and Theory*, New York: McGraw-Hill, 1959.
- HOCHMUTH, R.M., MOHANDAS, N., BLACKSHEAR, P.L. Measurement of the elastic modulus for a red cell membrane using a fluid mechanical technique. *Biophys. J.*, v.13, p.747-762, 1973.
- HOLMAN, J.P. *Experimental Method for Engineers*. New York: McGraw Hill, 1994.
- HOMBROUCKX, R., GLORIEUX, W., DEWACHTER, D., VERDONCK, P., VERHOEVEN, R. Red cell injury assessed in a numerical model of a peripheral dialysis needle. *ASAIO J.*, v.42, n.2, p.57, 1996 (abstract).
- HOOKER, D.R. A study of the isolated kidney - The influence of pulse pressure upon renal function. *Am. J. Physiol.*, v.27, p.24-44, 1910.
- IATRIDIS, E., CHAN, T. An evaluation of vortex, centrifugal and roller pump systems. In: *INTERNATIONAL WORKSHOP ON ROTARY BLOOD PUMPS*, 2, 1991, Viena. *Proceedings...* Viena: University of Viena, 2nd Department of Surgery, 1991. 197p. p.123-131.
- JACOBJ, C: Ein Beitrag zur Technik der kunstlichen Durchblutung uberlebender Organe. *Arch. f. exp. Path. u. Pharm.*, v.36, p.330-348, 1895.

- JARVIK, R. System considerations favoring rotary artificial hearts with blood-immersed bearings. *Artif. Org.*, v.19, n.7, p.565-570, 1995.
- JIN, W., CLARK, C. Experimental investigation of unsteady flow behaviour within a sac-type ventricular assist device (vad). *J. Biomechanics*, v.26, n.6, p.697-707, 1993.
- JOHNSTON, G.G., HAMMILL, F.S., JOHANSEN, K.H., MARZEC, U., GERARD, D., DILLEY, R.B., BERNSTEIN, E.F. Prolonged pulsatile and nonpulsatile LV bypass with a centrifugal pump. *TRANS. ASAIO*, v.22, p.323-329, 1976.
- JONES, S.A. A relationship between reynolds stresses and viscous dissipation: implications to red cell damage. *Ann. Biomed. Eng.*, v.23, p.21-28, 1995.
- KERRIGAN, J.P., YAMAZAKI, K., MEYER, R.K., MORI, T., OTAKE, Y., OUTA, E., UMEZU, M., BOROVETZ, H.S., KORMOS, R.L., GRIFFITH, B.P., KOYANAGI, H., ANTAKI, J.F. High-resolution fluorescent particle-tracking flow visualization within an intraventricular axial flow left ventricular assist device. *Artif. Org.*, v.20, n.6, p.534-540, 1996.
- KLETSCHKA, H.D., RAFFERTY, E.H., OLSEN, D.A., CLAUSEN, E.W., HUBBARD, L.C., ROBINSON, A.R., LARSON, W.H. Artificial heart III. Development of efficient atraumatic blood pump. A review of the literature concerning in vitro testing of blood pumps for hemolysis. *Minnesota Medicine* (October), p.757-781, 1975.
- KÖHLER, M., MÜLLER, U. Theoretical and experimental investigations of the laminar flow between a stationary and a rotating disc. *J. Mécanique*, v.10, n.4, p.565-580, 1971.
- KRAMER, C. Studies on flow induced mechanical haemolysis. In: FLUID DYNAMICS OF BLOOD CIRCULATION AND RESPIRATORY FLOW, 65, 1970, Napoli. Proceedings...Neuilly-Sur-Seine:North Atlantic Treaty Organization, Advisory Group for Aerospace Research and Development, 1970, p.5.1-5.8.

- KUROKAWA, J., SAKUMA, M. Flow in a narrow gap along an enclosed rotating disk with through-flow. *Japan Society of Mechanical Engineers International Journal*, v.31, n.2, p.243-251, 1988.
- LANCE, G.N., ROGERS, M.H. The axially symmetric flow of viscous fluid between two infinite rotating disks. *Proc. Royal Soc. London*, v. A266, p.109-121, 1962.
- LANGE, N.A. *Manuale di Chimica*. Firenze: USES, 1970.
- LANGER, C.A., PRATA, A.T., FERREIRA, R.T.S. Separação e bifurcação de escoamentos em difusores radiais. In: ENCONTRO NACIONAL DE CIÊNCIAS TÉRMICAS - ENCIT, 3, 1990, Florianópolis. *Anais...Florianópolis:UFSC*, Departamento de Engenharia Mecânica, 1990. p.357-362.
- LANGER, C.A., PRATA, A.T., FERREIRA, R.T.S. Transferência de calor em escoamentos radiais. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA MECÂNICA - COBEM, 12, 1993, Brasília. *Anais...* Brasília:Universidade de Brasília, Departamento de Engenharia Mecânica, 1993. p.625-628.
- LEVERETT, L.B.; HELLUMS, J.D.; ALFREY, C.P.; LYNCH, E.C. Red blood cell damage by shear stress. *Biophys. J*, v.12, p.257-273, 1972.
- LEVINSON, M.M., COPELAND, J.G., SMITH, R.G. Indexes of hemolysis in human recipients of the Jarvik 7 total artificial heart: A cooperative report of 15 patients. *J. Heart Transplantation*, v.5, p.236, 1986.
- LICHTENSTEIN, O., DINNAR, U. Experimental analysis of pulsatile flow through elastic collapsible tubes: application to cardiac assist device. *TRANS. ASME - J. Biomech. Eng.*, v.112, p.75-79, 1990.
- LYNCH, M.F., PETERSON, D., BAKER, V. Centrifugal blood pumping for open heart surgery. *Minn. Medicine*, (september), p.536-537, 1978.

- MAGOVERN, G.J., PARK, S.B., MAHER, T.D. Use of a centrifugal pump without anticoagulants for postoperative left ventricular assist. *World J. Surg.*, v.9, p.25-36, 1985.
- MALISKA, C.R. *Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional*. Rio de Janeiro:LTC - Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., 1995.
- MELLOR, G.L., CHAPPLE, P.J., STOKES, V.K. On the flow between a rotating and a stationary disk. *J. Fluid Mech.* v.31(part 1), p.95-112, 1968.
- MESANA, T.; MORITA, S.; TRINKL, J.; DEMUNCK, J.L.; GAUTHIER, T.; AUCOMTE, F.; HAVLIK, P.; MONTIÈS, J.R. Experimental use of a semipulsatile rotary blood pump for cardiopulmonary bypass. *Artif. Org.*, v.19, n.7, p.734-738, 1995.
- MILLER, G.E., ETTER, B.D., DORSI, J.M. A multiple disk centrifugal pump as a blood flow device. *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, v.17, n.2, p.157-163, 1990.
- MOCHIZUKI, S., INOUE, T. Self-sustained flow oscillations and heat transfer in radial flow through co-rotating parallel disks. *Exp. Therm. Fluid. Sci.*, v.3, p.242-248, 1990.
- MONTEVECCHI, F.M., INZOLI, F., REDAELLI A., MAMMANA, M. Preliminary design and optimization of an ECC blood pump by means of a parametric approach. *Artif. Org.*, v.19, n.7, p. 685-690, 1995.
- MONTIÈS, J.R., HAVLIK, P., MESANA, T., TRINKL, J., TOURRES, J.L., DEMUNCK, J.L. Development of the Marseilles pulsatile rotary blood pump for permanent implantable left ventricular assistance. *Artif. Org.*, v.18, n.7, p.506-511, 1995.
- MORSI, Yon S. On the uncertainty of laser and thermal anemometry measurement techniques used in prosthetic heart valves research. In: THE WASEDA INTERNATIONAL CONGRESS OF MODELING AND SIMULATION TECHNOLOGY FOR ARTIFICIAL ORGANS, 1996, Tóquio. *Proceedings*...Tóquio:Waseda University, 1996. 130 p. p.40-41.

- MURATA, S., MIYAKE, Y., IEMOTO, Y., AKAZAWA, H., SAGAWA, S., FUJITA, H., YAMAJI, C. A study on a disk friction pump (2nd report, experiments on flow through corotating disks and pump performance). *Bulletin of the Japanese Society of Mechanical Engineers*, v.19, n.136, p.1160-1171, 1976.
- NAKAZAWA, T., MAKINOUCI, K., TAKAMI, Y., GLUECK, J., TAKATANI, S., NOSE, Y. Modification of a pivot bearing system on a compact centrifugal pump. *Artif. Org.*, v.20, n.3, p.258-263, 1996.
- NICHOLS, W.W., O'ROURKE, M.F. *Blood flow in arteries*. London: Edward Arnold, 3<sup>a</sup> Ed., 1990.
- NISHIMURA, K., PARK, C., AKAMATSU, T., YAMADA, T., BAN, T. Development of a magnetically suspended centrifugal pump as a cardiac assist device for long-term application. *ASAIO J.*, v.42, n.1, p.68-71, 1996.
- NOON, G.P. Bio-medicus ventricular assistance. *Ann. Thorac. Surg.*, v.52, p.180-181, 1991.
- NOON, G.P., SEKELA, M.E., GLUECK, J., COLEMAN, C.L., FELDMAN, L. Comparison of Delphin and BioMedicus pumps. *TRANS. ASAIO*, v.36, p.M616-M619, 1990.
- NORMAN, J.C. Mechanical ventricular assistance: a review. *Artif. Org.*, v.5, n.2, p.103-117, 1981.
- NORMAN, J.C., BERNHARD, W.F. Criteria, protocols and reporting forms for initial left ventricular assist device clinical trials. *Bulletin of the Texas Heart Institute*, v.2, n.3, p.438-458, 1975.
- NOSE, Y. Can we develop a totally implantable rotary blood pump ? *Artif. Organs*, v.19, n.7, p.561-562, 1995.

- OHTSUBO, S., SHORT, D., NOON, G., SCHEININ, S., SUEOKA, A., NOSÉ, Y. Comparative patient outcome analyses between Nikkiso and Biomedicus centrifugal pumps. *Artif. Org.*, v.20, n.1, p.70, 1996 (abstract).
- OKU, T., HARASAKI, H., SMITH, W., NOSÉ, Y. A comparative study of four nonpulsatile pumps. *TRANS. ASAIO*, v.34, p.500-504, 1988.
- OHMURA, K., HISHIDA, K., MAEDA, M. A multi-angle laser-two-focus velocimeter using photo diode arrays. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON LASER TECHNIQUES AND APPLICATIONS IN FLUID MECHANICS, 6, 1992, Lisboa. *Proceedings...Lisboa:Springer-Verlag*, 1993. 534p. p.53-71.
- PALMEN, D.E.M., GIJSEN, F.J.H., VAN DE VOSSE, F.N., JANSSEN, J.D., VAN DONGEN, M.E.H. LDA measurements in a non-stenosed model of the carotid artery bifurcation. In: LASER ANEMOMETRY. ADVANCES AND APPLICATIONS, 2052, 1993, The Netherlands. *Proceedings...Bellingham: International Society for Optical Engineering - SPIE*, 1993. p.291-226.
- PAN, C.H.T. Dynamic analysis of rupture in thin films. I - A noninertial theory. *Trans. ASME - J. Lub. Tech.*, vol.105, p.96-104, 1983.
- PANTON, R.L. *Incompressible Flow*. New York, John Wiley and Sons, 1984.
- PAPANTONIS, D. Numerical prediction of the shear stresses and the mean exposure time for radial flow impellers. In: INTERNATIONAL WORKSHOP ON ROTARY BLOOD PUMPS, 2, 1991, Viena. *Proceedings...Viena: University of Vienna, 2nd Department of Surgery*, 1991. 197p. p.63-69.
- PARNIS, S.M., MACRIS, M. P., JARVIK, R., ROBINSON, J.L., KOLFF, J.W., ANAI, H., FUQUA, J.M., CONGER, J.L., CLOY, M.J., MYERS, T.J., FRAZIER, O.H. Five month survival in a calf supported with an intraventricular axial flow blood pump. *ASAIO J.*, v.41, p.M333-M336, 1995.

- PATANKAR, S.V. *Numerical heat transfer and fluid flow*. Washington: Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
- PATANKAR, S.V., SPALDING, D.B. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, v.15, p.1787, 1972.
- PEARSON, C.E. Numerical solutions for the time-dependent viscous flow between two corotating coaxial disks. *J. Fluid Mech.*, v.21, n.4, p.623-633, 1965.
- PENNINGTON, D.G., SWARTZ, M.T. Assisted Circulation and Mechanical Hearts. Chap. 19. In: *Braunwald - Heart Disease. A Textbook of Cardiovascular Medicine*. 4th ed. New York: Saunders, Vol. 1. (Ed: Braunwald,D), p.535-550, 1992.
- PEUBE, J., KREITH, F. Écoulement permanent d'un fluide visqueux incompressible entre deux disques parallèles en rotation. *J. Mécanique*, v.5, n.2, p.261-286, 1966.
- PHILLIPS W.M., FURKAY, S.S., PIERCE, W.S. Laser Doppler anemometer studies in unsteady ventricular flows. *TRANS. ASAIO*, vol.25, p.56-60, 1979.
- PINOTTI, Marcos Barbosa. *Estudo do escoamento no canal formado por dois discos em rotação*. Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1992. 123p. Tese (Mestrado).
- PINOTTI M., PAONE, N. Estimating mechanical blood trauma in centrifugal blood pump: LDA measurements of the mean velocity field. *Artif. Organs*, vol.20, n.6, p.546-552, 1996.
- PINOTTI, Marcos, PAONE, Nicola, TOMASINI, Enrico P. Laser doppler measurements in a centrifugal ventricular assist device. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON APPLICATIONS OF LASER TECHNIQUES TO FLUID MECHANICS, 7, 1994, Lisboa. *Proceedings...*Lisboa: Instituto Superior Técnico, 1994. p.3.2.1-3.2.5.

- PINOTTI, Marcos, PAONE, Nicola, TOMASINI, Enrico P. Flow field inside a centrifugal blood pump using a laser Doppler velocimetry. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA MECÂNICA - COBEM, 13, 1995, Belo Horizonte. *Anais...Belo Horizonte*: UFMG, Departamento de Engenharia Mecânica, 1995. CD-ROM.
- PINOTTI, Marcos, ROSA, Eugênio S. Computer flow simulation on the performance of parallel corotating disks as a heart assist device. In: MEDITERRANEAN CONFERENCE ON MEDICAL AND BIOLOGICAL ENGINEERING, 1992, Napoli. *Proceedings...Napoli*: Università di Napoli, Dipartimento di Elettronica, 1992a, p.429-432.
- PINOTTI, Marcos, ROSA, Eugênio S. Desenvolvimento Hidrodinâmico em um canal formado por discos paralelos em co-rotação. In: ENCONTRO NACIONAL DE CIÊNCIAS TÉRMICAS - ENCIT, 4, 1992, Rio de Janeiro, *Anais...Rio de Janeiro*: UFRJ, Departamento de Engenharia Mecânica, 1992b, p.100-104
- PINOTTI, M., ROSA, E.S. Computational prediction of hemolysis in a centrifugal ventricular assist device. *Artif. Organs*, v.19, n.3, p.267-273, 1995.
- RAAL, J.D. Radial source flow between parallel disks. *J. Fluid Mech.*, v.85, n.3, p.401-416, 1978.
- RAITHBY, G.D., GALPIN, P.F., VAN DOORMAL, J.P. Prediction of heat and fluid flow in complex geometries using general orthogonal coordinates. *Numer. Heat Transf.*, v.9, p.125-142, 1986.
- RAND, R.P. Mechanical properties of the red cell membrane. II. Viscoelastic breakdown of the membrane. *Biophys. J.*, v.4, p.303-316, 1964
- REDDY, R.C., GOLDSTEIN, A.H., PACELLA, J.J., CATTIVERA, G.R., CLARK, R.E., MAGOVERN, G.J. End organ function with prolonged nonpulsatile circulatory support. *ASAIO J.*, v.41, p.M547-M551, 1995.

- RICE, W. An analytical and experimental investigation of multiple disk pumps and compressors. *TRANS ASME - J. Eng. Power*, p.191-200, 1963.
- RICHARDS, A.N., DRINKER, C.K. An apparatus for the perfusion of isolated organs. *J. Pharm. Exp. Therapy*, v.7, p.467-483, 1915.
- SAKUMA, I., TADOKORO, H., FUKUI, Y., DOHI, T. Flow visualization study on centrifugal blood pump using a high speed video camera. *Artif. Org.*, v.19, n.7, p.665-670, 1995.
- SALLAM, A.M., HWANG, N.H.C. Human red blood cell hemolysis in a turbulent shear flow: contribution of Reynolds shear stresses. *Biorheology*, v.21, p.783-797, 1984.
- SAXTON, G.A., ANDREWS, C.B. An ideal heart pump with hydrodynamic characteristics analogous to the mammalian heart. *TRANS. ASAIO*, v.6, p.288-290, 1960.
- SCHIMA, H., HUBER, L., MELVIN, D., TRUBEL, W., PRODINGER, A., LOSERT, U., THOMA, H., WOLNER, E. Effect of stationary guiding vanes on improvement of the washout behind the rotor in centrifugal blood pumps. *ASAIO J.*, v.38, p.M220-M224, 1992.
- SCHIMA, H., MULLER, M.R., PAPANTONIS, D., SCHLUSCHE, C., HUBER, L., SCHMIDT, C., TRUBEL, W., THOMA, H., LOSERT, U., WOLNER, E. Minimization of hemolysis in centrifugal blood pumps: influence of different geometries. *Int. J. Art. Org.*, v.16, n.7, p.521-529, 1993.
- SCHIMA, H.; MULLER, M.R.; TSANGARIS, S.; GHEISEDER, G.; SCHLUSCHE, C.; LOSERT, U.; THOMA, H.; WOLNER, E. Mechanical blood traumatization by tubing and throttles in In Vitro pump tests: Experimental results and implications for hemolysis theory. *Artif. Organs*, v.17, n.3, p.164-170, 1993
- SCHMID-SCHÖNBEIN, H.; WELLS, R. Fluid drop-like transition of erythrocytes under shear. *Science*, v.165, p.288-291, 1969

- SEARS, D.A., CROSBY, W.H. Intravascular hemolysis due to intracardiac prosthetic devices. *Am. J. Med.*, v.39, p.341-354, 1965.
- SEZAI, A.; SHIONO, M.; ORIME, Y.; NAKATA, K.; HATA, M.; NEMOTO, M.; SAITOH, T.; SEZAI, Y. Comparison studies of major organ microcirculations under pulsatile- and nonpulsatile-assisted circulations. *Artif. Org.*, v.20, n.2, p.139-142, 1996.
- SHIMONO, T.; MAKINOUCI, K.; NOSE, Y. Total erythrocyte destruction time: The new index for the hemolytic performance of rotary blood pump. *Artif. Org.*, v.19, n.7, p.571-575, 1995.
- SOUZA, L.C.B., JATENE, A.D., PAULISTA, P.P., ABDULMASSIH, C.N., OLIVEIRA, F.B., PIEGAS, L.S., BORGES, J.C. Circulação assistida com um novo tipo de bomba. *Arq. Bras. Cardiol.*, Supl.1, p.211-219, setembro, 1979.
- SPENCER, F.C., EISEMAN, B., TRINKLE, J.K., ROSSI, N.P. Assisted circulation for cardiac failure following intracardiac surgery with cardiopulmonary bypass. *J. Thorac. Cardiovasc. Surg.*, v.49, n.1, p.56-73, 1965.
- SUKEHIRO, S., FLAMENG, W. Effects of left ventricular assist for cardiogenic shock on cardiac function and organ blood flow distribution. *Ann. Thorac. Surg.*, v.50, p.374-383, 1990.
- SUTERA, S.P., MEHRJARDI, M.H. Deformation and fragmentation of human red blood cells in turbulent shear flow. *Biophys. J.*, v.15, p.1-10, 1975.
- STUCKEY, J.H., NEWMAN, M.M., DENNIS, C., BERG, E.H., GOODMAN, S.E., FRIES, C.C., KARLSON, K.E., BLUMENFELD, M., WEITZNER, S.W., BINDER, L.S., WINSTON, A. The use of the heart-lung machine in selected cases of acute myocardial infarction. *Surg. Forum*, v.8, p.342-344, 1957.
- STEWARTSON, K. On the flow between two rotating coaxial disks. *Proc. Cambridge Philos. Soc.* v.49, p.333-341, 1953.

- SZERI, A.Z., ADAMS, M.L. Laminar throughflow between closely spaced disks. *J. Fluid Mech.* v.86, n.1, p.1-14, 1978.
- TAMAGAWA, M., AKAMATSU, T., SAITOH, K. Prediction of hemolysis in turbulent shear orifice flow. *Artif. Org.*, v.20, n.6, p.553-559, 1996.
- TANAKA, S., YAMAMOTO, S., YAMAKOSHI, K., KAMIYA, A. A compact centrifugal blood pump for extracorporeal circulation: design and performance. *Trans. ASME - J. Biomech. Eng.* v.109, p.272-278, 1987.
- TATSUMI, E., TODA, K., TAENAKA, Y., MIYAZAKI, K., MASUZAWA, T., NAKATANI, T., BABA, Y., YAGURA, A., EYA, K., WAKISAKA, Y., TOMINAGA, M.E., CHOI, W., TAKANO, H. Acute phase responses of vasoactive hormones to nonpulsatile systemic circulation. *ASAIO J.*, v.41, p.M460-M465, 1995.
- TESLA, NIKOLA. Turbine. United States Patent N° 1061206, May 6, 1913.
- TIPLER, P.A. *Physics*. New York: Worth Publishers. 1978.
- TREICHLER, J., ROSENOW, S.E., DAMM, G., NAITO, K., OHARA, Y., MIZUGUCHI, K., MAKINOUCI, K., TAKATANI, S., NOSE, Y. A fluid dynamic analysis of a rotary blood pump for design improvement. *Artif. Organs*, v.17, n.9, p.797-808, 1993.
- TU, Y. Depletion and retention of fluid on a rotating disk. *Trans. ASME - J. Lub. Tech.*, v.105, p.625-629, 1983.
- TZENG, H.M., MUNCE, A.C., CRAWFORTH, L. Quantitative visualization of surface flows on rotating disks. *Trans. ASME - J. Fluid. Eng.*, v.116, p.494-498, 1994.
- VALLE, Ramón Molina. *Escoamento laminar em placas de orificio. Análise teórica e experimental em regime permanente e transiente*. Florianópolis: Universidade Federal de Santa Catarina, 1995. 227p. Tese (Doutorado).

- VAN ALLEN, C.M. A pump for clinical and laboratory purposes which employs the milking principle. *Journal of the American Medical Association*, v.98, n.21, p.1805-1806, 1932.
- VAN DOORMAL, J.P., RAITHBY, G.D. Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows. *Numer. Heat Transf.*, v.7, p.147-163, 1984.
- VASILAKIS, A., ROZAR, G.E., HILL, R.C., MURRAY, G.F. Left atrial to femoral arterial bypass using the biomedicus pump for operations of the thoracic aorta. *Am. Surg.*, v.56, n.12, p.802-805, 1990.
- VON KÁRMÁN, T. Über laminare und turbulente Reibung. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, v.1, n.4, p.233-252, 1921.
- WAKABAYASHI, A., CONNOLLY, J.E. Prolonged extracorporeal left ventricular bypass. *Adv. Cardiol.* v.6, (Eds: Bartlett,R.H., Drinker, P.A., Galletti, P.M.), p.144-156, 1971.
- WARSI, Z.U.A. *Fluid dynamics. Theoretical and computational approaches*. Boca Raton: CRC Press, 1993.
- WASIKAWA, Y., NAKATANI, T., ANAI, K., TAENAKA, Y., TATSUMI, E., MASUZAWA, T., BABA, Y., EYA, K., TODA, K., TOMINAGA, M., CHOI, W.W., TAKANO, H. A two stage axial flow pump. New approach to reduction of hemolysis. *ASAIO J.*, v.41, p.584-587, 1995.
- WIMMER, M. Viscous flows and instabilities near rotating bodies. *Prog. Aerospace Sci.*, v.25, p.43-103, 1988.
- WITHINGTON, P.S.; GRAHAM, T.R.; MEIKLE, R.J.; ALLAN, A.; MARRINAN, M.T., LEWIS, C.T.. In vitro evaluation of an implantable left ventricular assist device. *J. Med. Eng. Tech.*, v.15, n.2, p.68-71, 1991.
- WHITE, F.M. *Viscous fluid flow*. New York: McGraw-Hill, 1991.

WURZINGER, L.J., OPTIZ, R., ECKSTEIN, H. Mechanical blood trauma: An overview. *Angiologie*, v.38, n.3, p.81-97, 1986.

YEH, Y., CUMMINS, H.Z. Localized fluid flow measurements with an He-Ne laser spectrometer. *Appl. Phys. Lett.*, v.4, n.10, p.176-178, 1964.

YELESWARAPU, K.K.; ANTAKI, J.A.; KAMENEVA, M.V.; RAJAGOPAL, K.R. A mathematical model for shear-induced hemolysis. *Artif. Org.*, v.19, n.7, p.576-582, 1995.

ZHAO, Y., LIEBER, B.B. LDA measurements of merging flow in a model symmetric curved junction. In: LASER ANEMOMETRY. ADVANCES AND APPLICATIONS, 2052, 1993, The Netherlands. *Proceedings...*Bellingham:International Society for Optical Engineering - SPIE, 1993. p.227-233.

#### **FONTES CONSULTADAS**

ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS, Rio de Janeiro. NBR 6023, Referências bibliográficas. Rio de Janeiro, 1989. 9p.

ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS, Rio de Janeiro. NBR 10520, Apresentação de citações em documentos. Rio de Janeiro, 1990. 2p.

UNICAMP - COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO DA FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA, Campinas. Roteiro para apresentação de teses na FEM. Campinas, 1995. 17p.

## ANEXO A

# DETALHES DA IMPLEMENTAÇÃO COMPUTACIONAL DAS SUBROTINAS DE GERAÇÃO DA MALHA COMPUTACIONAL E DO ALGORITMO SIMPLEC.

### A.1 - GERAÇÃO DA MALHA COMPUTACIONAL

#### A.1.1 - Verificação da ortogonalidade das linhas da grade

O processo iterativo de geração da malha ortogonal pode ser visto como um processo de minimização de um parâmetro  $\beta$ , definido como,

$$\beta = 90 - \alpha \quad (\text{A.1})$$

onde  $\alpha$  é o ângulo formado pelo cruzamento de duas linhas coordenadas.

Nota-se, na Eq.A.1, que para uma malha ortogonal o valor de  $\beta$  deve ser nulo. Porém, para malhas grosseiras, o gerador de malhas não será capaz de satisfazer completamente a ortogonalidade das linhas, gerando as chamadas malhas quase-ortogonais. A Tab. A.1 mostra qual a evolução do parâmetro  $\beta$  ao se refinar a malha.

Tab.A.1 - Variação do parâmetro  $\beta$  (valor máximo de todos os nós) em função do refinamento da malha computacional.

Malha	$ \beta _{\text{máx}}$ [graus]
11 x 11	2
21 x 11	1,5
61 x 11	1,1

O ângulo  $\alpha$  foi calculado utilizando a lei dos cosenos, ou seja,

$$\alpha = \arccos\left(\frac{\vec{A} \cdot \vec{B}}{|\vec{A}| \cdot |\vec{B}|}\right) \quad (\text{A.2})$$

onde  $\vec{A} = \langle a_1, a_2 \rangle$  e  $\vec{B} = \langle b_1, b_2 \rangle$  e  $a_1, a_2, b_1$  e  $b_2$  estão representados na Fig.A.1, a seguir,

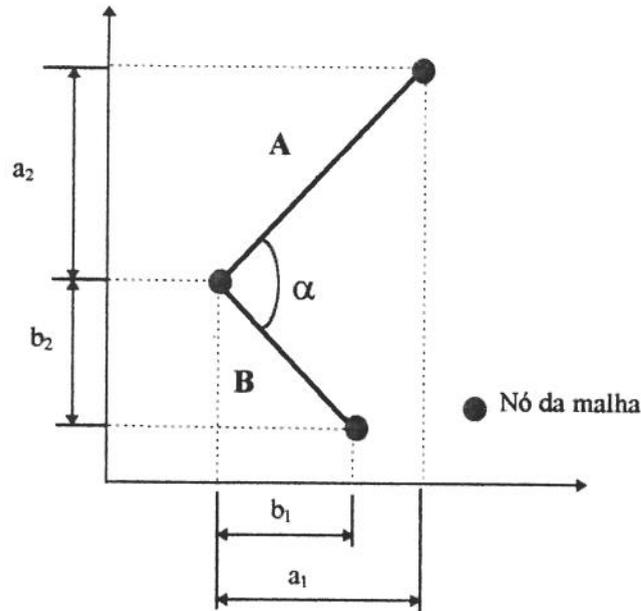


Fig A.1 - Vetores A e B que representam as posições de um determinado nó da malha aos seus vizinhos.

## A.2 FLUXOGRAMA DO PROGRAMA UTILIZADO PARA RESOLVER AS EQUAÇÕES GOVERNANTES

O programa computacional, preparado para resolver as equações governantes do escoamento utilizando o método SIMPLIC (VAN DOORMAL e RAITHBY, 1984), foi implementado em linguagem FORTRAN (F32 FORTRAN Power Station, Microsoft, licença n.250-051AV100) em ambiente WINDOWS®. O programa desenvolvido é composto por três módulos principais: Módulo de Geração da Malha Ortogonal, Módulo de Resolução das Equações e Módulo de Visualização.

Os Módulos de Resolução das Equações e de Visualização são apresentados sucintamente, a seguir.

### A.2.1 Módulo de Resolução das Equações

A Fig.A.2 mostra o fluxograma do Módulo de Resolução das Equações

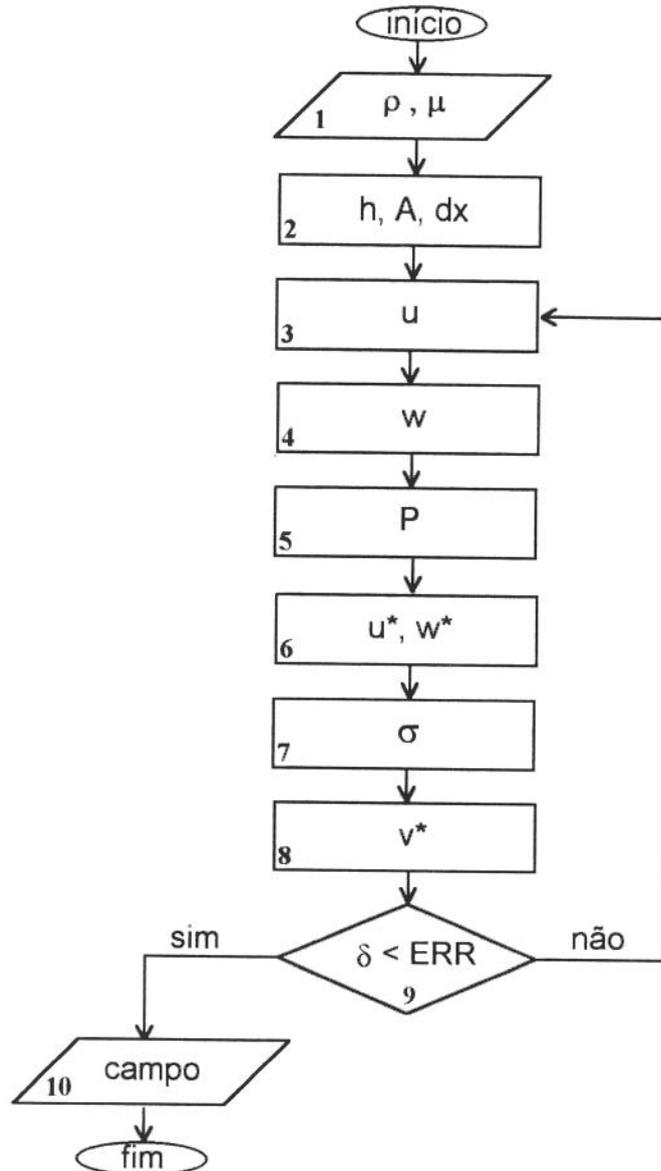


Fig.A.2 - Fluxograma do Módulo utilizado para resolver as equações governantes.

Comentários sobre cada passo (número à esquerda dos elementos gráficos) estão organizados, a seguir:

1. ENTRADA DE DADOS. Densidade e viscosidade dinâmica do fluido, tamanho da malha computacional, matriz das coordenadas  $x,y$  dos pontos nodais, critério de convergência e número máximo de iterações a executar caso o critério de convergência não seja satisfeito.

O critério de convergência (ERR) era comparado com o máximo módulo da diferença entre os valores dos campos das componentes  $u$  e  $w$  em cada ponto nodal, tomados da iteração atual e da iteração anterior. As equações A.3 a A.5 ilustram a determinação das grandezas a serem comparadas com ERR.

$$ERRO_u = AMAX|ABS(u_{ij} - u_{ij}^0)| \quad (A.3)$$

$$ERRO_w = AMAX|ABS(w_{ij} - w_{ij}^0)| \quad (A.4)$$

$$ERRO_{max} = AMAX|ERRO_u, ERRO_w| \quad (A.5)$$

Nas simulações  $ERR = 10^{-9}$ , valor que, ao final do processo de iteração, foi suficiente para que o máximo resíduo individual da conservação da massa de cada V.C. fosse da ordem de  $10^{-14}$  [kg s<sup>-1</sup>] e o balanço global da conservação da massa entre a entrada e saída do canal não superasse  $10^{-23}$  [kg s<sup>-1</sup>].

2. Cálculo das métricas da transformação ( $h_1$ ,  $h_2$  e  $h_3$ ), das áreas de cada face dos volumes de controle e das distâncias relativas entre cada ponto nodal, a partir das informações obtidas da matriz das coordenadas  $x,y$  dos pontos nodais.
3. Cálculo dos coeficientes da equação discretizada e determinação do campo de  $u$ .
4. Cálculo dos coeficientes da equação discretizada e determinação do campo de  $w$ .
5. Determinação do campo de pressão.
6. Correção dos campos de velocidade  $u$  e  $w$ .
7. Cálculo das tensões normais e de cisalhamento.
8. Determinação do campo de velocidade tangencial.
9. Verificação dos critérios de parada.
10. Armazenamento dos campos de velocidade, de pressão e de tensão, para uso posterior no Módulo de Visualização.

### A.2.2 Módulo de Visualização

O programa de visualização foi implementado em FORTRAN, utilizando os recursos gráficos fornecidos junto com o compilador.

O pós-processamento foi projetado para aumentar a concentração de pontos a serem desenhados na tela. Este aumento de pontos foi obtido fazendo-se uma interpolação linear entre os pontos gerados pelo Módulo de Resolução das Equações. O novo conjunto de pontos era codificado em 11 diferentes níveis de cores para representação na tela gráfica ou na impressora. Para obter a máxima resolução possível de níveis de cores, o programa detectava os valores máximo e mínimo do campo da variável a ser visualizada, sendo estes tomados como limites superior e inferior da legenda do código de cores, respectivamente. Para uma melhor compreensão da estrutura do escoamento, o valor zero era destacado nos níveis apresentados na legenda, podendo-se identificar claramente a fronteira, na representação do campo, onde a variável mudava de sinal.

## ANEXO B

### PROJETO, CONSTRUÇÃO E DETERMINAÇÃO DAS INCERTEZAS EXPERIMENTAIS DE UM DISPOSITIVO PARA MEDIR ÍNDICE DE REFRAÇÃO DE LÍQUIDOS.

Segundo os princípios da ótica, a propagação de um feixe luminoso possui três características básicas (HECHT, 1989): (a) a luz se propaga em linhas retas através de feixes; (b) quando estes feixes são refletidos por uma superfície lisa, o ângulo de incidência e o ângulo de reflexão são iguais; (c) quando um feixe atravessa a interface entre dois meios com diferentes índices de refração, o feixe é desviado. Este desvio angular pode ser relacionado aos índices de refração de cada meio pela Lei de Snell,

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\text{sen}(\alpha)}{\text{sen}(\beta)} \quad (\text{B.1})$$

onde,  $n_1$  e  $n_2$  são os índices de refração,  $\alpha$  é o ângulo de incidência e  $\beta$  é o ângulo de refração.

A Fig.B.1, abaixo, mostra um feixe sendo desviado quando passa do meio 1 para o meio 2. Por meio da Lei de Snell (Eq.B.1), pode-se deduzir que o índice de refração do meio 2 é maior que o do meio 1.

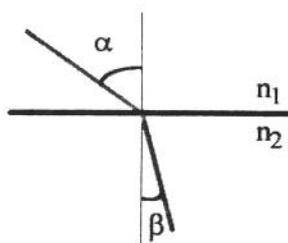


Fig.B.1 - Feixe luminoso cruzando a fronteira entre dois meios com diferentes índices de refração (neste caso específico,  $n_2 > n_1$ ).

Se o índice de refração de um dos meios é conhecido (por exemplo, ar,  $n = 1$ ), a determinação do índice de refração do outro meio depende somente da medição do ângulo de incidência ( $\alpha$ ) e do ângulo de refração ( $\beta$ ) de um feixe passando do meio de  $n$  conhecido para o meio com  $n$  desconhecido. Existem dois métodos distintos para a medição destes ângulos experimentalmente, o Método Direto e o Método Indireto.

O Método Direto requer a instalação de um goniômetro no local do experimento para medição dos ângulos ou, alternativamente, a utilização dos recursos de uma fotografia que permita registrar o feixe de luz incidente e o que sofreu refração, obtendo os ângulos de incidência e refração após processar as imagens. Para obter os ângulos  $\alpha$  e  $\beta$  utilizando o Método Indireto, as grandezas  $h$ ,  $g$ ,  $x$  e  $p$ , que aparecem na Fig.B.2.

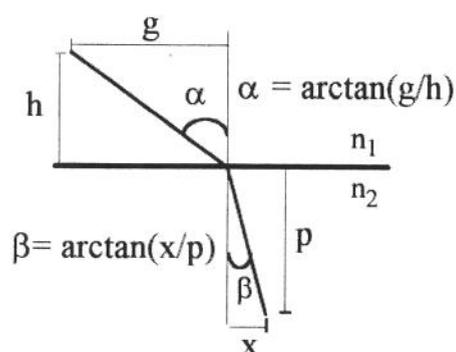


Fig.B.2 - Método Indireto. Os ângulos de incidência e refração são obtidos através da medida de comprimentos.

A decisão de se construir um aparato experimental baseado no Método Direto ou Indireto estava relacionada à precisão com a qual se poderia obter para o índice de refração do líquido em teste. Para auxiliar nesta decisão, foi realizado um estudo analítico para a determinação das incertezas associadas a cada um dos métodos. Invocando a teoria da propagação dos erros experimentais (HOLMAN, 1994), poderia parecer, à primeira vista, que o Método Direto forneceria níveis de incertezas experimentais menores do que aquelas estimadas para o Método Indireto. Porém, o fato de que é possível controlar as dimensões utilizadas na determinação indireta do ângulo para proporcionar erros percentuais baixos, foi o ponto de partida deste estudo.

Em relação ao Método Direto sabe-se, devido à prática de laboratório, que é difícil obter medidas diretas de ângulos utilizando goniômetros com uma incerteza menor do que 1

grau, a não ser que se tenha disponível um goniômetro de precisão. Por este motivo, assumiu-se que a incerteza na medida dos ângulos de incidência e refração seja de 1 grau. Outra fonte de erro foi o desvio angular ( $\theta$ ) entre a linha de referência para a medida dos ângulos e da normal à superfície do fluido. A Fig.B.3 mostra a situação ideal e seus possíveis desvios.  $\alpha$  e  $\beta$  são os ângulos efetivamente medidos e  $\alpha'$  e  $\beta'$  são os valores corretos para os ângulos de incidência e refração, respectivamente.

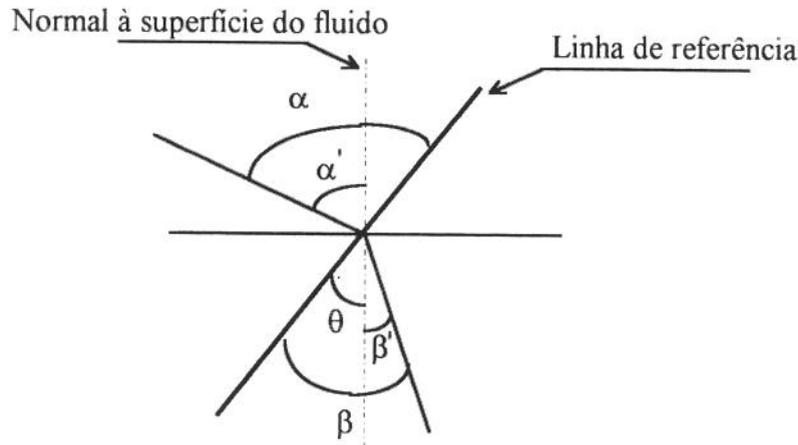


Fig.B.3 - Desvio angular da linha de referência adotada para a medida dos ângulos da normal à superfície do fluido.

Os ângulos  $\alpha$  e  $\beta$  podem ser escritos em função de  $\alpha'$ ,  $\beta'$  e  $\theta$ , como segue,

$$\alpha = \alpha' \pm \theta ; \quad \beta = \beta' \pm \theta \quad (\text{B.2})$$

Pode-se relacionar o índice de refração,  $n$ , aos ângulos de incidência e refração utilizando a Eq.B.2 e a Lei de Snell,

$$n = \frac{\text{sen}(\alpha \pm \theta)}{\text{sen}(\beta \pm \theta)} \quad (\text{B.3})$$

Se considerarmos  $\Delta\alpha$ ,  $\Delta\beta$  e  $\Delta\theta$  como as incertezas experimentais de  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\theta$ , respectivamente, pode-se demonstrar que a incerteza,  $E$ , na determinação de  $n$  é,

$$E = \sqrt{\left(\frac{\partial n}{\partial \alpha}\right)^2 \cdot \Delta\alpha^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial \beta}\right)^2 \cdot \Delta\beta^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial \theta}\right)^2 \cdot \Delta\theta^2} \quad (\text{B.4})$$

Após a determinação das derivadas parciais e utilizando-se a Lei de Snell ( $\text{sen}\beta = \text{sen}\alpha/n$ ) para eliminar o ângulo de refração ( $\beta$ ) dos cálculos, é possível expressar as derivadas parciais somente em função de  $n$  e  $\alpha$ .

$$\left(\frac{\partial n}{\partial \alpha}\right)^2 = \frac{n^2}{\tan^2 \alpha} \quad (\text{B.5})$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial \beta}\right)^2 = \frac{n^2}{\text{sen}^2 \alpha} \left[ 1 - \left(\frac{\text{sen} \alpha}{n}\right)^2 \right] \quad (\text{B.6})$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial \theta}\right)^2 = \frac{n^4}{\text{sen}^2 \alpha} \left[ \sqrt{1 - \left(\frac{\text{sen} \alpha}{n}\right)^2} - \frac{\cos \alpha}{n} \right]^2 \quad (\text{B.7})$$

Substituindo-se as equações B.5-B.7 na Eq.B.4, é possível ter uma equação que expresse o erro em função do índice de refração e do ângulo de incidência. A Fig.B.4, abaixo, mostra o resultado dos cálculos de E (em %) para ângulos de incidência variando de 10 a 89 graus e para três índices de refração distintos (1,3; 1,5 e 1,7).

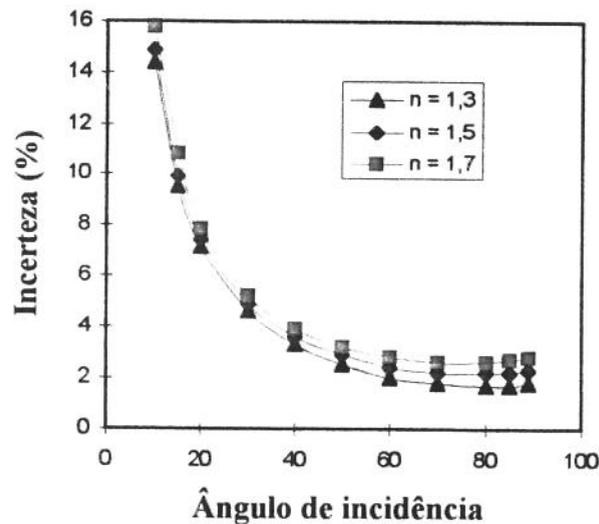


Fig.B.4 - Variação da incerteza (E) em função do ângulo de incidência ( $\alpha$ ) e do índice de refração (n).

Nota-se que existe um ângulo de incidência que minimiza a incerteza experimental. Este ângulo de incidência ótimo está na faixa entre 70 e 80 graus para os três valores de  $n$  testados.

A técnica do Método Indireto está baseada no uso de relações trigonométricas básicas para obter os ângulos de incidência e refração. Portanto, os ângulos não serão obtidos por um goniômetro mas pelo uso de medidas de comprimento (teoricamente medidas lineares de distâncias são mais precisas que medidas de ângulos). Infelizmente, não é possível expressar o desvio angular da linha de referência da medida dos ângulos em relação à normal da superfície do fluido somente em função de distâncias. A Fig.B.5 mostra as grandezas que são necessárias para a obtenção dos ângulos  $\alpha$  e  $\beta$  para a determinação do índice de refração, utilizando o Método Indireto, e os desvios que podem ocorrer com a linha de referência em relação ao eixo óptico adequado à medida (normal à superfície do fluido). É interessante notar que o número de variáveis que devem ser controladas é bem maior do que no caso anterior. Os ângulos de incidência e refração observados podem ser escritos em função dos ângulos de incidência e refração reais ( $\alpha'$  e  $\beta'$ , respectivamente) e do desvio da linha de referência ( $k$  e  $\theta$ ),

$$\alpha = \alpha' + \theta; \quad \beta = \beta' + \theta; \quad g = g' + h\theta + k; \quad x = x' + p\theta - k \quad (\text{B.8})$$

Os ângulos  $\alpha$  e  $\beta$  podem ser escritos em função das distâncias  $g$ ,  $h$  e  $p$ .

$$\text{sen } \alpha' = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{h}{g'}\right)^2 + 1}} \quad (\text{B.9})$$

$$\text{sen } \beta' = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{p}{x'}\right)^2 + 1}} \quad (\text{B.10})$$

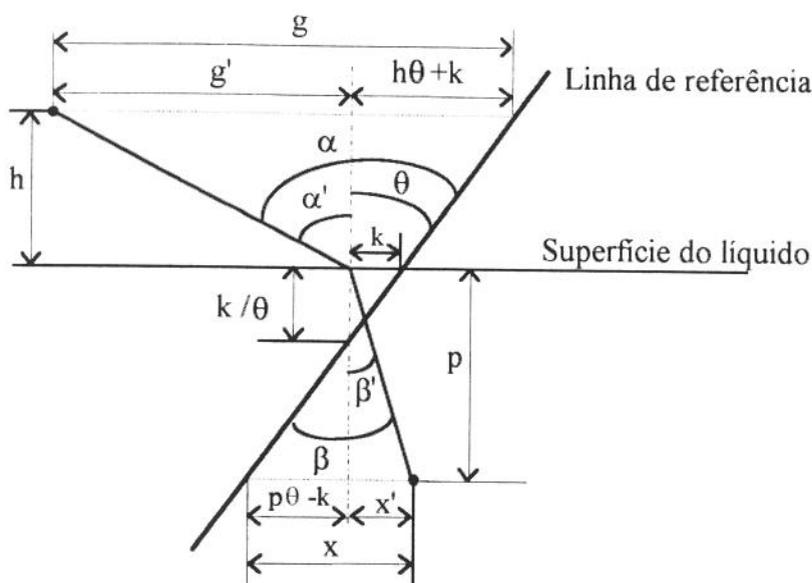


Fig.B.5 - Os possíveis desvios da linha de referência decorrentes do uso do Método Indireto.

Baseando-se nas equações acima, a Lei de Snell pode ser expressa em termos das medidas de comprimento,

$$n = \frac{\sqrt{\left(\frac{p}{x - p \cdot \theta + k}\right)^2 + 1}}{\sqrt{\left(\frac{h}{g - h \cdot \theta - k}\right)^2 + 1}} \quad (\text{B.11})$$

Assumindo que  $\Delta p$ ,  $\Delta h$ ,  $\Delta x$ ,  $\Delta g$ ,  $\Delta k$  e  $\Delta \theta$  são os erros para  $p$ ,  $h$ ,  $x$ ,  $g$ ,  $k$  e  $\theta$ , respectivamente, é possível obter uma expressão para o erro do índice de refração,

$$E = \sqrt{\left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)^2 \Delta x^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial p}\right)^2 \Delta p^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial g}\right)^2 \Delta g^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial h}\right)^2 \Delta h^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial \theta}\right)^2 \Delta \theta^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial k}\right)^2 \Delta k^2} \quad (\text{B.12})$$

É possível expressar as derivadas da Eq.B.12 em termos de  $n$ ,  $x$ ,  $g$  and  $\alpha$ ,

$$\left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)^2 = \frac{\text{sen}^4 \alpha}{n^2 x^2} \cdot \left(\frac{n^2}{\text{sen}^2 \alpha} - 1\right)^2 \quad (\text{B.13})$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial p}\right)^2 = \frac{\text{sen}^4 \alpha}{n^2 x^2} \cdot \left(\frac{n^2}{\text{sen}^2 \alpha} - 1\right) \quad (\text{B.14})$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial g}\right)^2 = \frac{n^4 \operatorname{sen}^4 \alpha}{g^2} \cdot \left(\frac{1}{\operatorname{sen}^2 \alpha} - 1\right)^2 \quad (\text{B.15})$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial g}\right)^2 = \frac{n^4 \operatorname{sen}^4 \alpha}{g^2} \cdot \left(\frac{1}{\operatorname{sen}^2 \alpha} - 1\right) \quad (\text{B.16})$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial \theta}\right)^2 = \left[ \frac{\operatorname{sen}^2 \alpha}{n} \cdot \sqrt{\left(\frac{n^2}{\operatorname{sen}^2 \alpha} - 1\right)^3} - n^2 \operatorname{sen}^2 \alpha \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{\operatorname{sen}^2 \alpha} - 1\right)^3} \right]^2 \quad (\text{B.17})$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial k}\right)^2 = \left[ \frac{\operatorname{sen}^2 \alpha}{nx} \cdot \left(\frac{n^2}{\operatorname{sen}^2 \alpha} - 1\right) - \frac{n \cdot \operatorname{sen}^2 \alpha}{g} \cdot \left(\frac{1}{\operatorname{sen}^2 \alpha} - 1\right) \right]^2 \quad (\text{B.18})$$

Assumindo que a incerteza experimental das medidas de comprimento era de 1 milímetro (considerando a incerteza do diâmetro do feixe do laser) e que, nas medidas de ângulo, a incerteza era de 1 grau, foi possível comparar as incertezas experimentais decorrentes dos dois métodos para uma situação hipotética ( $\alpha = 70^\circ$ ). O valor para o ângulo de incidência de 70 graus foi escolhido porque minimiza o erro no caso do Método Direto. Este ângulo de incidência foi facilmente obtido utilizando o primeiro método, porém a determinação da combinação das distâncias  $g$ ,  $h$ ,  $x$  e  $p$ , que minimiza a incerteza na obtenção do índice de refração, é discutida a seguir.

Nas equações B.13 a B.18, pode-se observar que quase todas as derivadas parciais são inversamente proporcionais a  $x$  ou a  $g$  (distância usada para o cálculo dos ângulos de refração e incidência, respectivamente). Quando  $x$  e  $g$  aumentam, a incerteza experimental diminui. Para determinar o comportamento da incerteza experimental em função dos valores de  $x$  e  $g$ , foram realizados cálculos utilizando  $x$  e  $g$  na faixa entre 100 e 1000 milímetros.

A Fig.B.6 mostra as incertezas obtidas para três situações-teste, utilizando o Método Direto (MD), o Método Indireto com a pior combinação de  $x$  e  $g$  (MIP) e o Método Indireto com a melhor combinação de  $x$  e  $g$  (MIM). A figura revela que as incertezas experimentais determinadas para o Método Indireto são menores em relação àquelas determinadas para o Método Direto. Utilizando estas informações, decidiu-se construir o dispositivo para medida do índice de refração do fluido de trabalho utilizando o Método Indireto.

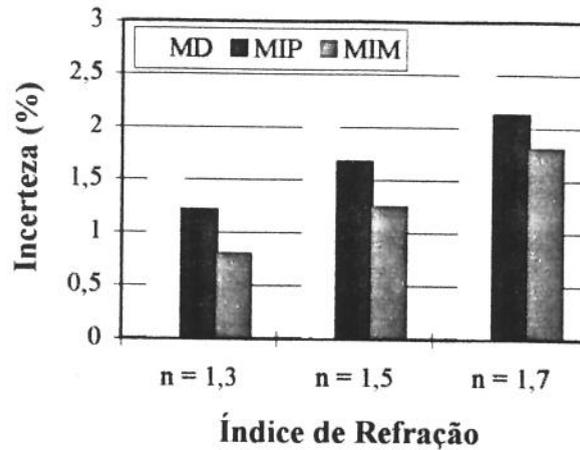


Fig.B.6 - Comparação entre as incertezas experimentais previstas para o Método Direto e para o Método Indireto, utilizando a pior ( $x = g = 100$  mm) e a melhor ( $x = g = 1000$  mm) situações.

Uma vez determinado o método a ser utilizado na determinação do índice de refração do líquido em questão, restava especificar o procedimento experimental. Um feixe laser seria apontado de forma a cruzar uma câmara transparente cheia com o fluido de teste. A inclinação do feixe laser em relação ao plano normal à superfície do fluido seria conhecida. O índice de refração seria determinado medindo-se o deslocamento do feixe a uma determinada distância abaixo da superfície do fluido.

A configuração ótima desta câmara foi determinada através de algumas suposições. O ângulo de incidência foi mantido sempre a 70 graus e nenhuma dimensão deveria ultrapassar 500 milímetros (maneira de se minimizar o volume da amostra do fluido). A escolha do ângulo de incidência fixo em 70 graus foi por dois motivos básicos. O primeiro tem a ver com a simplificação do método de procura das dimensões ótimas, uma vez que elimina uma das variáveis do problema, e o segundo motivo é que os estudos do Método Direto demonstraram que este ângulo minimiza a incerteza experimental, otimizando o desvio do feixe no interior do líquido. Conhecendo-se o valor do ângulo de incidência ( $\alpha$ ), a grandeza  $h$  (ver Fig.B.5) pode ser expressa em função de  $g$  da seguinte forma,

$$h = g \cdot \sqrt{\frac{1}{\sin^2 \alpha} - 1} \quad (\text{B.19})$$

Da mesma forma pode-se relacionar  $p$  com  $x$ ,

$$p = x \cdot \sqrt{\frac{n^2}{\sin^2 \alpha} - 1} \quad (\text{B.20})$$

A incerteza experimental (E) na determinação do índice de refração (n) depende dos valores de g, x, n e  $\alpha$ ,

$$E = f(g, x, n, \alpha) \quad (\text{B.21})$$

Para obter as dimensões ótimas da câmara de medida, foi necessário encontrar g e x que minimizassem a função objetivo E (para n e  $\alpha$  conhecidos). Uma maneira alternativa de se determinarem as dimensões ótimas para a câmara de medida foi redefinir a função objetivo a ser minimizada, da seguinte forma,

$$x = f(E, g, n, \alpha) \quad (\text{B.22})$$

Esta nova função permitiu encontrar x em função de g, para valores pré-definidos da incerteza experimental (E) e ângulo de incidência ( $\alpha$ ), e uma estimativa do índice de refração (n). Tal procedimento mostrou-se o mais adequado para a determinação das dimensões da câmara de medida. A Fig.B.7 indica como variaram as dimensões x e g para três níveis de incerteza, para um ângulo de incidência de 70 graus e um índice de refração esperado de 1,5.

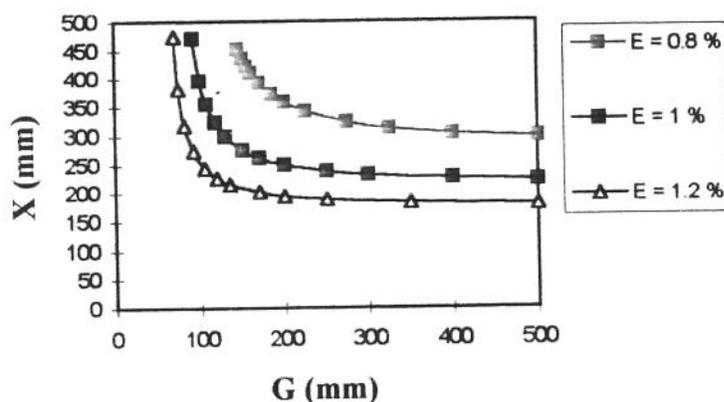


Fig.B.7 - Curvas de incerteza experimental constante (E) em função das dimensões x e g da câmara de medida para  $\alpha = 70$  e  $n = 1,5$ .

De posse das informações geradas pelo estudo descrito anteriormente, foi possível projetar e construir um dispositivo para medir índice de refração de líquidos na faixa de 1,3 a 1,7. A Fig.B.8 mostra as dimensões do dispositivo e a Fig.B.9, de forma esquemática, o feixe

de laser atravessando a câmara de medida e todas as linhas de referência utilizadas na determinação de  $n$ .

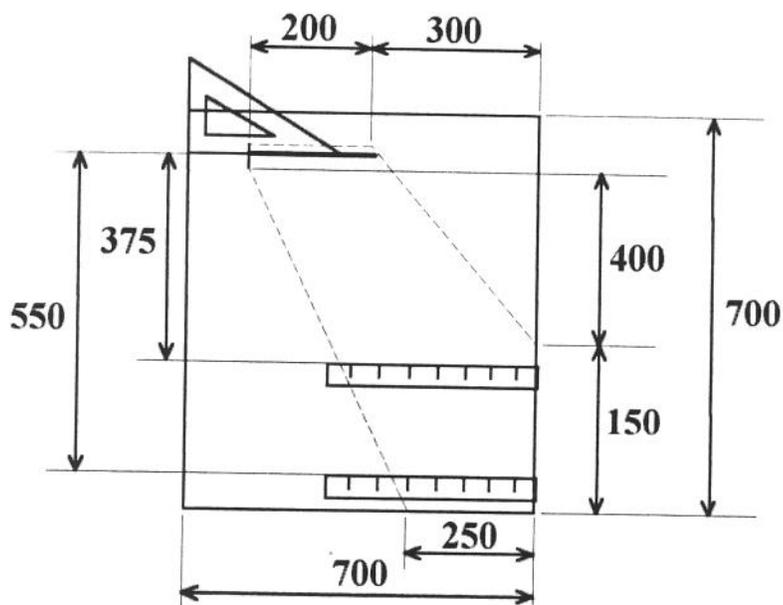


Fig.B.8 - Dispositivo para medir o índice de refração do fluido de trabalho com suas dimensões principais.

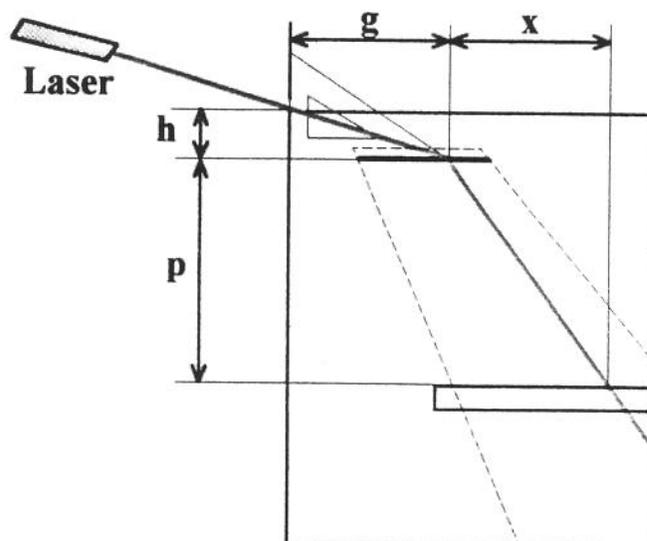


Fig.B.9 - Dispositivo para medir o índice de refração do fluido de trabalho. A câmara em forma de trapézio (linha pontilhada) contém a amostra do fluido. Esta forma foi escolhida visando minimizar o volume de fluido necessário para as medidas.

A eficácia e a precisão do dispositivo foram comprovadas experimentalmente ao se compararem o índice de refração obtido usando a câmara de medida e o valor disponível na literatura para o índice de refração da água destilada ( $n_{\text{água}} = 1,33$ , TIPLER 1978). O valor de

n obtido foi de  $1,336 \pm 0,006$ ; exibindo um nível de incerteza experimental satisfatório. A Fig.B.10 reproduz medidas sucessivas do índice de refração utilizando o dispositivo para verificar a repetibilidade das medições.

Uma vez estabelecida a técnica de medida do índice de refração, o próximo passo foi determinar qual fluido de trabalho possuía o mesmo índice de refração do material de que era feito a bomba centrífuga. Além disso, dado que tal fluido desempenharia o papel do sangue, seria desejável também conhecer suas propriedades de transporte (densidade e viscosidade).

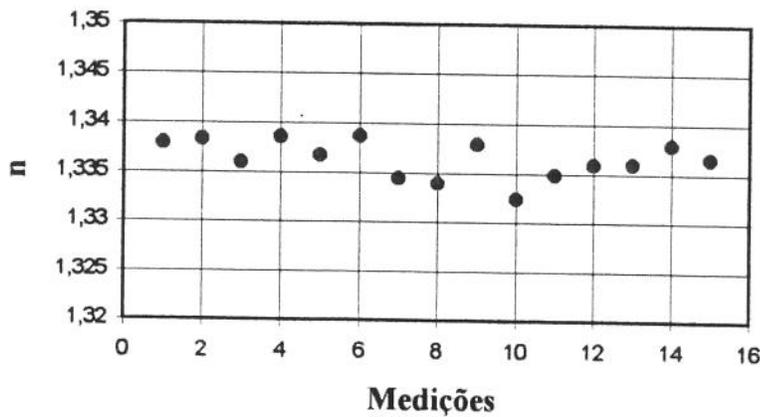


Fig.10B - Medidas sucessivas do índice de refração de uma amostra de água. O dispositivo desenvolvido corresponde às expectativas de precisão e repetibilidade.

O Policarbonato, material de que é feito a bomba, possui um índice de refração entre 1,48 e 1,49. Na literatura, são descritos alguns fluidos que substituem o sangue em testes de performance *in vitro*, todos eles baseados na mistura água e glicerina. A tabela B.1 dá um panorama geral destes fluidos, conhecidos como fluidos análogos ao sangue<sup>1</sup>, para testes *in vitro*. Observa-se que o fluido de trabalho que atende melhor às especificações do casamento dos índices de refração e de viscosidade cinemática semelhantes é a mistura de solução aquosa de NaI e glicerina.

<sup>1</sup> *Blood analog fluid*, em inglês.

Tabela B.1 - Composição, viscosidade cinemática e índice de refração de fluidos análogos ao sangue descritos na literatura.

Composição	Viscosidade cinemática [ $m^2 s^{-1}$ ]	Índice de refração
água 60% glicerina 40% <sup>1</sup>	$3,58 \times 10^{-6}$	1,389
água 64% glicerina 36% <sup>2,3</sup>	$2,99 \times 10^{-6}$	1,378
água 46% glicerina 54% <sup>4</sup>	$6,3 \times 10^{-6}$	1,411
Sol. NaI 79% glicerina 20% água 1% <sup>5,6</sup>	$2,5 \times 10^{-6}$	1,486
água 29% tiocianato de potássio 71% <sup>7</sup>	$2,2 \times 10^{-6}$	1,491
separan 0.02% água 96% propanol 4% <sup>8</sup>	$3,50 \times 10^{-6}$	1,334

<sup>1</sup>PHILIPS *et al.*, 1979; <sup>2</sup>TANAKA *et al.*, 1987; <sup>3</sup>TREICHLER *et al.*, 1993; <sup>4</sup>ZHAO e LIEBER, 1993; <sup>5</sup>BALDWIN *et al.*, 1994; <sup>6</sup>PINOTTI *et al.*, 1994; <sup>7</sup>PALMEN *et al.*, 1993; <sup>8</sup>JIN e CLARK, 1992.

As propriedades das composições das quatro primeiras linhas, apresentadas na Tabela B.1, foram obtidas experimentalmente em Ancona. O índice de refração (n) foi obtido utilizando o dispositivo descrito neste anexo. A viscosidade cinemática foi obtida da razão entre a viscosidade absoluta e a densidade. A densidade foi obtida dividindo-se a massa de fluido presente em um volume pré-determinado. A massa do recipiente e do conjunto recipiente mais fluido foram obtidos utilizando uma balança analítica (precisão 1/10000 gramas) e o volume ( $10 \text{ ml} \pm 0,05$  a  $20^\circ\text{C}$ ) foi obtido por um recipiente calibrado de vidro. As medidas foram conduzidas à temperatura de  $20^\circ\text{C}$  ( $\pm 1^\circ\text{C}$ ) no *Istituto di Scienze Fisiche e della Terra* da Universidade de Ancona. A viscosidade foi obtida por um rotoviscosímetro (HAAKE RV20) do tipo *Searle* (cilindros concêntricos, girando o cilindro interno) no *Dipartimento di Biochimica* da Universidade de Ancona. A viscosidade absoluta foi obtida impondo taxas de deformação de 200, 1000 e 2000  $s^{-1}$ .