

KAZUTO KAWAKITA

**ESTUDO SOBRE ESCOAMENTOS CRÍTICOS
EM MICROORIFÍCIOS E CAPILARES**

Tese apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São
Paulo para a obtenção do título de
Doutor em Engenharia.

São Paulo

1999

KAZUTO KAWAKITA

**ESTUDO SOBRE ESCOAMENTOS CRÍTICOS
EM MICROORIFÍCIOS E CAPILARES**

Tese apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São
Paulo para obtenção do título de
Doutor em Engenharia.

Área de Concentração:
Engenharia Mecânica

Orientador:
Marcos Tadeu Pereira

1999

À memória de meu pai.

AGRADECIMENTOS

Ao orientador, Prof. Dr. Marcos Tadeu Pereira, pelo estímulo dado quando da definição do tema, pela liberdade que me proporcionou para o desenvolvimento do trabalho de investigação e pela clareza com que dirigiu a organização das idéias.

Ao IPT, pela disponibilização de suas instalações laboratoriais para a realização dos experimentos, e pela permissão de empregar uma parte do meu tempo para as atividades relacionadas à esta tese.

À FINEP-PADCT, pelos financiamentos que possibilitaram a aquisição de grande parte da instrumentação utilizada neste trabalho, sem a qual, certamente seria impossível a sua realização.

Ao LSI da POLI pelas fotografias em MEV e pelas medições de rugosidade, à Divisão de Engenharia Mecânica da POLI pela permissão na utilização do FLUENT, e à Bird Precision pela doação de parte dos orifícios de rubi utilizados.

Aos professores Pimenta, Jabardo e Zerbini, com os quais tive a oportunidade discutir os alguns dos fenômenos observados.

Aos amigos do IPT e da USP que me incentivaram, alguns dos quais compartilharam a diletante jornada de um doutoramento.

A todos os técnicos do IPT que direta e indiretamente auxiliaram no trabalho, em especial ao Francisco, na condução sempre segura de parte dos ensaios, e ao Ismael, na assistência prestada quando da montagem do aparato experimental.

Agradeço profundamente aos amigos do Laboratório de Vazão do IPT que, pelo esforço e contribuição de cada um, se sobrecarregaram em suas atribuições diárias, possibilitando o meu afastamento para a atividade acadêmica.

À Luciana agradeço pela presteza com que me ajudou nas fotos e na preparação dos capilares, ao Nilson pela leitura do texto, ao Mário Gongora pela cessão das lâminas de cerâmica verde utilizadas na investigação.

Um especial agradecimento ao engenheiro e amigo Paulo Jabardo, pela dedicação com que auxiliou nos trabalhos computacionais, na edição e revisão do texto, e pelas inúmeras discussões críticas que enriqueceram o trabalho.

Finalmente, à Margareth, minha esposa, pelo seu apoio e compreensão, minha profunda e eterna gratidão. Ao meus filhos, Renato e Paula, minhas desculpas pelos incontáveis dias em que se privaram da presença do pai. A eles, portanto, dedico este trabalho.

À
CPG/EPUSP

ERRATA

Tese de: doutorado

Autor: KAZUTO KAWAKITA

Orientador: Prof. Dr. MARCOS TADEU PEREIRA

Título da tese: ESTUDO SOBRE ESCOAMENTOS CRÍTICOS EM MICROORIFÍCIOS E
CAPILARES

Data da defesa: 03.11.1999

PÁG.	LOCAL	ONDE SE LÊ	LEIA-SE
	Lista de símbolos	f coeficiente de atrito	f coeficiente de atrito de Fanning
78	Item 4.3.2, 1 ^o §	... o vácuo de montante foi estabelecido o vácuo de jusante foi estabelecido ...
78	Item 4.3.2, 1 ^o §	... o vácuo de montante foi estabelecido o vácuo de jusante foi estabelecido ...
79	Item 4.3.2, 2 ^o §	... regular o vácuo de montante para os regular o vácuo de jusante para os ...
93	Item 5.2.2, 1 ^o §	... uma posição à esquerda do ponto a uma posição à direita do ponto a ...
97	Figura 5.7	$\frac{T_0}{T} = \left[1 + \frac{k-1}{k} M^2 \right]$ $\frac{P_0}{P} = \left[1 + \frac{k-1}{k} M^2 \right]^{\frac{k}{k-1}}$ $\frac{\rho_0}{\rho} = \left[1 + \frac{k-1}{k} M^2 \right]^{\frac{1}{k-1}}$	$\frac{T_0}{T} = \left[1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right]$ $\frac{P_0}{P} = \left[1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right]^{\frac{k}{k-1}}$ $\frac{\rho_0}{\rho} = \left[1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right]^{\frac{1}{k-1}}$
97	Figura 5.7	$T_1 = T_0 / \left[1 + \frac{k-1}{k} M_1^2 \right]$ $P_1 = P_0 / \left[1 + \frac{k-1}{k} M_1^2 \right]^{\frac{k}{k-1}}$ $\rho_1 = \rho_0 / \left[1 + \frac{k-1}{k} M_1^2 \right]^{\frac{1}{k-1}}$	$T_1 = T_0 / \left[1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right]$ $P_1 = P_0 / \left[1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right]^{\frac{k}{k-1}}$ $\rho_1 = \rho_0 / \left[1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right]^{\frac{1}{k-1}}$



Prof. Dr. Marcos Tadeu Pereira

SUMÁRIO

Lista de tabelas	
Lista de figuras	
Lista de abreviaturas	
Lista de símbolos	
RESUMO	
“ABSTRACT”	
1. INTRODUÇÃO	1
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
2.1 Pesquisas sobre escoamentos críticos em orifícios, bocais e condutos	9
2.2 Pesquisas sobre a aplicação de escoamentos críticos na medição e controle de vazão de gás	25
2.3 Observações acerca da revisão bibliográfica	38
3. MICRODISPOSITIVOS UTILIZADOS NA INVESTIGAÇÃO	40
3.1 Microdispositivos fabricados em rubi	40
3.1.1 Fixação dos microdispositivos de rubi	41
3.1.2 Relação dos microdispositivos de rubi utilizados na investigação	42
3.2 Microdispositivos construídos utilizando a tecnologia de cerâmicas verdes	43
3.2.1 Processo de fabricação dos microorifícios em cerâmica verde	44
3.2.2 Fixação dos microdispositivos de cerâmica verde	45
3.2.3 Relação dos microdispositivos de cerâmica verde utilizados na investigação	46
3.3 Tubos capilares em aço inoxidável	47
3.3.1 Processo de construção das amostras de tubos capilares	47
3.3.2 Relação das amostras de tubos capilares	49
3.3.3 Medição do diâmetro interno do tubo capilar	50
3.3.4 Determinação da rugosidade interna do tubo capilar	52
3.4 Determinação do diâmetro interno dos microorifícios e capilares	55

4. APARATO EXPERIMENTAL, INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA	56
4.1 O aparato experimental	56
4.1.1 Aparato experimental para operação sob regime pressurizado	56
4.1.2 Aparato experimental para operação sob vácuo	61
4.2 Instrumentação	63
4.3 Metodologia experimental	75
4.3.1 Ensaio sob regime de pressurização	75
4.3.2 Ensaio sob regime de vácuo	78
5. MODELOS E FUNDAMENTOS TEÓRICOS	81
5.1 Modelo físico	81
5.2 Fundamentos teóricos	85
5.2.1 Representação gráfica do escoamento de Fanno	90
5.2.2 Bloqueio do escoamento por atrito	93
5.2.3 O modelo bocal convergente-duto de área constante	93
5.3 Modelo numérico	98
6. RESULTADOS E DISCUSSÃO	100
6.1 Microorifícios de rubi	103
6.1.1 Aspectos construtivos das amostras de rubi	104
6.1.2 Resultados experimentais obtidos para as amostras de rubi	113
6.1.2.1 Vazão volumétrica referida às condições de estagnação	116
6.1.2.2 Vazão em massa	129
6.1.2.3 Coeficiente de descarga	134
6.1.2.4 Número de Reynolds	142
6.1.3 Análise de parâmetros estimados a partir da aplicação do modelo teórico para as amostras de rubi	144

6.1.3.1 Mach na seção de saída em função do Mach na seção de entrada	144
6.1.3.2 Temperatura na seção de saída em função da relação de pressões P_v/P_0	147
6.1.3.3 Pressão na seção de saída em função da relação de pressões P_v/P_0	148
6.1.3.4 Massa específica na seção de saída em função da massa específica na seção de entrada	149
6.2 Microorifícios de cerâmica verde	151
6.2.1 Aspectos construtivos dos microorifícios de cerâmica verde	151
6.2.2 Resultados experimentais obtidos para as amostras de cerâmica verde	156
6.2.2.1 Vazão volumétrica referida às condições de estagnação	156
6.2.2.2 Coeficiente de descarga	158
6.2.2.3 Vazão em massa e número de Reynolds	160
6.2.3 Análise de parâmetros estimados a partir da aplicação do modelo teórico para as amostras de cerâmica verde	160
6.3 Capilares de aço inoxidável	162
6.3.1 Aspectos construtivos dos tubos capilares	162
6.3.2 Resultados experimentais obtidos para as amostras de capilar	163
6.3.2.1 Vazão volumétrica referida às condições de estagnação	163
6.3.2.2 Vazão em massa	165
6.3.2.3 Coeficiente de descarga	166
6.3.3 Análise de parâmetros estimados a partir da aplicação do modelo teórico para as amostras de capilar	168
6.3.3.1 Mach na seção de saída em função do Mach na seção de entrada	168
6.3.3.2 Massa específica na seção de saída	170
6.4 Resultados da simulação numérica	172
6.4.1 Validação do modelo numérico	172
6.4.2 Distribuição do campo de velocidades	175
6.4.3 Desenvolvimento do perfil de velocidades	179

7. AVALIAÇÃO DE INCERTEZAS	183
7.1 Incerteza na medição de vazão com o padrão de vazão por pistões com selo de mercúrio e com o medidor padrão mássico	184
7.2 Incerteza na medição de vazão com o medidor padrão do tipo rotor semi-submerso e com o sistema bureta/pipetas	186
7.3 Valores obtidos na avaliação das incertezas de medição de vazão	188
8. CONCLUSÕES	193
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	197
Apêndice A Processo de fabricação dos microorifícios de rubi	
Apêndice B Processo de fabricação da cerâmica verde	
Apêndice C Princípio de operação de um picnômetro a hélio	
Apêndice D Desenhos do conjunto acoplador e do fixador de microdispositivos	
Apêndice E Programas utilizados para a avaliação de incertezas na medição de vazão	

LISTA DE TABELAS

Capítulo 3 MICRODISPOSITIVOS UTILIZADOS NA INVESTIGAÇÃO

Tabela 3.1. Relação dos microdispositivos de rubi utilizados na investigação	42
Tabela 3.2. Relação dos microdispositivos de cerâmica verde utilizados na investigação	46
Tabela 3.3. Relação dos tubos capilares utilizados na investigação	50

Capítulo 4 APARATO EXPERIMENTAL, INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

Tabela 4.1. Medidores de pressão utilizados nos experimentos sob regime pressurizado	71
Tabela 4.2. Medidores de pressão utilizados nos experimentos sob regime de vácuo	71
Tabela 4.3. Relação dos canais utilizados no sistema de aquisição de dados e os respectivos parâmetros medidos	73

Capítulo 5 MODELOS E FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Tabela 5.1. Variação das propriedades no escoamento de Fanno	90
---	----

Capítulo 6 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Tabela 6.1. Relação dos microdispositivos submetidos à investigação experimental	101
Tabela 6.2. Ordem de apresentação dos resultados	102
Tabela 6.3. Propriedades dos gases utilizados na investigação experimental	119
Tabela 6.4. Valores de pressão crítica, temperatura crítica e fator acêntrico para os gases utilizados na investigação	127

Capítulo 7 AVALIAÇÃO DE INCERTEZAS

Tabela 7.1. Avaliação de incertezas na medição de vazão com o medidor padrão de vazão por pistões com selo de mercúrio	189
Tabela 7.2. Avaliação de incertezas na medição de vazão com o medidor padrão de vazão do tipo rotor semi-submerso	190
Tabela 7.3. Avaliação de incertezas na medição de vazão com o medidor padrão tipo bureta	190
Tabela 7.4. Avaliação de incertezas na medição de vazão com o medidor padrão tipo pipeta	191
Tabela 7.5. Avaliação de incertezas na medição de vazão com o medidor padrão de vazão mássico	192

LISTA DE FIGURAS

Capítulo 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Figura 2.1. Padrões de escoamento no jato de saída a partir de um orifício	15
Figura 2.2. Os dispositivos utilizados por Hartshorn e os seus resultados experimentais	17

Capítulo 3 MICRODISPOSITIVOS UTILIZADOS NA INVESTIGAÇÃO

Figura 3.1. Fixação dos microdispositivos de rubi	41
Figura 3.2. Desenho esquemático de um microorifício de rubi tipo	43
Figura 3.3. Processo de furação e corte das pastilhas de cerâmica verde	45
Figura 3.4. Fixação de uma pastilha de cerâmica verde sobre um disco de suporte	46
Figura 3.5. Processo de preparação dos tubos capilares	48
Figura 3.6. Família de tubos capilares de diâmetro interno de 427 μm	49
Figura 3.7. Capilar utilizado na determinação da densidade do aço	50
Figura 3.8. Medição da rugosidade interna do capilar. Amostra 1, $R_a = 16.937 \text{ \AA}$	53
Figura 3.9. Medição da rugosidade interna do capilar. Amostra 2, $R_a = 12.708 \text{ \AA}$	53
Figura 3.10. Medição da rugosidade interna do capilar. Amostra 3, $R_a = 19.280 \text{ \AA}$	54
Figura 3.11. Medição da rugosidade interna do capilar. Amostra 4, $R_a = 16.203 \text{ \AA}$	54
Figura 3.12. Planímetro utilizado na integração das áreas do orifícios	54

Capítulo 4 APARATO EXPERIMENTAL, INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

Figura 4.1. Esquema da unidade experimental para operação sob regime pressurizado	57
Figura 4.2. Unidade experimental para operação sob regime pressurizado	57
Figura 4.3. Conjunto acoplador utilizado na instalação dos microdispositivos	60
Figura 4.4. Fixador de microdispositivos	60
Figura 4.5. Esquema da unidade experimental para operação sob vácuo	62
Figura 4.6. Medidor de vazão de gás do tipo rotor semi-submerso	64
Figura 4.7. Medidor padrão de vazão mássico	66
Figura 4.8. Conjunto de buretas e pipetas utilizadas na medição de baixas vazões de gás	66
Figura 4.9. Manômetro a quartzo utilizado no aparato experimental	70
Figura 4.10. Transdutores de pressão instalados na bancada	70
Figura 4.11. Barômetro eletrônico e o sistema de aquisição de dados	74
Figura 4.12. Medidor de temperatura de ponto de orvalho	74

Capítulo 5 MODELOS E FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Figura 5.1. Configuração física do modelo utilizado	81
Figura 5.2. (a) Visualização de escoamento de água na região de entrada de um tubo de 20 mm, a 1,2 cm/s, e $Re = 240$, método da bolha de hidrogênio, (b) Linhas de corrente na câmara de suprimento	82
Figura 5.3. Modelo de um escoamento unidimensional com atrito	86
Figura 5.4. Curvas de Fanno sobre um diagrama de entalpia-volume específico	91
Figura 5.5. Curvas de Fanno sobre um diagrama entalpia-entropia	91
Figura 5.6. Variação de P , M , h e T em um sistema isoentrópico-Fanno	94
Figura 5.7. Modelo teórico utilizado na investigação	97
Figura 5.8. Malha típica utilizada na simulação numérica referente à amostra $D423L0.60$, de diâmetro $423 \mu\text{m}$ e $L/D 0.60$	99

Capítulo 6 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Figura 6.1.1. Microorifício de rubi $D423L0.60$ ($D=422,6 \mu\text{m}$, $L=254 \mu\text{m}$, $L/D=0,60$).	104
Figura 6.1.2. Microorifício de rubi $D423L0.60$ ($D=422,6 \mu\text{m}$, $L=254 \mu\text{m}$, $L/D=0,60$). Vista inclinada onde é possível observar a relação comprimento/diâmetro.	105
Figura 6.1.3. Microorifício de rubi $D423L0.60$ ($D=422,6 \mu\text{m}$, $L=254 \mu\text{m}$, $L/D=0,60$). Detalhes da borda de entrada em canto-vivo e da rugosidade da superfície interna	105
Figura 6.1.4. Microorifício de rubi $D316L0.80$ ($D=316,3 \mu\text{m}$, $L=254 \mu\text{m}$, $L/D=0,80$). Vista inclinada onde é possível observar a relação comprimento/diâmetro.	106
Figura 6.1.5. Microorifício de rubi $D265L0.96$ ($D=265,0 \mu\text{m}$, $L=254 \mu\text{m}$, $L/D=0,96$). Vista inclinada onde é possível observar a relação comprimento/diâmetro.	106
Figura 6.1.6. Microorifício de rubi $D218L01.2$ ($D=218,1 \mu\text{m}$, $L=254 \mu\text{m}$, $L/D=1,2$). Detalhe da borda de entrada em canto-vivo e da rugosidade da superfície interna	107
Figura 6.1.7. Microorifício de rubi $D170L01.5$ ($D=169,8 \mu\text{m}$, $L=254 \mu\text{m}$, $L/D=1,5$). Vista a partir da face de entrada do gás.	107
Figura 6.1.8. Microorifício de rubi $D113L02.2$ ($D=112,6 \mu\text{m}$, $L=254 \mu\text{m}$, $L/D=2,2$). Vista a partir da face de entrada do gás.	108
Figura 6.1.9. Microorifício de rubi $D100L02.5$ ($D=99,7 \mu\text{m}$, $L=254 \mu\text{m}$, $L/D=2,5$). Vista a partir da face de entrada do gás.	108
Figura 6.1.10. Microorifício de rubi $D086L03.0$ ($D=85,8 \mu\text{m}$, $L=254 \mu\text{m}$, $L/D=3,0$). Vista a partir da face de entrada do gás.	109
Figura 6.1.11. Microorifício de rubi $D076L03.3$ ($D=76,4 \mu\text{m}$, $L=254 \mu\text{m}$, $L/D=3,3$). Observar as marcas decorrentes do processo de furação a laser.	109

Figura 6.1.12. Microorifício de rubi <i>D067L03.8</i> ($D = 67,2 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 3,8$). Observar as marcas decorrentes do processo de furação a laser.	110
Figura 6.1.13. Microorifício de rubi <i>D048L05.3</i> ($D = 48,2 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 5,3$). Detalhes da borda de entrada e da superfície interna.	110
Figura 6.1.14. Microorifício de rubi <i>D034L07.4</i> ($D = 34,3 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 7,4$). Detalhes da borda de entrada e da superfície interna.	111
Figura 6.1.15. Microorifício de rubi <i>D024L011</i> ($D = 24,3 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 11$). Vista a partir da face de entrada do gás.	111
Figura 6.1.16. Microorifício de rubi <i>D024L011</i> ($D = 24,3 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 11$). Detalhes da borda de entrada e da rugosidade da superfície interna.	112
Figura 6.1.17. Microorifício de rubi <i>D016L016</i> ($D = 15,6 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 16$). Detalhes da borda de entrada e da rugosidade da superfície interna.	112
Figura 6.1.18. Planilha de dados e resultados experimentais (amostra <i>D423L0.60</i>).	115
Figura 6.1.19. Vazão volumétrica Q_0 de ar seco referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_v/P_0 (orifícios de rubi, operação sob pressão).	116
Figura 6.1.20. Vazão volumétrica Q_0 de argônio referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_v/P_0 (orifícios de rubi, operação sob pressão).	117
Figura 6.1.21. Vazão volumétrica Q_0 de CO ₂ referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_v/P_0 (orifícios de rubi, operação sob pressão).	117
Figura 6.1.22. Vazão volumétrica Q_0 de hélio referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_v/P_0 (orifícios de rubi, operação sob pressão).	118
Figura 6.1.23. Vazão volumétrica Q_0 de ar referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_v/P_0 (orifícios de rubi, operação sob vácuo).	118
Figura 6.1.24. Vazão Q_0 em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostra <i>D423L0.60</i>).	121
Figura 6.1.25. Desenvolvimento da camada limite a partir do bordo de ataque do microorifício.	123
Figura 6.1.26. Vazão Q_0 em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostra <i>D034L07.4</i>).	126
Figura 6.1.27. Variação do fator de compressibilidade Z_0 em função da pressão absoluta de estagnação P_0 , para uma temperatura $T_0 = 26^\circ\text{C}$	128
Figura 6.1.28. Vazão em massa em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de rubi, operação com ar seco, em regime de pressurização).	129
Figura 6.1.29. Vazão em massa em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de rubi, operação com argônio, em regime de pressurização).	130

Figura 6.1.30.	Vazão em massa em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de rubi, operação com CO ₂ , em regime de pressurização).	130
Figura 6.1.31.	Vazão em massa em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de rubi, operação com hélio, em regime de pressurização).	131
Figura 6.1.32.	Vazão em massa em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de rubi, operação com ar ambiente, em regime de vácuo).	131
Figura 6.1.33.	Vazão em massa em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostra de rubi D034L07.4, operação com ar seco, argônio, CO ₂ e hélio, em regime de pressurização; e ar ambiente, em regime de vácuo).	132
Figura 6.1.34.	Coefficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de rubi, operação com ar seco, em regime de pressurização).	136
Figura 6.1.35.	Coefficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de rubi, operação com argônio, em regime de pressurização).	136
Figura 6.1.36.	Coefficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de rubi, operação com CO ₂ , em regime de pressurização).	137
Figura 6.1.37.	Coefficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de rubi, operação com hélio, em regime de pressurização).	137
Figura 6.1.38.	Coefficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de rubi, operação com ar ambiente, em regime de vácuo).	138
Figura 6.1.39.	Coefficiente de descarga C_d versus a relação de pressões P_v/P_0 (amostra de rubi D423L0.60, operação com ar seco, argônio, CO ₂ e hélio, em regime de pressurização; e ar ambiente, em regime de vácuo).	139
Figura 6.1.40.	Coefficiente de descarga C_d em função do número de Reynolds (amostra de rubi D423L0.60).	141
Figura 6.1.41.	Coefficiente de descarga C_d versus a relação de pressões P_v/P_0 (amostra de rubi D034L07.4, operação com ar seco, argônio, CO ₂ e hélio, em regime de pressurização; e ar ambiente, em regime de vácuo).	141
Figura 6.1.42.	Número de Reynolds em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostra de rubi D423L0.60).	143
Figura 6.1.43.	Número de Reynolds em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostra de rubi D034L07.4).	143
Figura 6.1.44.	Número de Mach na saída M_2 em função do número de Mach na entrada M_1 (amostra de rubi D423L0.60, operação com ar seco, argônio, CO ₂ e hélio, em regime de pressurização; e no vácuo, com ar ambiente). ...	145
Figura 6.1.45.	Número de Mach na saída M_2 em função do número de Mach na entrada M_1 (amostra de rubi D034L07.4, operação com ar seco, argônio, CO ₂ e hélio, em regime de pressurização; e no vácuo, com ar ambiente). ...	146
Figura 6.1.46.	Temperatura na saída T_2 em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostra de rubi D423L0.60).	147
Figura 6.1.47.	Pressão absoluta na saída P_2 em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostra de rubi D423L0.60).	148
Figura 6.1.48.	Pressão absoluta na saída p_2 em função da massa específica na seção de entrada p_1 (amostra de rubi D423L0.60)	150

Figura 6.2.1. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 213 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 3,5 (amostra $D213L03.5$)	152
Figura 6.2.2. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 209 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 3,6 (amostra $D209L03.6$)	152
Figura 6.2.3. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 207 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 3,6 (amostra $D207L03.6$)	153
Figura 6.2.4. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 188 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 4,0 (amostra $D188L04.0$)	153
Figura 6.2.5. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 186 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 4,0 (amostra $D186L04.0$)	154
Figura 6.2.6. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 93 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 8,1 (amostra $D093L08.1$)	154
Figura 6.2.7. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 91 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 8,2 (amostra $D091L08.2$)	155
Figura 6.2.8. Vazão volumétrica Q_0 de ar seco referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_b/P_0 (cerâmica verde, operação sob pressão)	155
Figura 6.2.9. Vazão volumétrica Q_0 em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostra $D186L04.0$ de cerâmica verde, operação com ar, argônio, CO_2 e hélio, sob pressão)	157
Figura 6.2.10. Coeficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de cerâmica verde, operação com gás hélio, em regime de pressurização)	158
Figura 6.2.11. Coeficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_b/P_0 (comparação entre as amostras $D213L03.5$ de cerâmica verde e $D218L01.2$ de rubi, para ar, argônio, CO_2 e hélio, operação sob pressão)	159
Figura 6.2.12. Número de Mach na saída M_2 em função do número de Mach na entrada M_1 (amostra $D209L3.60$)	160
Figura 6.3.1. Fotografia do tubo capilar de aço inoxidável de diâmetro D 427,4 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 8 (amostra $D437L008$)	163
Figura 6.3.2. Vazão volumétrica Q_0 de ar seco referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de capilar, operação sob pressão)	164
Figura 6.3.3. Vazão volumétrica Q_0 de ar ambiente referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de capilar, operação sob vácuo)	165
Figura 6.3.4. Vazão em massa de ar seco em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de capilar, operação sob pressão)	166
Figura 6.3.5. Vazão em massa de ar ambiente em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de capilar, operação sob vácuo)	166
Figura 6.3.6. Coeficiente de descarga C_d em função do número de Reynolds (amostras de capilar, operação com ar seco, em regime de pressurização)	167
Figura 6.3.7. Coeficiente de descarga C_d em função do número de Reynolds (amostras de capilar, operação com ar ambiente, em regime de vácuo)	167
Figura 6.3.8. Número de Mach na saída M_2 em função do número de Mach na entrada M_1 (amostras de capilar, operação sob pressão com ar seco)	169

Figura 6.3.9. Número de Mach na saída M2 em função do número de Mach na entrada M1 (amostras de capilar, operação sob vácuo com ar ambiente) .	169
Figura 6.3.10. Massa específica na seção de saída ρ_2 em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de capilar, operação sob pressão com ar seco) .	171
Figura 6.3.11. Massa específica na seção de saída ρ_2 em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de capilar, operação sob vácuo com ar ambiente)	171
Figura 6.4.1. Comparação dos resultados de vazão volumétrica Q_0 obtidos numérica e experimentalmente. (Amostra D423L0.60, ar, pressão e vácuo)	173
Figura 6.4.2. Comparação dos resultados de vazão volumétrica Q_0 obtidos numérica e experimentalmente. (Amostra D427L016, ar, pressão e vácuo)	174
Figura 6.4.3. Comparação dos resultados de vazão volumétrica Q_0 obtidos numérica e experimentalmente. (Amostra de rubi D016L016, ar, pressão e vácuo) ...	174
Figura 6.4.4. Campo de velocidades para a amostra D423L0.60, de diâmetro $D = 422,6 \mu\text{m}$ e relação $L/D = 0,6$, para a condição de $P_0 = 820 \text{ kPa}$ e $P_B = 0$.	176
Figura 6.4.5. Campo de velocidades para a amostra D423L0.60, de diâmetro $D = 422,6 \mu\text{m}$ e relação $L/D = 0,6$, para a condição de $P_0 = 0 \text{ kPa}$ e $P_B = -83,5 \text{ kPa}$	176
Figura 6.4.6. Campo de velocidades para a amostra D427L016, de diâmetro $D = 427,4 \mu\text{m}$ e relação $L/D = 16$, para a condição de $P_0 = 820 \text{ kPa}$ e $P_B = 0$.	177
Figura 6.4.7. Campo de velocidades para a amostra D016L016, de diâmetro $D = 427,4 \mu\text{m}$ e relação $L/D = 16$, para a condição de $P_0 = 0 \text{ kPa}$ e $P_B = -83,5 \text{ kPa}$	177
Figura 6.4.8. Campo de velocidades para a amostra D016L016, de diâmetro $D = 15,6 \mu\text{m}$ e relação $L/D = 16$, para a condição de $P_0 = 820 \text{ kPa}$ e $P_B = 0$	178
Figura 6.4.9. Campo de velocidades para a amostra D016L016, de diâmetro $D = 15,6 \mu\text{m}$ e relação $L/D = 16$, para a condição de $P_0 = 0 \text{ kPa}$ e $P_B = -83,5 \text{ kPa}$.	178
Figura 6.4.10. Perfis de velocidade para valores de n variando entre 2 e 10	179
Figura 6.4.11. Perfil de velocidades ao longo do orifício de diâmetro $D = 15,6 \mu\text{m}$ e relação $L/D = 16$, para diferentes relações de pressão P_v/P_0 , e operação sob pressão e sob vácuo	181
Figura 6.4.12. Perfil de velocidades ao longo do orifício de diâmetro $D = 427,4 \mu\text{m}$ e relação $L/D = 16$, para diferentes relações de pressão P_v/P_0 , e operação sob pressão e sob vácuo	181

LISTA DE ABREVIATURAS

ASME	American Society of Mechanical Engineers
CSIRO	National Measurement Laboratory, Austrália
IPT	Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo S.A.
ISO	International Standardization Organization
LSI-POLI-USP	Laboratório de Sistemas Integráveis da Escola Politécnica da USP
LTCC	Low Temperature Cofired Ceramics
MEV	Microscópio eletrônico de Varredura
NRLM	National Research Laboratory of Metrology, Japão
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Alemanha
RBC	Rede Brasileira de Calibração

LISTA DE SÍMBOLOS

A	área da seção transversal do orifício ou do capilar
A_j	área da seção transversal do jato
a	velocidade do som no meio
c_p	calor específico a pressão constante
c_v	calor específico a volume constante
D	diâmetro hidráulico interno do orifício ou capilar
D_e	diâmetro externo do tubo capilar
f	coeficiente de atrito
f_m	coeficiente de atrito médio
F_f	força de atrito
h	entalpia por unidade de massa
k	relação de calores específicos ($k = c_p/c_v$)
L	comprimento do orifício ou do capilar
L/D	relação entre o comprimento do orifício ou capilar e o seu diâmetro
L^*	distância a partir da entrada do tubo onde o número de Mach é unitário
$L_{máx}$	comprimento máximo para um escoamento contínuo
\dot{m}	vazão em massa do fluido ($\dot{m} = \rho Q$)
M	Número de Mach ($M = V/a$)
M	Massa molar do gás
P	pressão
P_a	pressão no jato
P_b	pressão no reservatório de descarga
P_0	pressão no reservatório de suprimento
P_b/P_0	relação entre as pressões nos reservatórios de descarga e de suprimento
p_r	pressão reduzida ($p_r = p/p_c$)
p_c	pressão crítica do gás
r_c	raio de curvatura do bocal sônico
Q	vazão volumétrica do fluido
E	calor
R	constante do gás ($R = \mathcal{R}/M$)
\mathcal{R}	constante universal dos gases ($\mathcal{R} = 8314,41 \text{ J/kmol. K}$)
s	entropia por unidade de massa
T	temperatura absoluta
T_r	temperatura reduzida ($T_r = T/T_c$)
T_c	temperatura crítica do gás
v	volume específico do fluido
V	velocidade
x	coordenada cartesiana
g	aceleração da gravidade
$\delta(x)$	espessura da camada limite em uma posição x
ρ	massa específica do gás
ω	fator acêntrico do gás

- a, b referem-se a pontos na curva de Fanno
- τ_w tensão de cisalhamento de parede
- (\cdot)^{*} refere-se ao estado em que $M=1$ para um escoamento adiabático em área constante e com atrito
- (\cdot)₀ refere-se ao estado de estagnação
- (\cdot)₁ refere-se à seção no plano transversal de entrada do orifício ou capilar
- (\cdot)₂ refere-se à seção no plano transversal de saída do orifício ou capilar
- (\cdot)_{a,b,c...} seções no jato

RESUMO

Os objetivos deste trabalho foram o estudo de escoamentos críticos de gases em orifícios e tubos capilares de dimensão reduzida e a comprovação da possibilidade de utilização do fenômeno da blocagem para fins de medição e controle de baixas vazões de gás.

Foram realizadas investigações experimentais utilizando-se um conjunto de 29 microorifícios de seção transversal circular construídos em rubi, cerâmica verde e aço inoxidável, com diâmetros variando na faixa de 16 a 427 μm , e comprimentos de 254 μm a 68 mm, com relações de comprimento pelo diâmetro na faixa de 0,60 a 160.

O trabalho experimental foi desenvolvido utilizando-se ar, argônio, CO₂ e hélio como gases de teste, e os microdispositivos foram submetidos a regimes de operação pressurizada, e sob vácuo, ao longo de relações de P_v/P_0 até da ordem de 0,1.

Os resultados obtidos indicaram que regimes críticos de escoamento são estabelecidos mesmo em elementos de restrição de pequena dimensão, existindo porém uma diferença significativa entre os comportamentos verificados para uma operação sob vácuo e outra sob pressão. A blocagem do escoamento em uma operação sob vácuo é estável e ocorre mesmo em baixos números de Reynolds, da ordem de 40. Entretanto, a blocagem de um escoamento sob uma operação pressurizada é variável, e depende da relação de pressões P_v/P_0 , do fator de compressibilidade do gás utilizado, do fator de atrito e das dimensões do orifício. Em um regime de operação pressurizada, foi possível verificar que quanto menor o diâmetro do orifício, menos estável é o processo de blocagem do escoamento.

Com a finalidade de auxiliar na análise dos fenômenos observados, foi feito uso de um modelo teórico baseado em um escoamento isoentrópico-Fanno, e também foram realizadas simulações numéricas do escoamento, que permitiram verificar que o desenvolvimento do perfil de velocidades é nitidamente diferente nestes dois regimes críticos estudados.

“ABSTRACT”

The goals of this thesis were to study critical flow regimes in orifices and capillaries of reduced dimensions, and to determine the possibility of application of choked flows for the measurement and control of very low gas flowrates.

Experiments were carried out on a set of 29 microorifices with circular cross sections manufactured out of ruby, green ceramics and stainless steel capillaries. The diameter of the orifices ranged from 16 to 427 μm , and the length from 254 μm to 68 mm, resulting in a number of length to diameter ratios ranging from 0,60 through 160.

The microorifices were submitted to tests using different gases: air, argon, helium and carbon dioxide. The back to total pressure ratio P_B/P_0 varied from unity to about 0,1, both under pressure and vacuum operations.

The results show that critical flow is established in flow restriction elements of small dimensions, however its behaviour is quite different for the operation under pressure when compared to an operation under vacuum. The choking, when operating under vacuum, is stable and occurs even in flows with very small Reynolds number (of the order of 40). However, when operated under pressure, the choking condition varies with back to total pressure ratio P_B/P_0 , gas compressibility factor, friction coefficient and orifice dimensions. Under a pressurized operation, it was possible to determine that the smaller the diameter, less stable is the choking.

The analysis of the experimental results were carried out with aid of an isentropic-Fanno model of the flow. Numerical simulations, based on the Navier-Stokes equations were solved, and showed that the velocity profiles development are indeed different in operation under pressure from operation under vacuum.

1. INTRODUÇÃO

A caracterização de escoamentos de fluidos em tubulações, canais e mesmo em ambientes abertos tem sido objeto de investigações teóricas e experimentais desde a antigüidade. Nesse sentido, a miríade de estudos desenvolvidos sobre os mais diversos temas contribuiu de maneira fundamental para o estabelecimento da teoria geral da mecânica dos fluidos clássica e, também, para uma classificação dos escoamentos, por exemplo, em termos de sua viscosidade, velocidade e compressibilidade.

No entanto, com base na pesquisa bibliográfica realizada, verifica-se que o estudo de escoamentos em estruturas de dimensões submilimétricas não tem atraído a mesma atenção dos pesquisadores, talvez como consequência das limitações e dificuldades inerentes à execução de investigações experimentais nestes dispositivos, e também à pouca importância atribuída a estes tipos de escoamento até o momento.

A medição e o controle preciso de microescoamentos de fluidos são necessidades cada vez mais presentes nas atividades científicas e industriais, notadamente em aplicações relacionadas ao controle de processos. Nesse sentido, elas têm se tornado mais evidentes em novas aplicações na criogenia, microeletrônica, processos farmacêuticos, química fina, biotecnologia e, também, na bioengenharia.

Paralelamente, aplicações também estão sendo feitas em indústrias aparentemente bem estabelecidas como resultado da crescente tendência de automação e miniaturização e, também, da necessidade de medição de escoamentos de diferentes fluidos com precisão cada vez maior.

Podem ser citadas como exemplos de aplicação, as realizadas pela indústria automobilística no controle dos sistemas de injeção em motores e na calibração dos bancos de teste de estanqueidade em componentes automotivos; ou mesmo pela

indústria aeroespacial nos sistemas de controle de atitude de satélites, onde quantidades mínimas de um gás armazenado sob alta pressão, necessitam ser transformadas em pequenos jatos que proporcionam as quantidades de movimento desejadas.

Outro exemplo de aplicação de microescoamentos são os microdispositivos fluídicos, que utilizam a própria corrente de fluido para ativar um elemento de controle com a finalidade de desviar ou manipular o escoamento, podendo ser utilizados no controle de mísseis e torpedos, com a grande vantagem de não gerar ruídos eletrônicos. Estruturas de dimensões submilimétricas podem levar ao desenvolvimento de sistemas de controle fluídicos consideravelmente menores e mais leves, uma vez que na medida em que as dimensões dos elementos fluídicos diminui, a sua velocidade de operação aumenta, tornando-os potencialmente úteis a novas aplicações.

A indústria da microeletrônica, por sua vez, tem buscado o desenvolvimento de sistemas de escoamento miniaturizados para criar resfriadores do tipo Joule-Thomson visando a sua utilização na geração de temperaturas criogênicas, necessárias para a operação de alguns tipos de detetores infravermelhos e lasers tipo diodo.

Na indústria química, por sua vez, é comum a necessidade de um controle preciso da vazão dos diversos componentes de uma mistura.

O setor de gases especiais e a área biomédica, entre inúmeros outros, constituem-se em exemplos adicionais onde a medição e o controle preciso de baixas vazões de gás são parâmetros importantes.

Nesse sentido, o trabalho teve como um dos objetivos, investigar e propor uma solução para o problema tecnológico da medição e do controle de baixas vazões de gás, especificamente na faixa de alguns centímetros cúbicos por minuto até da ordem de 30 litros por minuto.

A tecnologia disponível para a medição em vazões acima desta faixa encontra-se já relativamente bem desenvolvida e atende à maioria das necessidades existentes, geralmente com inúmeras opções de equipamentos e instrumentos que se baseiam em diferentes princípios de operação, como por exemplo o volumétrico, o térmico, o ultrassônico, o da pressão diferencial, etc..

Entretanto, as poucas alternativas atualmente conhecidas para o controle e a medição na faixa de baixas vazões utilizam, normalmente, instrumentos de difícil operação, como por exemplo os medidores que se baseiam no princípio do deslocamento de um filme de sabão ao longo de um tubo de vidro vertical, ou medidores com partes móveis sujeitas a desgaste, a exemplo dos medidores de gás do tipo diafragma, ou ainda instrumentos que utilizam o princípio do escoamento laminar em um feixe de pequenos tubos, mas que por incorporar componentes eletrônicos para o tratamento de sinais, os tornam passíveis de uma rápida descalibração.

Para a solução deste problema, é proposta a utilização de elementos críticos de vazão que utilizam o fenômeno da blocagem do escoamento de um gás passando por uma restrição.

De maneira simplificada, a operação de um elemento crítico de vazão pode ser explicada da seguinte maneira: quando o gás é acelerado através de uma restrição, devido aos gradientes de pressão estabelecidos entre a sua entrada e a saída, a sua massa específica diminui e a velocidade aumenta. Esta aceleração pode ocorrer basicamente de três formas, por variação de área, caso dos bocais sônicos, por efeitos de atrito viscoso, caso do escoamento de Fanno, e por processos de troca de calor, no dito escoamento isotérmico de Rayleigh.

Considerando-se que a vazão em massa por unidade de área é uma função de ambos os parâmetros, massa específica e velocidade do fluido, existe, para uma determinada

relação de pressões de entrada e de saída, uma área crítica no elemento de restrição onde o fluxo em massa encontra o seu valor máximo. Nesta seção, a velocidade do fluido atinge o valor da velocidade do som no meio e, sob tais condições, mesmo que se reduza a pressão a jusante deste ponto, não haverá um aumento na vazão volumétrica do fluido. Este tipo de regime de escoamento é denominado escoamento bloqueado ou crítico (*choked* ou *critical flow*).

Com a finalidade de melhor entender o fenômeno quando aplicado a estruturas de dimensões submilimétricas, procurou-se nesta tese desenvolver uma investigação buscando analisar os fatores que influenciam o estabelecimento do regime crítico de escoamento em cada tipo de microdispositivo utilizado.

Considerando-se que o processo de miniaturização é um fator limitante na construção destes elementos de restrição, dificultando sobremaneira a geração de perfis do tipo convergente-divergente encontrados nos bocais, na presente investigação foram utilizados orifícios cilíndricos e tubos capilares de perfil circular, cujo processo de fabricação é comparativamente mais fácil que o dos bocais.

Desta maneira, no presente trabalho, foram utilizados microorifícios e tubos capilares com diâmetros internos na faixa de 16 a 427 μm , apresentando diferentes relações de comprimento/diâmetro, para investigar os fatores que governam o escoamento crítico de gases em microdispositivos deste tipo. Nesse sentido, o trabalho foi desenvolvido nas seguintes direções:

- investigação experimental em microorifícios de rubi, de diâmetros variando entre 16 e 423 μm , e com relações de comprimento pelo diâmetro na faixa de 0,6 a 16. Estes microdispositivos foram testados em diferentes condições de pressurização, utilizando ar seco, argônio, CO_2 , e hélio; e no vácuo, com ar ambiente.

- investigação experimental em microorifícios construídos em cerâmica verde, de diâmetros variando entre 91 e 213 μm , e com relações de comprimento pelo diâmetro na faixa de 3,5 a 8,2. Estes microdispositivos foram testados em diferentes condições de pressurização, utilizando ar seco, argônio, CO_2 , e hélio.
- investigação experimental em uma família de tubos capilares de aço inoxidável, de diâmetro interno igual a 427 μm , e com relações de comprimento pelo diâmetro na faixa de 8 a 160. Os capilares foram testados apenas com ar em diferentes condições de pressão e de vácuo.
- implementação de um modelo teórico baseado em um escoamento do tipo isoentrópico-Fanno, com a finalidade de determinar as propriedades do escoamento através do elemento de restrição.
- simulação numérica de escoamentos através de método computacional objetivando analisar os padrões de escoamento presentes nos diferentes microdispositivos investigados.

Os resultados da tese possuem um potencial de aplicação tecnológica imediata na solução de problemas de medição e de controle de micro e baixas vazões de gás. A originalidade da tese baseia-se não só nas possibilidades ainda não devidamente exploradas de aplicação do fenômeno do escoamento crítico na medição e no controle de baixíssimas vazões de gás, mas também na utilização de materiais não-convencionais como o rubi e a cerâmica verde na fabricação de elementos de restrição.

O aspecto científico inovador baseia-se na aplicação da teoria do escoamento compressível em regime crítico através de microorifícios e capilares que, devido às suas dimensões reduzidas, impõem condições limites em que os efeitos de atrito viscoso,

camada limite, e compressibilidade do gás se tornam importantes no estabelecimento do padrão de escoamento.

A investigação realizada em regimes de operação sob pressão e sob vácuo, foram importantes para o conhecimento das diferenças existentes entre os regimes de escoamento crítico estabelecido nestas duas condições.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

É difícil estabelecer com exatidão o início das pesquisas relacionadas ao estudo de escoamentos críticos de gases através de tubos, orifícios e bocais. Entretanto, Wantzel e Saint Venant foram, provavelmente, os pioneiros no estabelecimento, em 1839, de uma forma geral para a equação de descarga através de um orifício e na elaboração de uma hipótese sobre o regime de escoamento crítico.

A partir da segunda metade do século XIX, houve uma grande profusão de trabalhos de diversos pesquisadores abordando tópicos relacionados ao escoamento de gases em alta velocidade, indicando que a origem das investigações sobre escoamentos compressíveis está intimamente ligada ao advento da revolução industrial. Weisbach (1866), Reynolds (1885), Wilde (1885), Emden (1899), Prandtl (1904, 1907), Hartshorn (1917) e Stanton (1926) foram nomes que contribuíram sobremaneira para um melhor entendimento do fenômeno através de suas investigações teóricas e experimentais acerca do escoamento através de orifícios e bocais.

A partir do final da Segunda Guerra Mundial, houve uma intensificação nas investigações realizadas sobre o tema, movidas, de um lado, por uma melhoria substancial dos recursos laboratoriais com a utilização em larga escala de instrumentação e equipamentos como compressores, bombas de vácuo, turbinas e túneis de vento, e de outro, a competição resultante do desenvolvimento da aerodinâmica, principalmente para fins militares.

Todo este processo resultou em um rápido desenvolvimento da teoria sobre a dinâmica dos gases, sendo que, a partir de então, um grande número de autores publicou obras que abordam, entre outros tópicos, o fenômeno do escoamento crítico em bocais, difusores e condutos.

Consolidaram-se como referências na área, por exemplo, Shapiro (1953, 1954), Liepmann e Roshko (1957), Zucrow e Hoffman (1976) e Anderson (1982, 1984), entre outros.

Mais recentemente, a introdução dos computadores de alta velocidade revolucionou a mecânica dos fluidos analítica tornando possível, através de métodos computacionais, a solução de problemas até então intratáveis.

Impulsionada por esta nova ferramenta, a simulação numérica de problemas em mecânica dos fluidos tornou-se um recurso cada vez mais utilizado pelos pesquisadores, sendo que já há alguns anos, observa-se claramente o prevalectimento do número de pesquisas realizadas em CFD em comparação com as investigações experimentais.

Uma observação de White, F., em seu livro *Viscous Fluid Flow* (1991) resume bem o estado da arte: *“The literature in fluid mechanics is now out of control, too much to keep up with, at least for someone as dedicated as this writer”*.

Assim, em função da amplitude que caracteriza o tema, a pesquisa bibliográfica foi realizada dentro de um amplo espectro, fazendo referência a uma série de trabalhos que abordam direta ou indiretamente os assuntos tratados nesta tese, porém, procurando aprofundar-se somente naqueles julgados mais importantes para o seu desenvolvimento.

Objetivando organizar a sua apresentação, os trabalhos analisados foram agrupados em duas categorias: a primeira, referente à produção científica de cunho teórico e experimental, desenvolvida com o objetivo de investigar os escoamentos compressíveis de gases em orifícios, bocais e condutos, e a segunda, relativa às pesquisas de caráter nitidamente tecnológico, realizadas com base na aplicação do fenômeno do escoamento crítico voltada à medição e ao controle de vazões de gás.

Os comentários sobre os diversos artigos e obras pesquisados são apresentados, dentro do possível, segundo a ordem cronológica de sua publicação.

2.1 Pesquisas sobre escoamentos críticos em orifícios, bocais e condutos

Wantzel e Saint Venant. Em 1839, Wantzel e Saint Venant (1839) estabeleceram a forma geral para o escoamento de um gás a partir de um reservatório comprimido, fluindo através de um orifício para a atmosfera ou para um vaso receptor mantido a uma pressão inferior. Eles elaboraram a hipótese de que a descarga de um fluido compressível sob estas condições apresenta um valor máximo, implicando a presença de um regime de escoamento crítico que se estabelece a partir de uma determinada relação entre as pressões absolutas de jusante e de montante ao orifício.

Nesse sentido, Wantzel e Saint Venant foram os primeiros a propor as equações de descarga nas formas apresentadas na equações (2.1) e (2.2) e, também, a tentar verificar a validade das mesmas experimentalmente. Segundo os mesmos, assumindo-se um escoamento adiabático através do orifício, os valores da velocidade do jato e da vazão do fluido seriam dadas pelas seguintes relações:

$$\frac{V^2}{2} = \frac{k}{k-1} \frac{P_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad (2.1)$$

$$\dot{m} = A_j \sqrt{\frac{2k}{k-1} P_0 \rho_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^k \left[1 - \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (2.2)$$

onde V , P e A_j são, respectivamente, a velocidade, a pressão e a área da seção transversal do jato, k a relação de calores específicos do fluido, e \dot{m} a vazão mássica de descarga. O sufixo $_0$ nas equações refere-se às condições de estagnação dentro do reservatório pressurizado, onde a velocidade V é desprezível.

Preocupados em discutir o valor da vazão teórica, Wantzel e Saint Venant parecem ter ignorado a possibilidade da ocorrência de qualquer variação na área do jato,

concentrando sua atenção somente nas variações da pressão e da velocidade do fluido junto ao plano da última seção do orifício. Nesta seção, torna-se evidente, a partir da equação (2.2), que, P_0 permanecendo constante, na medida em que P diminui, o valor de \dot{m} cresce até um valor máximo quando P alcança o valor de $P_0 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$, referente a uma relação de P/P_0 igual a 0,528 para o caso do ar.

A partir daí, então, segundo Wantzel e Saint Venant, \dot{m} diminuiria indefinidamente com a redução adicional da pressão no orifício, como resultado de uma redução contínua da densidade com a queda da pressão, e do caráter finito da velocidade, conforme evidenciado pela equação (2.1). Se, portanto, a pressão no jato junto ao plano de saída do orifício fosse sensível à pressão do vaso receptor, a conclusão absurda a que se chegaria seria de que a descarga em um vácuo absoluto deveria ser nula. Tal efeito, se ocorresse, contrapor-se-ia totalmente aos resultados práticos verificados, de tal modo que os autores decidiram investigar a questão experimentalmente.

Para esta finalidade, Wantzel e Saint Venant utilizaram um reservatório previamente evacuado e permitiram que o ar ambiente adentrasse ao mesmo por meio de um orifício existente em uma de suas paredes. A vazão de ar foi determinada a partir de observações na pressão e na temperatura do ar no vaso receptor em intervalos de tempo fixos.

Os resultados destes experimentos mostraram que a vazão aumentava na medida em que a relação entre a pressão do receptor (P_b) e a pressão inicial (P_0) era reduzida gradativamente a partir da unidade para um valor próximo a 0,4, mas que, quando este último valor era alcançado, reduções adicionais na pressão do receptor não surtiam nenhum efeito sobre a vazão, que permanecia constante.

Eles concluíram, portanto, que não poderia existir qualquer identidade entre a pressão no receptor e a pressão do jato no plano junto à última seção ou garganta do orifício para valores de P_b/P_0 entre 0,4 e zero.

Stokes. Alguns anos mais tarde, Stokes (1846), revisando os trabalhos de Wantzel e Saint Venant, provou que a hipótese assumida por estes autores de que a pressão no jato formado pelo orifício seria igual à pressão presente no ambiente onde a descarga ocorria não era válida.

Weisbach, Gutermuth e Zeuner. No entanto, as observações feitas por Wantzel e Saint Venant acerca da estabilização da vazão a partir de uma determinada relação entre as pressões de jusante e de montante ao orifício, foram subseqüentemente verificadas experimentalmente por Weisbach (1866) e por Gutermuth (1904), reforçando assim a hipótese da existência de uma condição de escoamento crítico.

É interessante notar que a equação empírica proposta por Fliegner para a vazão em massa de um gás em um regime de escoamento crítico através de uma restrição possuía uma forma idêntica à equação teórica dada por $\dot{m} = \frac{P_0 A_* C_*}{\sqrt{T_0}}$, baseada em uma área crítica (A_*), um coeficiente crítico (C_*), e na pressão e temperatura de estagnação do escoamento na entrada (P_0, T_0). Esta forma simples da equação do escoamento crítico seria derivada teoricamente somente por volta de 1905, por Zeuner (1905).

Wilde. Em 1885, Wilde (1885) constatou a existência do regime de escoamento crítico de ar tanto para o caso da descarga em um reservatório sob vácuo, quanto a partir de um vaso cuja pressão fosse maior que a atmosférica. Wilde observou que a taxa de descarga se tornava constante em valores de P_b/P_0 próximos a 0,5. Sob este aspecto, presume-se que estas pequenas discrepâncias entre os resultados obtidos pelos diferentes pesquisadores poderiam ser atribuídas às diferenças de fabricação existentes entre os orifícios testados, e mesmo entre os sistemas e métodos de medição utilizados nas investigações.

Reynolds. Apesar de diversos trabalhos experimentais terem sido desenvolvidos por diferentes pesquisadores, nenhuma contribuição maior havia sido dada à teoria sobre o escoamento de gases através de orifícios até 1885, quando Osborne Reynolds (1885), que em 1883 já havia demonstrado experimentalmente a existência dos regimes de escoamento laminar e turbulento, e que aparentemente não estava a par do trabalho de Wantzel e Saint Venant, numa tentativa de explicar as observações de Wilde, obteve expressões similares às das equações (2.1) e (2.2) para a velocidade e para a vazão.

Entretanto, Reynolds fez, adicionalmente, duas importantes deduções a partir destas relações e que aparentemente haviam passado despercebidas aos dois pesquisadores. Em primeiro lugar, ao invés de considerar uma queda contínua da pressão na garganta do orifício, Reynolds assumiu uma queda contínua da pressão ao longo do eixo do jato, e considerou o termo da área A na equação (2.2) como uma variável, enquanto \dot{m} e P_0 eram mantidos constantes. Isto, de imediato, levou à condição de $P = P_0 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)}$ em uma seção transversal mínima do jato.

Segundo Reynolds, na medida em que a pressão no vaso receptor fosse gradualmente reduzida a partir de um valor igual àquele no reservatório de suprimento, ou seja a atmosférica, o escoamento característico poderia ser considerado como sendo constituído de uma série de linhas de corrente originando a partir do ambiente externo, convergindo em direção ao orifício e emergindo para dentro do receptor. Inicialmente, isto ocorria na forma de um jato paralelo, a pressão no qual seria praticamente igual àquela no receptor e, então, quando esta pressão tivesse alcançado o valor de

$P = P_0 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)}$, aqui denominada de pressão crítica, o escoamento desenvolvia

uma seção mínima e, em seguida, expandia-se a jusante até que a sua pressão alcançasse o valor da pressão do receptor.

Posteriormente, a partir de considerações que fez acerca da curvatura das linhas de corrente, Reynolds concluiu que a posição de mínima seção ocorria a jusante do plano de saída do orifício.

Em segundo lugar, observando que a velocidade teórica do jato na seção mínima era igual à velocidade do som nas condições presentes na seção, Reynolds percebeu que quando esta velocidade fosse alcançada, nenhuma redução adicional da pressão no vaso receptor poderia afetar a distribuição da pressão e da velocidade a montante da seção mínima, e concluiu que, desse modo, a vazão se manteria constante. O fenômeno do estabelecimento de um regime de vazão constante observado por Wantzel e Saint Venant estava, portanto, explicado em bases teóricas.

É interessante notar que em sua argumentação, Reynolds assumia que, sob um regime de escoamento crítico, a área da seção mínima do jato permanecia inteiramente imune às condições de pressão presentes no vaso receptor. Entretanto, é possível que, quando a velocidade do som fosse atingida, uma redução adicional na pressão do receptor poderia afetar a posição e também o diâmetro da seção mínima então estabelecida. Ignorando, no momento, esta possibilidade, deve ser reconhecido que o trabalho de Reynolds estabeleceu uma base satisfatória para a teoria da descarga de um fluido através de um orifício, proporcionando uma explicação acerca dos fenômenos observados.

Portanto, com base nos resultados obtidos pelos pesquisadores pioneiros, Wantzel e Saint Venant, e posteriormente Wilde, seria possível deduzir que, quando a pressão no vaso receptor fosse da ordem daquele valor teórico para a pressão na seção mínima, isto é, $P_b = 0,528 \cdot P_0$, estabelecia-se uma vazão constante de ar através do orifício. Isto aparentemente confirmava o ponto de vista de Reynolds que dizia que, anteriormente a este estágio, o escoamento consistia de um jato paralelo a uma pressão igual àquela do receptor e, também, reforçava a sua hipótese tácita de que, quando a pressão crítica

tivesse sido atingida no jato e a seção mínima estabelecida, nenhuma redução adicional na pressão do vaso receptor poderia afetar esta área.

No entanto, um problema ainda pendente era a relação entre a pressão no vaso receptor e aquela presente na seção mínima do jato; e sobre isto imaginava-se que a grande quantidade de dados experimentais disponíveis poderia jogar alguma luz sobre a questão. Porém, ao examiná-los constatava-se que todos os trabalhos previamente realizados consistiam de medições da pressão do receptor correspondendo ao início da taxa de descarga constante, e nenhuma medição da pressão no jato parecia haver sido feita.

Emden. Em 1899, Emden (1899) realizou uma investigação experimental acerca das características de jatos de ar gerados a partir de orifícios circulares. Emden utilizou o método de sombreamento de Dvorak, mais conhecido como *shadowgraph*, através do qual uma fonte pontual de luz é utilizada para projetar uma sombra do jato sobre uma tela. Examinando as características das sombras obtidas, Emden observou que, para uma determinada velocidade do jato, era possível visualizar uma série de discos luminosos equidistantes em sua esteira e, que aumentando-se esta velocidade, o espaçamento entre os discos aumentava e também apareciam linhas diagonais conectando as suas extremidades. Em velocidades ainda mais elevadas, os discos gradualmente se desenvolviam para uma formação do tipo asa e as diagonais se tornavam curvas. Estes discos foram identificados por Emden como ondas estacionárias presentes no jato e, segundo ele, apareciam quando a velocidade do escoamento atingia a velocidade do som no meio. Entretanto, as conclusões feitas por Emden de que esta velocidade sônica não poderia ser excedida e que a pressão no jato emergente seria uniforme e igual à ambiente foram posteriormente comprovadas como sendo errôneas por Lord Rayleigh (1916).

Prandtl. Seguindo a linha de pesquisa de Emden, em 1904, Prandtl (1904) formulou uma teoria sobre a formação de ondas estacionárias em jatos. Segundo Prandtl, as ondas estacionárias observadas por Emden se originavam junto à borda externa do orifício, e as suas características dependiam da relação entre as pressões do jato emergente (P_a) e do ambiente no qual ele se expandia (P_b).

Se a pressão do jato fosse maior do que a do ambiente, ou seja, no caso de uma subexpansão, então, ondas de expansão surgiam a partir da borda do orifício para dentro do jato, sendo a velocidade em qualquer ponto tal que, a sua componente perpendicular à direção de densidade uniforme seria igual à velocidade do som nas condições de temperatura e pressão existentes neste ponto. Prandtl observara também que estas ondas de expansão sofriam reflexão na fronteira do jato e, então, se convertiam em ondas de compressão.

Por outro lado, quando a pressão no jato emergente era menor do que a da atmosfera na qual ele emergia, ou seja, no caso de uma sobreexpansão, as perturbações iniciais eram ondas do tipo compressão, e que se tornavam ondas de expansão a partir da reflexão na fronteira do jato. A figura 2.1 ilustra ambos os casos, de subexpansão e sobreexpansão, exemplificando valores de pressão presentes no jato em cada caso.

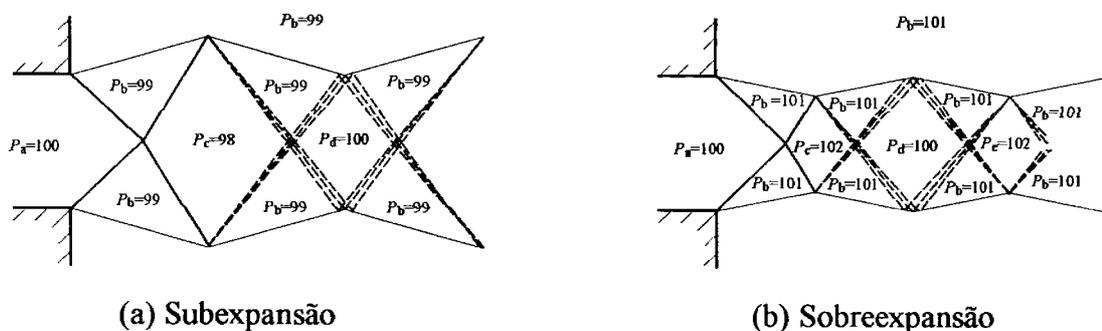


Figura 2.1 Padrões de escoamento no jato de saída a partir de um orifício.

Segundo a teoria de Prandtl, os ângulos das ondas de choque são tais que as pressões nas regiões junto à fronteira do jato são iguais à pressão do ambiente no qual ele se expande (representados pelas regiões de pressão P_b na figura 2.1), visto que nenhuma descontinuidade de pressão é possível através desta fronteira.

O fenômeno da reflexão, por sua vez, foi explicado por Prandtl da seguinte maneira: como o escoamento na saída do jato diverge ou converge, dependendo do caso ser respectivamente de subexpansão ou de sobreexpansão, o escoamento deve passar por uma outra onda de choque para se deslocar da região “b” para a “c”, a fim de que as linhas de corrente sejam paralelas na região “c”. Na interseção, as ondas de choque sofrem uma curvatura, porém não são rompidas. A pressão resultante na região “c” é diferente da pressão existente na próxima região de fronteira, que novamente é igual à ambiente. Assim, as ondas de choque devem passar por uma reflexão na fronteira do jato tornando-se ondas de compressão ou de expansão, dependendo do caso.

Hartshorn. Em 1917, Hartshorn (1917) realizou importantes determinações que mostraram uma diferença notável entre os valores teóricos e os experimentais, obtidos para a relação entre as pressões do receptor e a de suprimento referentes ao ponto de início da estabilização da vazão do gás. Hartshorn investigou o comportamento do escoamento de ar através de diferentes tipos de passagens, dentre os quais um orifício em uma placa de parede delgada, e dois bocais de perfil convergente-divergente com ângulos de divergência diferentes.

O dispositivos utilizados por Hartshorn e alguns de seus resultados experimentais são mostrados na Figura 2.2, na qual a abscissa representa a relação entre as pressões no ambiente de descarga (P_b) e a do reservatório de suprimento (P_0), e a ordenada representa a vazão do fluido.

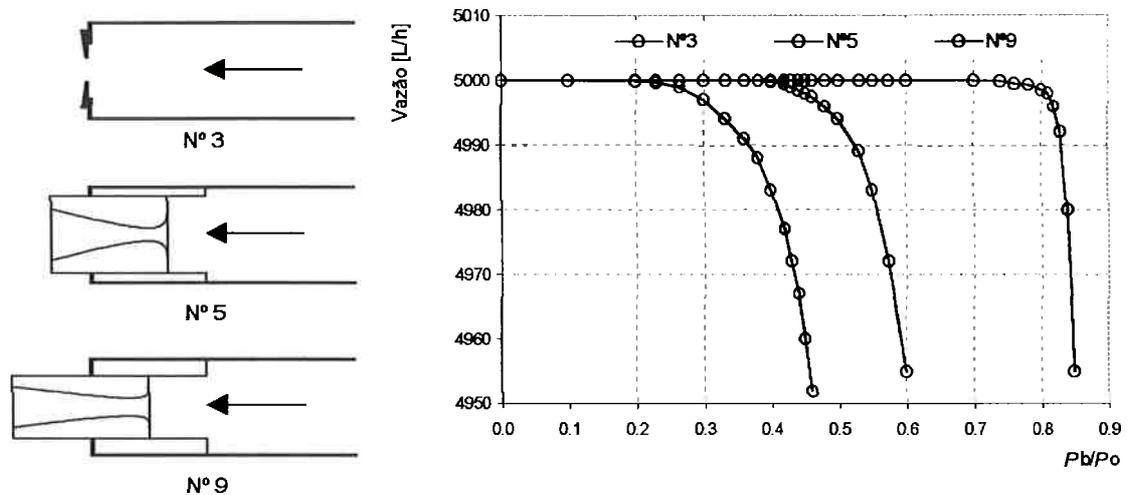


Figura 2.2. Os dispositivos utilizados por Hartshorn e os seus resultados experimentais.

Os resultados experimentais de Hartshorn indicaram que, para o caso de um orifício de espessura delgada, a taxa de descarga não se tornava constante até que a pressão do vaso receptor fosse reduzida a aproximadamente um quinto da pressão inicial. Já para os bocais com ângulos de divergência diferentes, as relações de P_b/P_0 onde as taxas de descarga se tornavam constantes eram de 0,4 para o bocal com ângulo de divergência maior, e de 0,8 para o de menor.

Stanton. Em 1926, Stanton (1926) publica um artigo fundamental sobre o escoamento de gases em alta velocidade, onde descreve a realização de um amplo estudo experimental acerca da distribuição de pressões e de velocidades em jatos escoando através de orifícios e bocais de diferentes formatos.

Em sua investigação, Stanton procurou verificar os resultados obtidos por Hartshorn. Para isso, realizou experiências com três tipos de dispositivos nos seguintes formatos: um orifício circular em uma placa delgada, um bocal convergente com uma saída paralela, e um bocal com uma entrada convergente suave e uma saída divergente

constituída de um cone com ângulo total de $3^{\circ}34'$. Stanton testou estes dispositivos com ar sob pressão, ou seja, pressurizando-se a entrada e mantendo-se a pressão de saída próxima da atmosférica.

Visto que estudos de autores anteriores mostravam a necessidade de evidências adicionais neste assunto, Stanton deu ênfase especial para os seguintes pontos durante a investigação: (i) verificar a existência de uma seção mínima do jato e a sua variação na posição e na magnitude, (ii) determinar a relação entre a pressão no receptor e a pressão no jato para taxas de descarga crescentes e constantes, e (iii) averiguar a possibilidade das características de jatos em alta velocidade serem afetadas pelo formato do bocal.

Resumidamente, as conclusões derivadas por Stanton, a partir dos experimentos descritos em seu trabalho, foram as seguintes: em cada um dos três tipos característicos de orifícios que Stanton utilizou, a seção transversal do jato diminuía a um valor mínimo, para o qual a velocidade era igual à do som sob as condições presentes e, a partir de então, aumentava. Esta seção mínima, no caso de um jato livre, não era constante na área e tão pouco na posição em relação ao plano de saída ou à garganta do bocal, mas dependia da relação entre as pressões P_b/P_0 .

Em um escoamento no qual a expansão ocorria confinada dentro de paredes sólidas, como no caso de um bocal divergente, Stanton concluiu que a seção mínima poderia, na prática, ser considerada como coincidente com a garganta do bocal para todas as relações de P_b/P_0 .

Os resultados dos experimentos descritos por Stanton sobre a variação da posição e da magnitude da seção mínima do jato a partir de um orifício de parede delgada, possibilitava uma explicação razoável sobre o baixo valor de P_b/P_0 para o qual taxa de descarga se tornava constante para este tipo de orifício nos experimentos de Hartshorn. Por outro lado, a causa do valor comparativamente elevado da relação P_b/P_0

correspondente no caso dos bocais divergentes era ainda um problema obscuro. Na tentativa de explicá-lo, Stanton pensou ser aconselhável, em uma primeira instância, determinar se esta característica poderia ser verificada em bocais divergentes de dimensões consideravelmente maiores do que aqueles utilizados por Hartshorn, que possuíam um diâmetro de garganta de cerca de 1 mm.

Ele decidiu, portanto, investigar as características da descarga proporcionada pelos bocais utilizados em seu trabalho, analisando a influência do formato dos orifícios sobre as características da taxa de descarga. Para esta finalidade, Stanton adotou o método original de Wantzel e Saint Venant, no qual o escoamento era estabelecido a partir da atmosfera para um vaso receptor mantido à uma pressão inferior.

Nos testes realizados com dois orifícios similares de parede delgada e com 6,1 e 12,2 mm de diâmetro, o autor não conseguiu detectar nenhum efeito de escala apreciável, porém, ressaltou que isto poderia possivelmente ser devido à ausência de uma fronteira sólida para o jato. Assim, Stanton imaginou que, para um jato completamente enclausurado como no caso dos bocais, este tipo de efeito poderia ser muito mais marcante.

Com base nos resultados obtidos experimentalmente, Stanton verificou que, em um bocal divergente suprido com ar a uma pressão constante, a expansão era interrompida, isto é, o bocal não conseguia operar totalmente preenchido após um determinado ponto de seu comprimento, e que isto dependia do valor da pressão no vaso receptor, do ângulo de divergência, e da posição do ponto a partir da seção de saída do bocal.

Adicionalmente, Stanton observou que, na medida em que a pressão no vaso receptor aumentava, o ponto de ruptura se deslocava gradualmente até a garganta e, finalmente, em um valor de P_b/P_0 que dependia do formato do bocal e de suas dimensões, perturbava a distribuição de pressão neste ponto, com uma conseqüente redução na vazão de ar.

Stodola. Alguns anos mais tarde, Stodola (1927), investigou experimentalmente escoamentos críticos através de placas de orifício espessas, utilizando sondas de pressão, e concluiu que a velocidade sônica era alcançada imediatamente no bordo de entrada do orifício.

Tietjens. Desenvolvendo estudos em uma vertente mais analítico-experimental, Tietjens (1931), discípulo de Prandtl, apresentou as equações e mostrou métodos gráficos para a resolução de escoamentos sônicos e supersônicos através de elementos de restrição. Em seus cálculos, Tietjens adotou as propriedades de estagnação, embora não mencionadas com este nome, através da utilização de um reservatório de entrada para as medições de pressão e de temperatura.

Perry. Perry (1949), em 1949, publicou os resultados de sua investigação sobre o escoamento de ar através de orifícios com cantos-vivos, e nos quais a relação de pressões era inferior à pressão crítica.

Realizando comparações entre os escoamentos que se estabelecem em um bocal e em um orifício, o autor dizia que há muito se sabia que o escoamento de um gás através de um orifício com cantos-vivos não segue o padrão que rege um escoamento ideal e isoentrópico como o que acontece no caso de um bocal.

Perry dizia que, talvez, a diferença mais marcante estivesse na região do escoamento crítico onde as investigações do autor mostravam que o escoamento não somente não era constante em relações de pressão abaixo da crítica, mas, na realidade, aumentava continuamente com a redução da relação de p_0/P_0 .

De acordo com Perry, este fenômeno teria como causa o fato de que, diferentemente ao que ocorre no bocal, o escoamento através de um orifício de espessura delgada não é

confinado. Assim, enquanto as velocidades são aquelas obtidas por uma expansão adiabática, a área do jato é livre para mudar o seu formato. Perry referia-se a Stanton dizendo que o mesmo havia mostrado que, na medida em que a pressão ao redor do jato livre de um gás diminui, a área da seção transversal do jato aumenta.

Este aspecto abordado por Perry, foi particularmente importante no desenvolvimento do presente trabalho de investigação.

Jobson. Seguindo um linha de pesquisa puramente teórica, em um artigo publicado em 1955, Jobson (1955) descreveu o desenvolvimento analítico de uma expressão para a determinação do coeficiente de descarga de orifícios operando em condições sônicas.

Em seu trabalho, Jobson sugeria um método através do qual o coeficiente de descarga de um orifício poderia ser calculada em função da relação entre as pressões de jusante e de montante. O método de Jobson era baseado na hipótese de que o padrão de velocidades junto às paredes, a montante do orifício, era independente da vazão, e era capaz de proporcionar soluções com boa concordância com os resultados experimentais obtidos por outros autores em testes com orifícios de canto-vivo.

No entanto, o método proposto por Jobson não era perfeito e fornecia resultados pouco satisfatórios quando o coeficiente de descarga era maior do que 0,65, e em relações de pressão bem diferentes da unidade, uma vez, nestes casos, o padrão de velocidades a montante seria afetado pelo efeito de compressibilidade do gás utilizado.

Weir, York e Morrisson. Outro trabalho importante, por abordar aspectos relacionados à presente tese, foi o desenvolvido por Weir, York e Morrisson (1956), no qual realizaram uma investigação experimental sobre o escoamento de ar através de orifícios bi e tridimensionais de canto-vivo operando sob regime sônico.

Em suas experimentações, os autores trabalharam com relações de pressão P_v/P_0 na faixa de 0,526 até 0,024. Para a medição da vazão, utilizaram um sistema gravimétrico padrão e, para a visualização do escoamento, empregaram técnicas ópticas do tipo *schlieren* que permitiam a obtenção de imagens da região a montante, do interior e a jusante do orifício.

Em seu artigo, os autores apresentavam evidências que indicavam que os orifícios com canto-vivo podem ser considerados como bocais sônicos pela utilização do conceito de que o ar, contornando a borda da placa de orifício, efetivamente, acaba amoldando o seu próprio bocal. Os autores acreditavam que esta interpretação das observações experimentais era razoável e estava em completa concordância com os princípios da aero-termodinâmica.

Bragg. Revisando e aprimorando o trabalho realizado anteriormente por Jobson (1955), em 1959, Bragg (1959) publicou um artigo descrevendo os efeitos da compressibilidade no coeficiente de descarga de orifícios e bocais convergentes. Bragg baseou-se no trabalho de Jobson para desenvolver analiticamente uma expressão que calculava o coeficiente de descarga, com correções para o efeito da forma do escoamento nas paredes do bocal ou do orifício.

Em seu trabalho, o autor utilizou uma hipótese simples acerca do padrão de escoamento nas paredes da restrição, e que permitia que fosse levado em consideração o efeito adicional da compressibilidade não considerado por Jobson.

A hipótese sugerida por Bragg era a de que, em qualquer seção transversal a montante e próxima à saída do bocal ou do orifício, o fluxo de massa nas paredes é proporcional ao fluxo médio de massa através desta seção, sendo a constante de proporcionalidade a mesma em todas as seções e independente da vazão.

Com isso, as curvas que Bragg obteve para o coeficiente de descarga em função da relação de pressões resultaram, então, bastante satisfatórias tanto para um bocal dito ideal, com um coeficiente de descarga unitário, quanto para um orifício com cantos-vivos.

Prause. Prause (1960), em 1960, divulgou as investigações que realizou acerca do escoamento de ar em um tubo de área constante, com uma relação de comprimento pelo diâmetro de 15, e cuja finalidade básica era determinar se a pressão de jusante afetava as condições do escoamento a montante da garganta sônica.

Segundo o autor, o número de Reynolds de entrada, baseado no diâmetro do tubo era de aproximadamente 10^4 , de modo que os testes foram desenvolvidos inteiramente dentro do regime de escoamento turbulento.

Prause estimou que a espessura da camada limite na saída era igual a aproximadamente metade do valor do raio, de tal modo que a maior parte da área da seção transversal do tubo na saída consistia de uma camada limite subsônica, apresentando apenas o núcleo central do escoamento alcançando a velocidade sônica.

O autor descreve que era possível observar uma pequena variação da pressão estática no plano de saída quando a pressão de jusante era aumentada para $0,20P_0$. Já, um acréscimo adicional da pressão de jusante para um valor de $0,48P_0$, ocasionava um aumento de cerca de 18% na pressão estática junto ao plano de saída.

Segundo Prause, parecia não haver nenhum modo de relacionar as variações na pressão estática com variações na vazão, porém, estes dados e outras pressões medidas a montante do plano de saída indicavam que a pressão de jusante poderia exercer algum efeito através da camada limite subsônica.

Sreekanth. Um trabalho interessante por abordar escoamentos de gás nos limites do contínuo foi o desenvolvido por Sreekanth (1969). Em 1969, o autor publicou os resultados de uma investigação realizada sobre o escoamento de gases rarefeitos em tubos longos submetidos a gradientes de pressão elevados, e onde trabalhava com escoamentos compressíveis laminares rarefeitos.

Sreekanth obteve números de Knudsen de entrada na faixa de 0,24 a 0,007, utilizando relações entre as pressões de entrada pela de saída de até 90, equivalentes a uma relação P_b/P_0 de 0,01. Entretanto, ele diz não ter sido capaz de analisar os dados obtidos para o caso de relações de pressão extremamente altas, devido à complexidade do escoamento resultante e a falta de um modelo teórico.

Para os escoamentos que analisou, Sreekant foi capaz de obter uma boa concordância entre os seus resultados experimentais e um modelo teórico que levava em consideração os efeitos de escorregamento do escoamento ao longo da parede do canal quando os experimentos eram conduzidos no regime de escorregamento ou *slip flow*.

Van der Berg, Ten Seldan e Van der Gulik. Uma das poucas pesquisas realizadas sobre escoamentos de fluidos através de capilares de dimensão micrométrica foi a de Van der Berg, Ten Seldan e Van der Gulik (1993) que, em 1993, publicaram um artigo sobre o escoamento compressível de etileno em um capilar de 38,7 μm de diâmetro e 816 mm de comprimento utilizado em um viscosímetro.

Os autores resolveram analítica e numericamente as equações de movimento para o cálculo do coeficiente de viscosidade a partir da vazão em massa de um escoamento laminar, compressível e isotérmico em um capilar. Eles mostraram que a correção mais importante a ser considerada neste tipo de escoamento é devida à compressibilidade do fluido, determinável a partir da equação de estado.

Harley et al. Outra pesquisa sobre escoamentos compressíveis em microestruturas foi a realizada por Harley et al. (1995). Em 1995, os autores publicaram um artigo descrevendo uma investigação teórico experimental sobre escoamentos compressíveis de nitrogênio, hélio e argônio em microcanais sob baixos números de Reynolds e em números de Mach subsônicos. Os autores utilizaram oito microcanais de seção transversal trapezoidal fabricados em placas de silício com dimensões típicas de 10 mm de comprimento, 100 μm de largura e profundidades na faixa de 0,5 a 20 μm , o que resultava amostras com diâmetro hidráulico variando entre 1 e 36 μm . Nos testes realizados o número de Knudsen variou de 0,001 a 0,38. Adotando um modelo de escoamento isotérmico, localmente desenvolvido, de primeira ordem e com escorregamento, obtiveram medições de fatores de atrito com boa concordância com as previsões teóricas.

2.2 Pesquisas sobre a aplicação de escoamentos críticos na medição e controle de vazão de gás

Paralelamente às investigações de diversos autores que buscavam um melhor entendimento e a formulação teórica do fenômeno do escoamento de fluidos através de orifícios e bocais, crescia a aplicação deste princípio na medição de vazão, fato que incentivou o desenvolvimento de inúmeros trabalhos experimentais que buscavam a determinação de parâmetros como geometrias mais eficientes, faixas de operação maiores, coeficientes de descarga mais estáveis, entre outras características.

Grey e Wilsted. Em 1948, Grey e Wilsted (1948) publicaram o resultados de um estudo sobre bocais convergentes, determinando amplas faixas de coeficientes de descarga, de relações críticas de pressão e de valores de relação entre diâmetros. Os autores investigaram, também, o escoamento de ar através de um tubo reto e reportam ter obtido um coeficiente de descarga constante e igual a 0,93, com uma faixa de dispersão de $\pm 1\%$ nos resultados.

Grace e Lapple. Desenvolvendo pesquisas na mesma linha das de Grey e Wilsted (1948), em um artigo de 1951, Grace e Lapple (1951) descrevem a determinação com precisão do valor do coeficiente de descarga e da relação crítica de pressões para placas de orifício espessas e para bocais convergentes. Eles alegavam ter obtido coeficientes de descarga em torno de 0,94 e 0,99 para tais medidores.

Para a determinação dos coeficientes de descarga de placas de orifício de parede espessa e de orifícios com bordas do tipo canto-vivo, com diâmetros na faixa de 0,8 até 19 mm, os autores utilizaram como seção de testes um tubo de uma polegada de diâmetro. Na mesma bancada, Grace e Lapple também testaram bocais sônicos do tipo convergente, sem divergente na saída, com diâmetros de garganta de 0,8 até 6,4 mm.

Segundo os autores, os orifícios com espessura de parede igual a uma vez o diâmetro de furo, demonstraram possuir coeficientes de descarga tão bons ou melhores que os dos bocais, isto em termos de repetibilidade quando utilizados em condições críticas. Por outro lado, com base nos resultados experimentais, Grace e Lapple concluíram que as placas de orifício de parede espessa não proporcionavam resultados reprodutíveis em baixos números de Reynolds, mesmo com uma calibração.

Para placas de orifício com bordas internas do tipo canto-vivo, os coeficientes de descarga em função do número de Reynolds foram determinados dentro de $\pm 0,5\%$.

Eles ressaltavam que a incerteza global de medição para qualquer aplicação específica dependia da precisão de medição de outros parâmetros também importantes, como o diâmetro do orifício, a pressão diferencial, a temperatura, e a pressão, adicionalmente ao coeficiente de descarga. Diziam que a precisão na fabricação e na medição do diâmetro interno do orifício ou da garganta do bocal eram itens particularmente importantes para a obtenção de uma medição com baixa incerteza.

Arnberg. Em 1962, Arnberg (1962) publicou um artigo onde faz uma ampla revisão dos medidores de vazão de gás que utilizam o princípio do escoamento crítico, abordando as características de desempenho de bocais e orifícios de diferentes geometrias. Segundo Arnberg, a maior parte das pesquisas que haviam sido feitas até por volta de 1960 envolvendo bocais em regime de escoamento crítico, objetivavam aplicações de potência e empuxo, indicando que pouca importância havia sido dada até o início da década de 60 aos medidores de vazão ditos críticos.

A evolução da medição de vazão por princípio crítico estava, até então, limitada às características derivadas a partir da teoria do escoamento unidimensional de fluidos invíscidos. Estas características poderiam determinar uma relativa adequação do medidor crítico para qualquer aplicação particular.

Entretanto, os efeitos dos desvios da teoria simples se tornavam muito importantes quando da necessidade de uma elevada exatidão de medição. A precisão com a qual os coeficientes poderiam ser correlacionados para levar em conta estes efeitos, então, se tornava-se um fator de primeira importância na avaliação do método de medição da vazão.

Smith e Matz. Coincidentemente, na mesma época em que Arnberg publicava seu artigo alertando para a necessidade de novas pesquisas acerca dos fatores envolvidos na aplicação de medidores de vazão críticos em escoamentos reais, em 1962, Smith e Matz (1962) sugeriram um método teórico para a determinação de coeficientes de descarga em tubos de Venturi operando sob condições críticas.

Os autores propuseram uma geometria particular de bocal sônico, denominado posteriormente de bocal sônico do tipo Smith-Matz que, segundo eles, proporcionava valores para as diferenças entre os coeficientes de descarga teórico e experimental variando dentro de centésimos de por cento.

Stratford. Dois anos após os trabalhos de Smith e Matz (1962), Stratford (1964) desenvolveu equações para o cálculo de coeficientes de descarga de bocais sônicos como uma função da relação entre o raio da entrada e o diâmetro da garganta do instrumento. O autor determinou, também, o número de Reynolds na garganta através de um método teórico no qual considerava as espessuras das camadas limite laminar e turbulenta no bocal. O perfil mais adequado, segundo Stratford, era o de um bocal sônico possuindo um raio de entrada igual a duas vezes o diâmetro da garganta, visto que o mesmo era o que apresentava a menor variação no coeficiente de descarga quando da transição entre os regimes de escoamento laminar para o turbulento.

Johnson. Entre 1964 e 1970, Johnson (1964, 1965, 1970) desenvolveu algoritmos computacionais para o cálculo de propriedades críticas de diversos gases escoando através de bocais sônicos.

Já no seu primeiro artigo da série, ele descreve como o escoamento sônico de um gás real modifica as equações unidimensionais para cálculo da vazão em massa de ar, nitrogênio, oxigênio, hidrogênio, argônio e vapor d'água através de um bocal.

Os seus resultados indicaram que para um escoamento crítico de ar, à temperatura ambiente e 100 bar de pressão, existem efeitos de gás real da ordem de 3,5%.

Os trabalhos de Johnson foram marcantes, e a sua importância se reflete nas referências feitas aos mesmos em inúmeros artigos que se seguiram sobre o assunto.

Hilbrath, Dill e Wacker. Na busca de geometrias mais eficientes para os bocais sônicos, em 1973, Hilbrath, Dill e Wacker (1973) publicam artigo onde abordam a relação de pressões de blocagem de um Venturi sônico, e os resultados práticos sobre a influência do difusor na diminuição da perda de carga nestes tipos de instrumentos.

Brain e Reid. No mesmo ano, Brain e Reid (1973) reportam as experiências realizadas com uma série de pequenos bocais, na realidade orifícios cilíndricos de diâmetro interno (D) variando entre 1,23 e 6,41 mm, e apresentando relações de comprimento/diâmetro (L/D) na faixa entre 0,14 e 5,14.

Sob este aspecto, o trabalho de Brain e Reid se assemelhava à investigação desenvolvida na presente tese, apresentando porém algumas diferenças como o fato de terem utilizado orifícios cilíndricos de maior dimensão e construídos em um único tipo de material, além de terem trabalhado apenas com ar e sob um regime apenas de compressão.

Segundo os autores, o objetivo da investigação era estudar o comportamento deste tipo de bocal através da variação de parâmetros como a relação entre as pressões de jusante (P_b) e de montante (P_0), o número de Reynolds, o diâmetro (D) e a relação

comprimento/diâmetro do bocal (L/D). Para isso, Brain e Reid utilizaram oito bocais do tipo orifício cilíndrico, confeccionados em aço inoxidável, que foram testados em uma bancada operando no modo pressurizado.

Os experimentos foram subdivididos em duas séries de testes, em função da relação de L/D de cada bocal. Na primeira série de testes foram ensaiados os bocais com relações de L/D de 1,01 até 5,14, e na segunda série, os bocais com L/D de 0,14 até 0,54.

Os resultados dos testes da primeira série indicaram que, sob regime crítico, os coeficientes de descarga se mantinham constantes, independentemente do número de Reynolds. Sob regimes de escoamento crítico, os resultados obtidos nos testes de cinco bocais com diâmetros variando de 1,23 a 6,41 mm, e todos com uma relação L/D de aproximadamente 2, indicaram que o diâmetro do orifício também não tinha aparentemente nenhum efeito maior sobre o coeficiente de descarga, cujo valor variava entre 0,82 e 0,84.

Segundo Brain e Reid, para bocais com relações de L/D acima de 1, a blocagem do escoamento ocorria sob relações de pressões P_b/P_0 maiores do que o valor teórico de 0,528. Segundo os mesmos, isto poderia ser atribuído à recuperação de pressão dentro dos bocais, e este efeito seria cada vez menor na medida em que a relação L/D fosse reduzida.

Ressaltavam, ainda, o fato de que, embora os seus resultados indicassem que os coeficientes de descarga obtidos praticamente não eram afetados pela variação da relação L/D , no caso de escoamentos adiabáticos de gases através de bocais cilíndricos com relações L/D grandes, devido aos efeitos de atrito, a velocidade sônica poderia ocorrer bem mais a jusante da borda de entrada do bocal, causando uma alteração marcante no desempenho do mesmo.

Os testes da segunda série englobavam oito diferentes bocais de diâmetros internos entre 2,87 e 6,41 mm e de relações L/D entre 0,14 e 0,54. Os resultados obtidos com cinco bocais onde a relação L/D era de aproximadamente 0,5 indicavam que, sob regime crítico, o desempenho dos bocais de menor diâmetro (2,87 e 3,79 mm) permaneciam imunes à variação da relação de pressões até valores próximos à relação teórica nominal, a partir da qual os coeficientes de descarga começavam a diminuir rapidamente.

Entretanto, os bocais de diâmetro maior (5,07, 5,16 e 6,41 mm), no limiar da blocagem pareciam depender de como ocorria a variação da relação de pressões, se de maneira crescente ou decrescente. Quando a relação de pressões P_b/P_0 era gradualmente reduzida de 0,7 até 0,2, as curvas obtidas eram similares àquelas obtidas para os dois bocais menores, embora as suas curvas de coeficiente de descarga tendessem a crescer mais acentuadamente na medida em que se aproximava da relação de pressões crítica.

Por outro lado, os autores diziam que quando a relação de pressões P_b/P_0 era gradualmente aumentada de 0,2 até 0,7, os bocais permaneciam bloqueados em relações maiores do que a relação de blocagem teórica de 0,528, atingindo valores entre 0,55 e 0,58, a partir dos quais eram observadas reduções abruptas nos coeficientes de descarga. Este efeito de histerese no coeficiente de descarga, quando da operação no sentido do aumento da relação P_b/P_0 , foi atribuído ao fenômeno da aderência do jato nas paredes do orifício, que somente se desprendia quando a relação P_b/P_0 fosse cerca de 10 a 15% maior que a relação teórica de 0,528.

Brain e MacDonald. No processo de calibração de um bocal sônico, a determinação do coeficiente de descarga é dependente do método e do padrão utilizado na medição da vazão do fluido. Trabalhando neste sentido, em 1975, Brain e MacDonald (1975)

publicaram um artigo descrevendo o desenvolvimento de um método de ensaio gravimétrico para a calibração de bocais sônicos, para vazão máxima de 5 kg/s.

Os autores relatam que estudaram o desempenho de cinco bocais sônicos de pequenas dimensões, com diâmetros de garganta entre 1 e 5 mm. Os coeficientes de descarga médios obtidos experimentalmente apresentaram uma concordância dentro de $\pm 0,35\%$ em relação àqueles determinados por meio de métodos analíticos.

Robinson et al. Considerando que a presente tese envolveu a medição de baixas vazões de gás, o artigo de Robinson et al. (1986) é interessante porque descreve uma avaliação crítica desenvolvida sobre três técnicas de medição de vazões de gás extremamente baixas, mais especificamente o método do filme de sabão, o elemento de fluxo laminar e o microbocal sônico. Segundo os autores, os três métodos possibilitam medições com boa exatidão, entretanto, os dois primeiros pecam por serem difíceis de utilizar e demandarem um tempo de medição comparativamente maior que o terceiro.

Norma ASME-ANSI MFC-7M-1987. Embora Arnberg (1962) e Medlock (1986) mencionem que a primeira utilização de aparatos sônicos possa ter ocorrido por volta de 175 A.C., através de Hero, os bocais sônicos somente foram padronizados oficialmente como medidores de vazão em 1987, através da norma ASME-ANSI MFC-7M-1987 *Measurement of gas flow by means of critical flow Venturi nozzles* (1987) que, apesar de ser uma norma americana, em grande parte utilizou como base de dados informações obtidas experimentalmente por pesquisadores europeus. Esta norma especifica o equacionamento prático utilizado na medição de gás com este tipo de medidor, e especifica dois formatos básicos de bocais sônicos, o de garganta de perfil toroidal e o de garganta de perfil cilíndrico.

Norma ISO 9300: 1990. A normalização dos bocais sônicos como elementos de medição de vazão pela ISO-*International Organization for Standardization* ocorreu três anos mais tarde em relação à norma americana, em 1990, através da norma ISO 9300: 1990 *Measurement of gas flow by means of critical flow Venturi nozzles* (1990). Em sua essência, esta norma foi uma adaptação da norma americana, apenas com algumas alterações em seus anexos. As referências em que se baseia esta norma são praticamente as mesmas da anterior.

Pereira. Em sua dissertação de mestrado, Pereira (1990) elaborou um interessante resumo da evolução histórica da medição de vazão com bocais sônicos, abrangendo fatos relacionados aos primórdios da técnica de medição de vazão de fluidos incompressíveis, até as aplicações e desenvolvimentos tecnológicos mais recentes utilizando bocais sônicos como medidores de vazão de gases.

Yoo et al. Como resultado do processo de normalização dos bocais sônicos pela ISO, vários pesquisadores iniciaram projetos de investigação no sentido de verificar os parâmetros citados na norma e os seus limites de influência.

Em 1993, Yoo et al. (1993) descreveram a investigação experimental realizada sobre os fatores que influenciam os coeficientes de descarga de bocais sônicos. Os autores utilizaram vários bocais de perfil toroidal com diâmetros de garganta na faixa de 4,22 até 16,98 mm, e concluíram que no caso dos bocais sônicos de diâmetro de garganta menor, a não-uniformidade (assimetria e rotação) dos perfis de velocidade do escoamento na entrada do bocal não afeta os coeficientes de descarga. No entanto, este efeito existe e deve ser evitado no caso de bocais de diâmetro maior.

Verificaram, também, que o aumento da rugosidade superficial interna de um bocal diminui consideravelmente o seu coeficiente de descarga em relação aos valores normalizados pela norma ISO 9300 (1990), chegando até a valores da ordem de 3,5% inferiores para os bocais testados. Mesmo assim, segundo os autores, a repetibilidade dos dados se mostrou bastante boa.

Park. Em seu artigo de 1993, Park (1993) descreve a investigação realizada sobre os efeitos do perfil de entrada de bocais sônicos do tipo convergente-divergente, fabricados de acordo com as especificações da norma ISO 9300 (1990), em seus coeficientes de descarga.

Segundo Park, os seus resultados mostravam que os coeficientes de descarga obtidos para raios de curvatura de entrada pequenos ($r_c = 0,5D$) diminuíam significativamente na medida em que o comprimento de entrada se tornava curto, devido provavelmente à separação do escoamento que ocorria no bordo de entrada.

Por sua vez, para os bocais possuindo raios de entrada maiores ($r_c = 4D$), os efeitos do comprimento de entrada sobre os coeficientes de descarga eram relativamente pequenos. Entretanto, quando o comprimento de entrada era menor do que uma vez o diâmetro, o coeficiente de descarga caía significativamente. Segundo o autor, aparentemente, o efeito de separação na entrada era maior do que aquele devido ao crescimento da camada limite junto às paredes do bocal.

Ishibashi et al. Um ano mais tarde, Ishibashi et al. (1994) descrevem o trabalho experimental realizado com o objetivo de avaliar o desempenho de 35 bocais sônicos de diferentes perfis, com diâmetros de garganta entre 6,7 mm até 13,4 mm, operando na

faixa de Reynolds de $8,5 \times 10^4$ até $2,4 \times 10^5$, fabricados utilizando técnicas de usinagem e de medição de precisão.

Segundo os autores, as vazões de gás através dos bocais, na faixa de 12 a 240 kg/h, foram medidas por meio de um sistema de volume constante que possibilitava uma incerteza global de $\pm 0,05\%$.

Pereira. Em 1993, na realização da parte experimental de sua tese de doutorado, Pereira (1993) utilizou um conjunto de 6 bocais sônicos, com diâmetros de garganta na faixa de 0,589 a 2,203 mm, como elementos de medição e de controle na geração de baixas velocidades de ar, especificamente na região de transição entre os escoamentos laminar e turbulento.

Ishibashi et al. Nos anos recentes, o número de pesquisas abordando a utilização de elementos críticos de vazão, essencialmente bocais sônicos tem crescido. Por exemplo, em seu artigo de 1998, Ishibashi et al. (1998) descrevem a calibração de bocais sônicos utilizando bocais sônicos de referência com diâmetros de garganta de 4,7, 6,7 e 9,5 mm. Os autores reportam ter trabalhado com Reynolds mínimo de $2,2 \times 10^4$.

Hakayama et al. Hakayama et al. (1998) reportam o desenvolvimento de um padrão de transferência para baixas vazões de gás, abaixo de 150 litros/minuto, e que utiliza um conjunto de onze bocais sônicos como medidores de vazão.

Pereira e Ruis. Pereira e Ruis (1998) descrevem o desenvolvimento e construção de um equipamento para a calibração de medidores de vazão constituído de cinco bocais

sônicos montados em paralelo, e que possibilita o estabelecimento de vazões na faixa de 6 a 1000 m³/h, proporcionando incertezas de medição inferiores a $\pm 0,30\%$.

Lavante, Nath e Dietrich. Lavante, Nath e Dietrich (1998) descrevem os efeitos de instabilidades em bocais sônicos pequenos. No trabalho foi utilizado um bocal sônico com diâmetro de garganta de 10 mm e uma seção divergente de 70 mm de comprimento, construído segundo o perfil toroidal recomendado pela norma ISO 9300 (1990).

O escoamento no bocal foi investigado numérica e experimentalmente, fazendo-se uma avaliação dos resultados por comparação direta. Na parte numérica, o escoamento viscoso, compressível, e em regime permanente foi simulado através de um código computacional apropriado utilizando as equações de Navier-Stokes. O trabalho experimental empregou a visualização de escoamento e medições de pressão através de 18 tomadas de pressão instaladas ao longo do comprimento do bocal. Segundo os autores, os resultados experimentais e numéricos se mostraram em muito boa concordância.

Miralles. Miralles (1998) descreve um método para a determinação de coeficientes de descarga de bocais sônicos baseado na pesagem do gás coletado em um recipiente durante um intervalo de tempo.

A autora estudou o desempenho de bocais em números de Reynolds na faixa de 4×10^4 e 2×10^5 , atingindo limites inferiores aos descritos na norma ISO 9300 (1990) (acima de 1×10^5) e no trabalho de Ishibashi *et al* (1994) (acima de $8,4 \times 10^4$).

Uma comparação da equação obtida pela autora para o coeficiente de descarga com as fornecidas por estas duas outras referências, mostra uma melhor concordância com os resultados obtidos por Ishibashi.

Bignell. Bignell (1998), do CSIRO da Austrália, descreve a calibração de pequenos bocais sônicos utilizando um padrão volumétrico do tipo PVT (pressão, volume e temperatura).

O autor descreve o fenômeno do resfriamento dos bocais pelo gás em escoamento, e os conseqüentes efeitos em seus coeficientes de descarga. O autor sugere algumas formas de obtenção de bocais sônicos de dimensões reduzidas via usinagem tradicional em aço inoxidável, moldagem de tubos de vidro e utilização de rubi sintético.

Nakao. Nakao (1998), do NRLM do Japão, abordou o fenômeno da blocagem em Venturis sônicos operando na faixa de números de Reynolds de 40 a 30000. O autor investigou o fenômeno trabalhando com quatro microbocais de perfil toroidal e utilizando quatro gases diferentes (N_2 , Ar, CO_2 e He).

De acordo com Nakao, os resultados mostraram que o número de Reynolds mínimo para satisfazer a condição de blocagem é de aproximadamente 40, e que a relação de pressões P_V/P_0 decresce com o decréscimo do número de Reynolds, chegando a valores de 0,05 no limite inferior estudado.

Acima de Reynolds de 5000, o autor descreve ter verificado que o coeficiente de descarga apresenta comportamentos complicados, além da relação de pressões crítica devido à interação entre a camada limite e as ondas de choque presentes no difusor.

2.3 Observações acerca da revisão bibliográfica

A revisão bibliográfica apresentada, embora não incluía todos os trabalhos realizados sobre o assunto, permite as seguintes observações:

- não foi possível identificar nenhum trabalho abrangente de investigação realizado com o intuito de se estudar o fenômeno do escoamento crítico através de microorifícios e tubos capilares de formato cilíndrico, e no qual tenha se buscado verificar os efeitos da variação de parâmetros dimensionais, materiais de fabricação, tipos de gases, e regimes de operação;
- praticamente em todas as pesquisas realizadas acerca do escoamento crítico em orifícios e bocais foram utilizados elementos de restrição com dimensões muito maiores do que os investigados no presente trabalho. Desse modo, existe uma carência de evidências experimentais que fundamentem o comportamento do escoamento compressível de gases em microdispositivos deste tipo;
- a quase que totalidade das pesquisas experimentais reportadas na revisão bibliográfica foram desenvolvidas com a utilização de bocais sônicos e orifícios críticos construídos utilizando-se materiais metálicos, essencialmente o aço inoxidável. Sob este aspecto, foi possível identificar apenas os recentes trabalhos Harley, et al. (1995) que trabalhou com microcanais confeccionados em placas de silício, e de Bignell (1998), onde o autor descreve, ainda que com pouca profundidade, investigações utilizando-se bocais sônicos de pequenas dimensões confeccionados em vidro e rubi sintéticos;

- apenas recentemente alguns poucos autores, a exemplo de Miralles (1998), Bignell (1998) e Nakao (1998), reportam trabalhos experimentais de investigação realizadas com a utilização de bocais sônicos em baixos números de Reynolds. Mesmo assim, as informações fornecidas são pouco conclusivas;
- sob o ponto de vista da aplicação tecnológica dos elementos críticos na medição e no controle de escoamentos de gases, a partir da normalização dos bocais sônicos em 1987 pela ASME e em 1990 pela ISO, ocorreu um aumento no número de trabalhos realizados sobre o assunto. Verifica-se a intensificação das pesquisas pelo número de artigos publicados nos últimos anos;
- finalmente, os resultados da pesquisa bibliográfica indicam que a utilização de microdispositivos sônicos para a medição e também para o controle de microvazões de gás constitui-se em uma nova vertente, e abre uma ampla fronteira para novas investigações. As dificuldades inerentes à miniaturização dos elementos críticos, e também a utilização de materiais não convencionais, associadas ao estabelecimento de regimes críticos de escoamento em microestruturas, fenômeno ainda não totalmente esclarecido, contribuíram para o interesse nas pesquisas desenvolvidas nesta tese.

3. MICRODISPOSITIVOS UTILIZADOS NA INVESTIGAÇÃO

A investigação experimental acerca do escoamento de gases em regime crítico foi realizado utilizando-se microorifícios e tubos capilares obtidos através de diferentes processos de fabricação, e confeccionados com base em três materiais distintos: o rubi, a cerâmica verde e o aço inoxidável. A partir destes materiais, foram obtidas amostras em diferentes dimensões, apresentando diâmetros D dentro de uma faixa de 15,6 a 427,4 μm , comprimentos L de 254 μm até 68 mm, resultando em uma gama de relações de comprimento pelo diâmetro interno L/D , especificamente entre 0,6 a 160.

3.1 Microdispositivos fabricados em rubi

O rubi sintético possui uma rugosidade superficial excepcionalmente boa e também uma elevado grau de dureza, 9 na escala Mohs onde o diamante apresenta o valor 10. Este elevado grau de dureza proporciona ao rubi uma alta resistência à compressão e uma notável resistência à abrasão mecânica. Praticamente imune ao desgaste, o rubi não se adere a metais por meio de fricção, mesmo quando submetido a altas temperaturas. Estas propriedades têm feito do rubi um material bastante adequado a uma série de aplicações a exemplo de mancais, pivôs, bocais, esferas, componentes mecânicos como assentos de válvulas, gume de facas para balanças mecânicas, e muitas outras. Outra vantagem deste material é que ele também pode ser utilizado em aplicações sob altas temperaturas, pois seu ponto de fusão é da ordem de 2000°C.

As boas qualidades proporcionadas por este material, associadas à possibilidade de obtenção de dispositivos com furos de diâmetros submilimétricos, a uma produção em larga escala, e a um baixo custo, fizeram dos microdispositivos fabricados em rubi uma

alternativa muito interessante para utilização no estudo realizado sobre escoamentos críticos através de microorifícios.

As amostras de microorifícios de rubi utilizadas na investigação foram fornecidas pela empresa BIRD PRECISION, sendo que o processo de fabricação dos microorifícios de rubi utilizados na investigação encontra-se descrito no apêndice A. As referências utilizadas foram os catálogos técnicos da BIRD PRECISION (1998).

3.1.1 Fixação dos microdispositivos de rubi

Devido às suas dimensões bastante reduzidas, os microdispositivos de rubi utilizados no trabalho experimental foram alojados em pequenos adaptadores metálicos e estes, por sua vez, nas extremidades de conectores de polietileno do tipo espiga, devidamente identificados, com a finalidade de facilitar o manuseio e o controle dos mesmos.

Durante os testes, cada um dos microdispositivos, já adaptado em seu conector do tipo espiga, era montado em um disco de suporte de aço inoxidável utilizando-se um tubo de polietileno e um de borracha de silicone para a fixação firme e sob pressão do mesmo. Este disco de suporte possuía diâmetro igual a 20 mm, espessura de 2 mm e apresentava um furo de 9 mm no seu centro. A figura 3.1 mostra a fixação do microdispositivo de rubi.

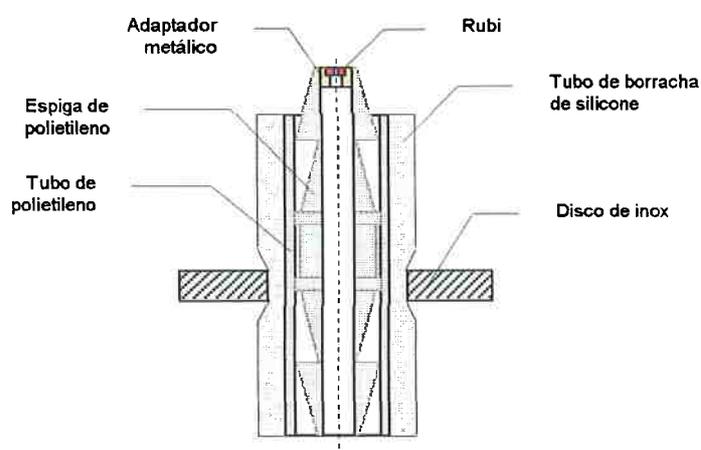


Figura 3.1. Fixação dos microdispositivos de rubi.

3.1.2 Relação dos microdispositivos de rubi utilizados na investigação

A investigação experimental de escoamentos críticos através de microorifícios de rubi foi realizada utilizando-se 14 amostras de diferentes diâmetros, na faixa de 16 a 423 μm , todas com comprimento de furo de 254 μm , o que determinava uma ampla variedade de relações de comprimento/diâmetro, desde 0,60 até 16. A tabela 3.1 relaciona os 14 microdispositivos fabricados em rubi utilizados na investigação.

Tabela 3.1. Relação dos microdispositivos de rubi utilizados na investigação.

Rubi N.º	Amostra	Comprimento do furo, L [μm]	Diâmetro do furo, D [μm]	Relação L/D
1	<i>D016L016</i>	254	15,6	16
2	<i>D024L011</i>	254	24,3	11
3	<i>D034L07.4</i>	254	34,3	7,4
4	<i>D048L05.3</i>	254	48,2	5,3
5	<i>D067L03.8</i>	254	67,2	3,8
6	<i>D076L03.3</i>	254	76,4	3,3
7	<i>D086L03.0</i>	254	85,8	3,0
8	<i>D100L02.5</i>	254	99,7	2,5
9	<i>D113L02.2</i>	254	112,6	2,2
10	<i>D170L01.5</i>	254	169,8	1,5
11	<i>D218L01.2</i>	254	218,1	1,2
12	<i>D265L0.96</i>	254	265,0	0,96
13	<i>D316L0.80</i>	254	316,3	0,80
14	<i>D423L0.60</i>	254	422,6	0,60

Todas as amostras possuíam a mesma configuração geométrica, consistindo de um pequeno cilindro de rubi sintético com um furo cilíndrico na direção de seu eixo

longitudinal. Em suas extremidades, os furos terminavam na forma de cantos-vivos junto aos planos transversais paralelos de entrada e de saída do disco.

A figura 3.2 ilustra esquematicamente um microorifício de rubi tipo.

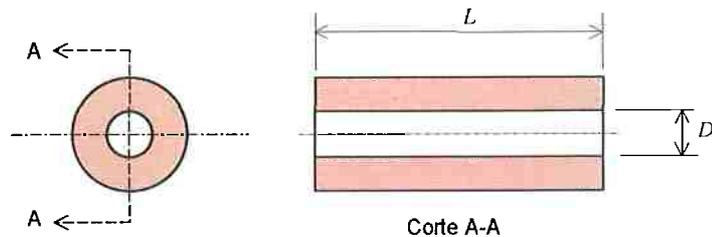


Figura 3.2. Desenho esquemático de um microorifício de rubi tipo.

3.2 Microdispositivos construídos utilizando a tecnologia de cerâmicas verdes

Para a fabricação de microdispositivos de dimensões intermediárias, na faixa em torno de 100 e 200 μm de diâmetro, foi aplicada uma tecnologia denominada de *LTCC-Low Temperature Cofired Ceramics* utilizando-se cerâmicas verdes, onde os orifícios são gerados de forma mecânica para obtenção dos dispositivos desejados.

As cerâmicas verdes são materiais compostos de cerâmicas refratárias com granulação uniforme, sendo o substrato básico destas cerâmicas normalmente constituído de alumina (Al_2O_3), mas é possível fabricá-las com outros elementos cerâmicos como o BeO, de alta condutividade térmica, ou cerâmicas fotovoltaicas ou mesmo piezoelétricas.

A composição usual inclui o vidro como ligante, a fim de diminuir a temperatura de processamento, além de materiais orgânicos como elementos ligantes e de controle de viscosidade.

Comercialmente, estas cerâmicas são produzidas em fitas planas de várias espessuras, na faixa de 100 até 400 μm , e são chamadas de cerâmicas verdes porque permitem ser facilmente manipuladas antes de sua sinterização.

O processo de fabricação da cerâmica verde utilizada para a construção dos microdispositivos utilizados na investigação experimental é descrito no apêndice B.

3.2.1 Processo de fabricação dos microdispositivos em cerâmica verde

Os microdispositivos em cerâmica verde utilizados na investigação foram construídos utilizando-se lâminas fornecidas pela Du Pont, através da laminação de 4 camadas justapostas, cada uma de 220 μm de espessura.

Após a laminação, a placa de cerâmica verde foi submetida a um processo de usinagem em uma furadeira de precisão utilizando-se duas microbrocas especiais de metal duro, com diâmetros de 100 μm e 200 μm .

Para um correto posicionamento dos furos, utilizou-se uma matriz guia confeccionada em acetato, previamente demarcada, e que foi justaposta sobre a placa de cerâmica verde durante o processo de furação.

Após a furação com as microbrocas, a placa de cerâmica verde foi cortada em pastilhas circulares de aproximadamente 15 mm de diâmetro, utilizando-se um vazador, e tomando-se o cuidado de posicionar cada furo no ponto mais central possível de cada pastilha.

O formato circular e as dimensões comparativamente bem maiores que as dos orifícios foram escolhidos a fim de permitir uma maior facilidade de manuseio e de fixação dos mesmos nos suportes durante a realização da parte experimental.

A figura 3.3 ilustra o processo de obtenção das pastilhas de cerâmica verde.

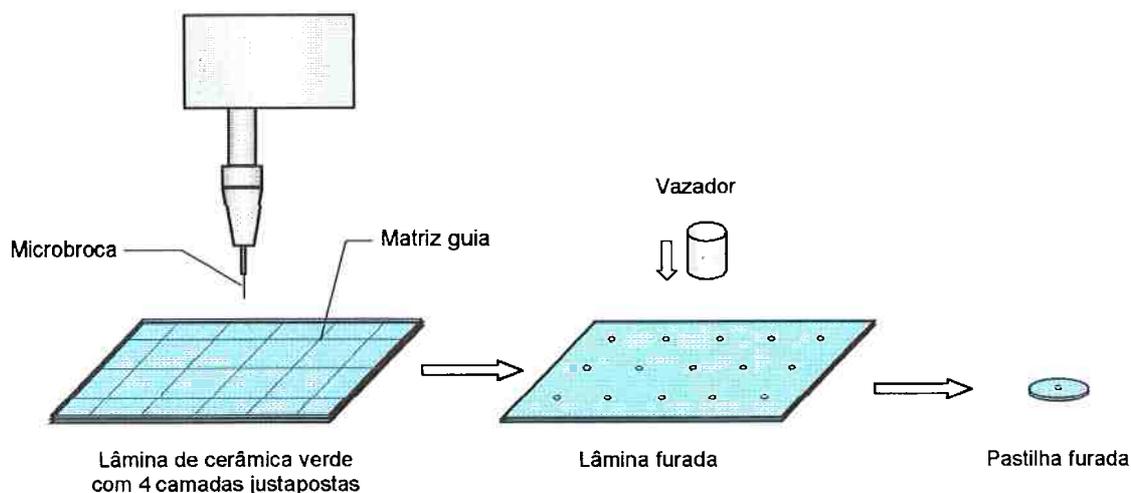


Figura 3.3. Processo de furação e corte das pastilhas de cerâmica verde.

Posteriormente, as pastilhas cortadas foram submetidas ao processo final de sinterização à alta temperatura, conforme processo descrito anteriormente.

3.2.2 Fixação dos microdispositivos de cerâmica verde

Os microdispositivos confeccionados em cerâmica verde foram fixados em um pequeno disco de suporte construído em aço inoxidável, com diâmetro igual a 20 mm, espessura de 2 mm e possuindo um furo de 1 mm no seu centro.

Considerando-se as dimensões reduzidas dos microdispositivos utilizados na investigação, e a conseqüente dificuldade de manipulação, os mesmos foram cuidadosamente fixados através de adesivo a este disco. A fixação dos microdispositivos nos discos de suporte exigiu um procedimento cuidadoso, e foi realizada com o auxílio de um microscópio e um feixe de luz, a fim de que não houvesse o risco dos furos das pastilhas e dos discos de suporte resultarem desalinhados.

A figura 3.4 mostra a fixação de uma pastilha de cerâmica sobre um disco de suporte.

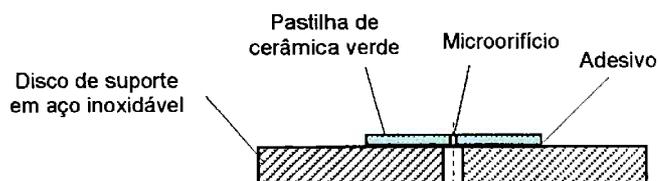


Figura 3.4. Fixação de uma pastilha de cerâmica verde sobre um disco de suporte.

3.2.3 Relação dos microdispositivos de cerâmica verde utilizados na investigação

Para a investigação experimental com microdispositivos de cerâmica verde foram selecionadas 7 amostras com furos cilíndricos de diâmetro interno variando de 91 μm até 213 μm . A espessura de todas as amostras era de 750 μm , o que estabeleceu relações de comprimento/diâmetro na faixa entre 8,2 e 3,5.

Analogamente aos microdispositivos de rubi, os furos nas pastilhas de cerâmica verde apresentavam os bordos de entrada e de saída do gás na forma de cantos-vivos.

A tabela 3.2 relaciona as amostras de cerâmica verde utilizadas na investigação.

Tabela 3.2. Relação dos microdispositivos de cerâmica verde utilizados na investigação.

Amostra	Comprimento do furo, L [μm]	Diâmetro do furo, D [μm]	Relação L/D
<i>D091L08.2</i>	750	91	8,2
<i>D093L08.1</i>	750	93	8,1
<i>D186L04.0</i>	750	186	4,0
<i>D188L04.0</i>	750	188	4,0
<i>D207L03.6</i>	750	207	3,6
<i>D209L03.6</i>	750	209	3,6
<i>D213L03.5</i>	750	213	3,5

As amostras *D091L08.2* e *D093L08.1* foram obtidas pela furação com a microbroca de 100 μm , e as demais amostras, com a microbroca de 200 μm . A variabilidade nos diâmetros obtidos é atribuída principalmente dois fatores: a fixação imperfeita da ferramenta no mandril e a movimentação da lâmina durante o processo de furação.

3.3 Tubos capilares em aço inoxidável

Objetivando investigar o escoamento compressível de gases com a presença de atrito em condutos longos e de diâmetro reduzido, foram utilizados tubos capilares de aço inoxidável de diversos comprimentos.

3.3.1 Processo de construção das amostras de tubos capilares

As amostras utilizadas foram construídas a partir de tubos capilares longos (± 2 m) comercialmente disponíveis, cortados em comprimentos previamente determinados e montados em discos de suporte que facilitassem a sua fixação e manipulação.

Estes discos, análogos aos utilizados na fixação das amostras de cerâmica verde, foram confeccionados em aço inoxidável, possuindo um diâmetro externo de 20 mm, uma espessura de 2 mm e apresentando um furo de 1 mm de diâmetro no seu eixo central.

A fixação dos capilares no disco de suporte foi feita com a utilização de um adesivo comum a base de resina epóxi e polimercaptana.

No processo de montagem do tubo capilar no disco de suporte, foi utilizado um dispositivo que possibilitava a fixação do capilar em uma posição vertical e alinhada em relação ao eixo do disco de suporte. Este dispositivo permitia, também, sobrar um trecho do capilar junto à face oposta do disco para a realização de um posterior processo de faceamento.

O processo de faceamento, executado em uma mesa de lixamento rotativa, permitia a concordância da extremidade do capilar com a superfície do disco de suporte, o que resultava furos com cantos vivos.

O faceamento era realizado em ambas as extremidades do capilar, inicialmente junto à superfície do disco de suporte e, a seguir, na extremidade livre do capilar, de modo a ajustar o seu comprimento à dimensão final desejada para cada amostra particular.

A figura 3.5 ilustra esquematicamente o processo de preparação das amostras de tubos capilares.

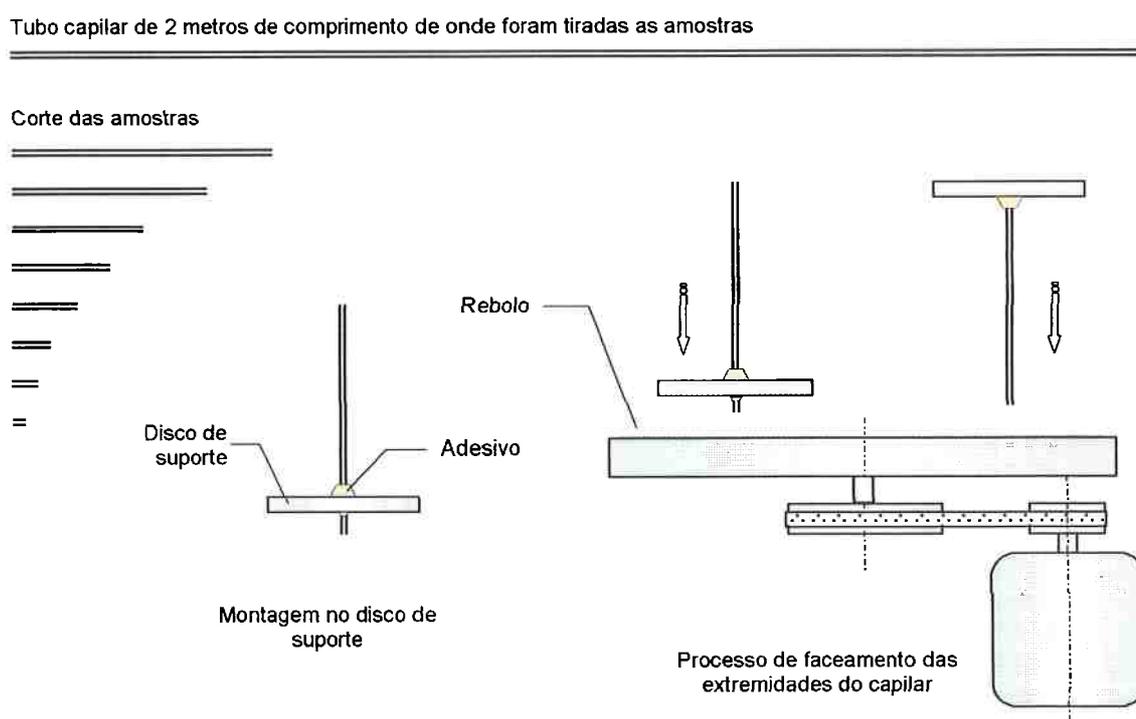


Figura 3.5. Processo de preparação dos tubos capilares.

Após a operação de faceamento, as amostras foram submetidas a um processo de limpeza com ar comprimido e, posteriormente, com banho de álcool com ultra-som.

3.3.2 Relação das amostras de tubos capilares

Dentro dos vários diâmetros disponíveis, foi escolhido um tubo capilar 427 μm de diâmetro interno, e externo ao redor de 720 μm .

Considerando-se o interesse em investigar a influência da relação do comprimento pelo diâmetro L/D do tubo capilar no escoamento com atrito, foram escolhidos, a partir do diâmetro interno do capilar utilizado, comprimentos de tubo que permitissem estabelecer relações de L/D em uma ampla gama de valores.

A figura 3.6 mostra a família de amostras de capilares utilizados na investigação, e a tabela 3.3 apresenta as relações L/D das amostras investigadas.

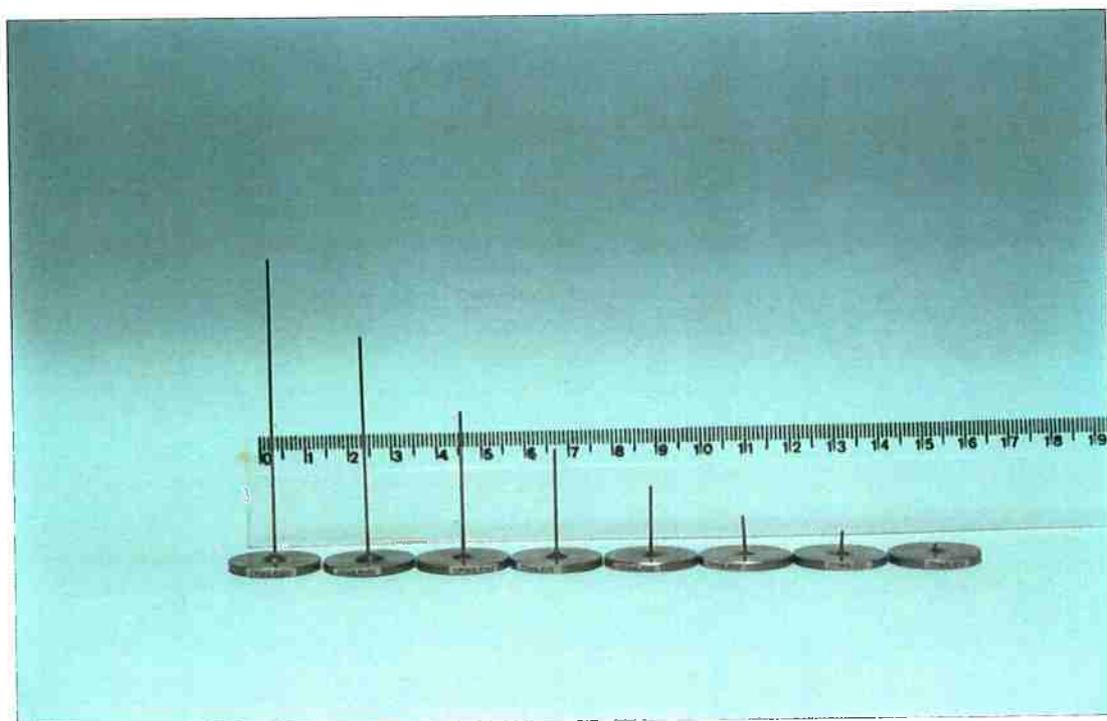


Figura 3.6. Família de tubos capilares de diâmetro interno 427 μm .

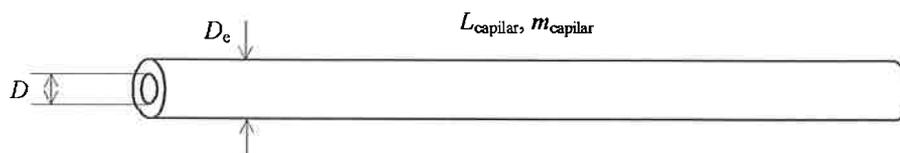
Tabela 3.3 Relação dos tubos capilares utilizados na investigação.

Amostra	Comprimento do capilar, L [μm]	Diâmetro do furo, D [μm]	Relação L/D
D427L08.0	3,4	427	8
D427L016	6,8	427	16
D427L024	10,2	427	24
D427L040	17,0	427	40
D427L060	25,5	427	60
D427L080	34,0	427	80
D427L120	51,0	427	120
D427L160	68,0	427	160

3.3.3 Medição do diâmetro interno do tubo capilar

O diâmetro interno D dos tubos capilares foi determinado através de um método dimensional-gravimétrico baseado na diferença entre os volumes aparente e real de uma amostra relativamente grande do capilar.

O volume aparente da amostra foi obtido através da medição do diâmetro externo da peça D_e , e de seu comprimento L_{capilar} . Por sua vez, o volume real foi calculado por meio da determinação da massa do capilar m_{capilar} desta mesma amostra em uma balança analítica. A figura 3.7 ilustra estes parâmetros.

**Figura 3.7.** Capilar utilizado na determinação da densidade do aço.

Para isto, foi utilizado um trecho de 998,5 mm do mesmo tubo capilar a partir do qual foram retiradas as amostras testadas, o qual foi submetido a uma série de 32 medidas do seu diâmetro externo ao longo de todo o seu comprimento. O valor médio do diâmetro externo resultou 720,3 μm . A seguir, este tubo capilar foi enrolado e levado a uma balança analítica para a sua pesagem, que resultou uma massa de 2,0736 g.

Utilizando-se um equacionamento bastante simples, é possível determinar o diâmetro interno D através da seguinte relação:

$$D = \left[D_e^2 - \frac{4 m_{\text{capilar}}}{\pi L_{\text{capilar}} \rho_{\text{aço}}} \right]^{1/2} \quad (3.1)$$

A equação (3.1) exige o conhecimento da densidade do metal utilizado na fabricação do capilar, no caso um aço inoxidável AISI 304.

Procurando não depender unicamente nos valores encontrados na literatura, foi realizada a medição da densidade do material por meio de um picnômetro a hélio modelo AccuPyc 1330.

O princípio de operação do instrumento é descrito no apêndice C.

O valor médio das medições de densidade na amostra utilizada resultou 7,8732 g/cm^3 . Este valor, inserido na equação (3.1) anterior, forneceu um diâmetro médio de 427,4 μm para o capilar utilizado na investigação.

Este valor obtido para o diâmetro do capilar foi bastante similar ao avaliado por método fotográfico utilizando-se um microscópio eletrônico de varredura (MEV), o qual forneceu um valor médio para o diâmetro da ordem de 427,1 μm . Para efeito de cálculo, foi considerado, então, o valor de 427,4 μm para o diâmetro interno das amostras de capilar. Esta similaridade de resultados foi importante no sentido em que contribuiu

para validar o método de medição por microscopia via MEV, utilizado para a determinação dos diâmetros internos dos demais microdispositivos.

3.3.4 Determinação da rugosidade interna do tubo capilar

Considerando-se que o tipo de escoamento que se pretendia investigar utilizando-se os tubos capilares era o escoamento de Fanno, baseado no atrito do fluido com as paredes do tubo, era necessário um conhecimento da rugosidade da superfície interna ao capilar. Nesse sentido, esta rugosidade foi medida através de amostras do capilar utilizado que foram preparadas por meio de um processo de embutimento em baquelite, e posteriormente cortadas a fim de proporcionar a abertura do capilar, expondo-se a sua superfície interior.

Previamente às medições, as amostras foram submetidas a um processo de lavagem via ultra-som para a retirada das impurezas resultantes do processo de corte.

A rugosidade foi medida utilizando-se um medidor de rugosidade eletrônico do LSI-Laboratório de Sistemas Integráveis da POLI-USP.

Foram efetuadas 4 medições de rugosidade, uma em cada uma das 4 amostras que apresentavam as melhores condições de medição dentre as preparadas, sendo que o valor médio obtido resultou 16.282 \AA ($1,6282 \text{ \mu m}$) para a rugosidade R_a .

A figuras 3.8 a 3.11 apresentam os resultados gráficos obtidos nas medições.

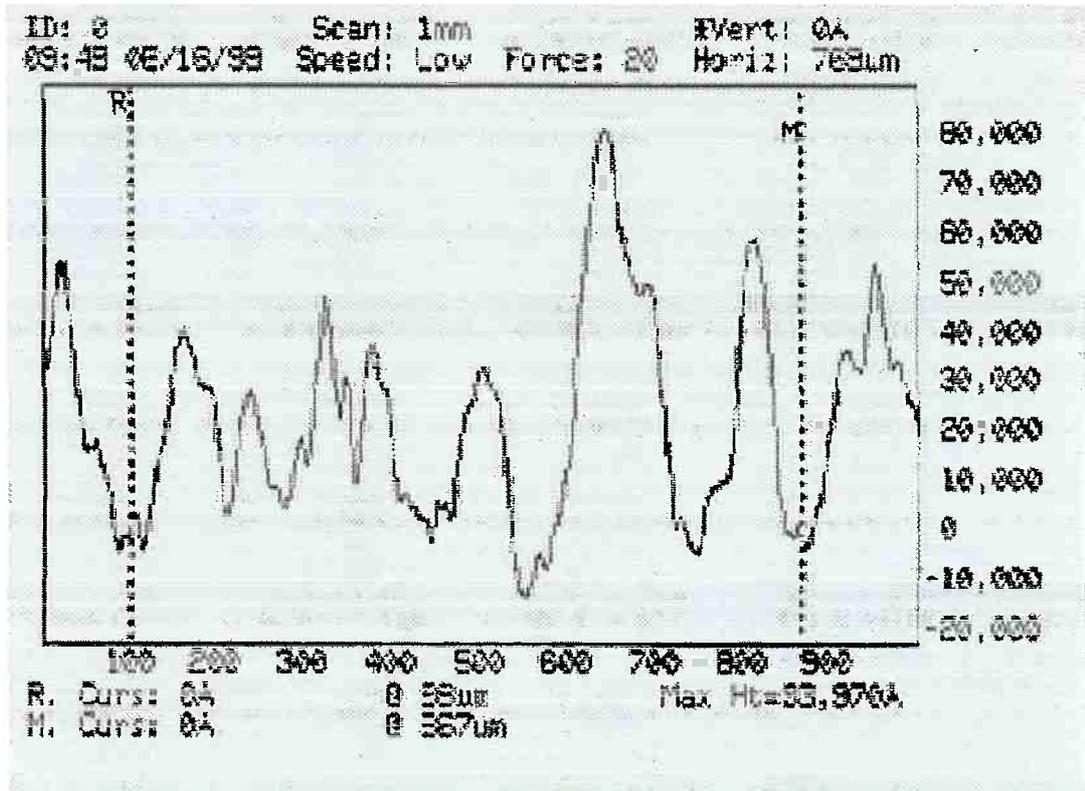


Figura 3.8. Medição da rugosidade interna do capilar. Amostra 1, $R_a = 16.937 \text{ \AA}$.

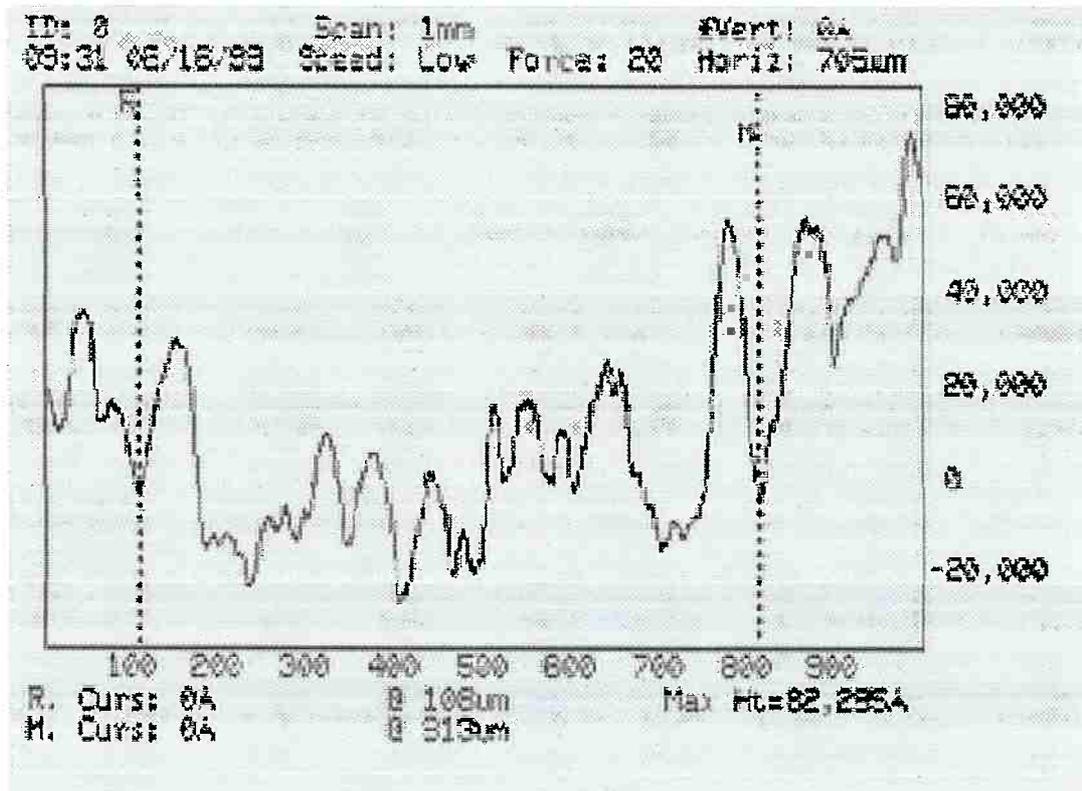


Figura 3.9. Medição da rugosidade interna do capilar. Amostra 2, $R_a = 12.708 \text{ \AA}$.

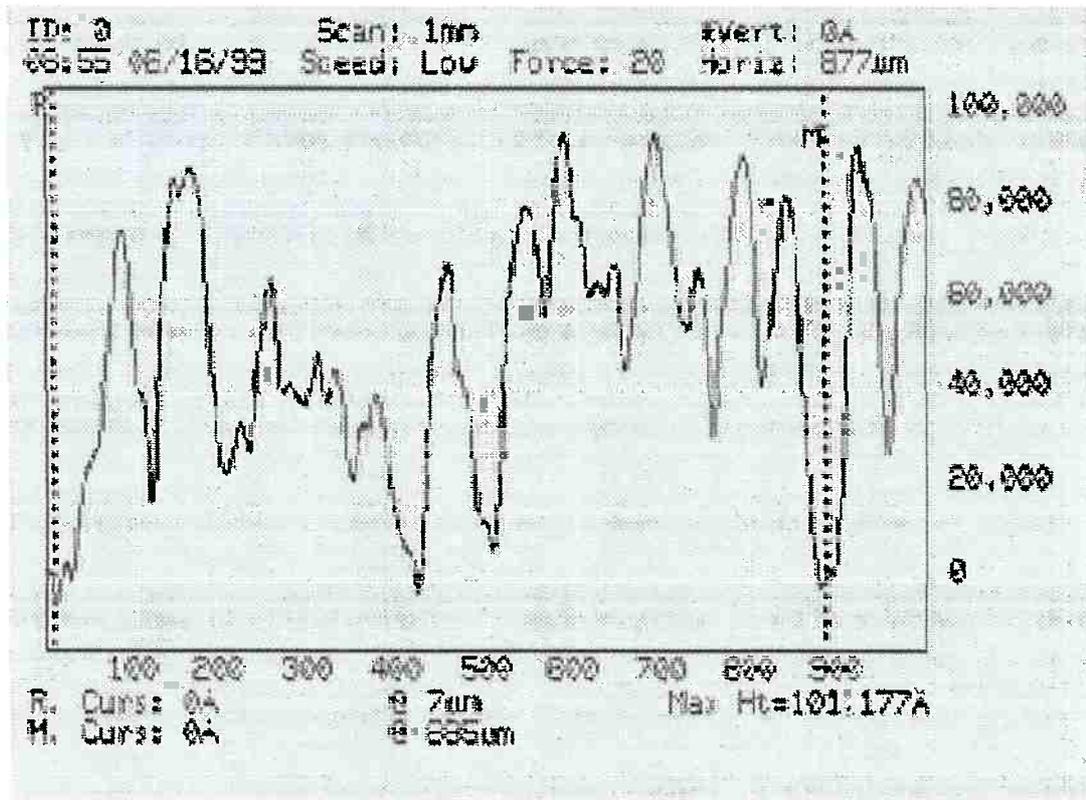


Figura 3.10. Medição da rugosidade interna do capilar. Amostra 3, $R_a = 19.280 \text{ \AA}$.

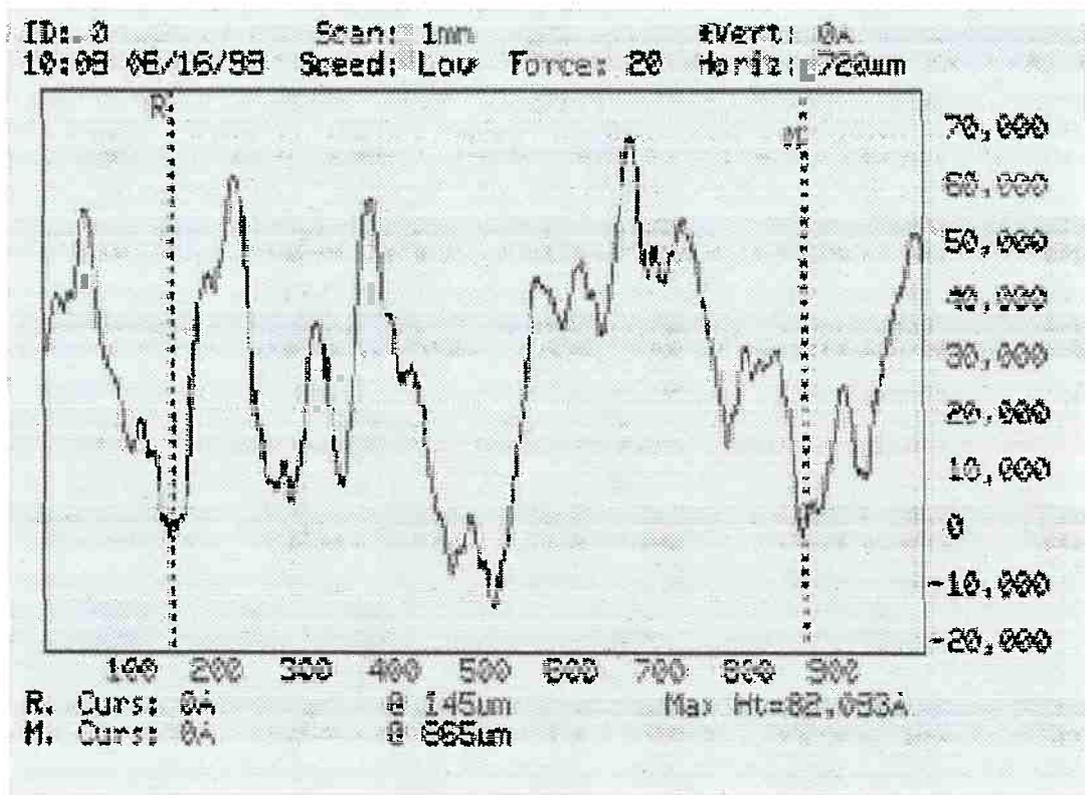


Figura 3.11. Medição da rugosidade interna do capilar. Amostra 4, $R_a = 16.203 \text{ \AA}$.

3.4 Determinação do diâmetro interno dos microorifícios e capilares

O diâmetro internos dos microdispositivos utilizados na investigação foi determinado experimentalmente apenas para o caso dos tubos capilares de aço inoxidável. Nos demais orifícios, este parâmetro foi determinado através de um método fotográfico que consistia na obtenção de imagens dos orifícios por meio de um microscópio do tipo MEV, e a comparação das dimensões médias dos furos com uma escala auxiliar inserida na foto. Com a finalidade de melhorar a determinação do diâmetro do orifício, foi utilizado um planímetro para a integração da área referente à seção transversal de cada orifício. Esta área, determinada como um valor médio de pelo menos cinco medições, possibilitava uma melhor avaliação do diâmetro interno do orifício, sendo então comparada com a medida da escala que aparecia na respectiva fotografia.

A figura 3.12 mostra o planímetro utilizado na integração das áreas dos orifícios.



Figura 3.12. Planímetro utilizado na integração das áreas dos orifícios.

4. APARATO EXPERIMENTAL, INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

Neste capítulo é apresentado o aparato experimental, a instrumentação e a metodologia utilizada na investigação de escoamentos críticos em microorifícios e tubos capilares.

4.1 O aparato experimental

Na concepção do aparato experimental para o ensaio dos microorifícios e dos tubos capilares utilizados na investigação, partiu-se da premissa que o mesmo deveria proporcionar, entre outras características desejáveis, como versatilidade e facilidade de operação, um controle efetivo das variáveis de processo e uma boa confiabilidade da medição. Sob o aspecto do controle, isto significava que o aparato experimental deveria ter a capacidade de estabelecer condições de operação estáveis e controladas dos parâmetros medidos, essencialmente a pressão, a temperatura e a vazão do gás. Adicionalmente, a medição destes parâmetros deveria ser realizada por meio de uma instrumentação capaz de proporcionar resultados confiáveis e dentro de níveis de incerteza conhecidos.

4.1.1 Aparato experimental para operação sob regime pressurizado

Considerando-se que na maioria das aplicações práticas de microorifícios críticos a relação de pressões de jusante pela de montante é obtida por meio de uma pressurização do gás de entrada ao invés do estabelecimento de um vácuo na saída da restrição, a unidade experimental foi, inicialmente, concebida para operar com o suprimento de gás pressurizado. Na figura 4.1 é apresentado um desenho esquemático da unidade experimental utilizada no desenvolvimento dos testes em regime de escoamento sob pressão, e na figura 4.2 é apresentada uma foto que permite uma visão geral da bancada.

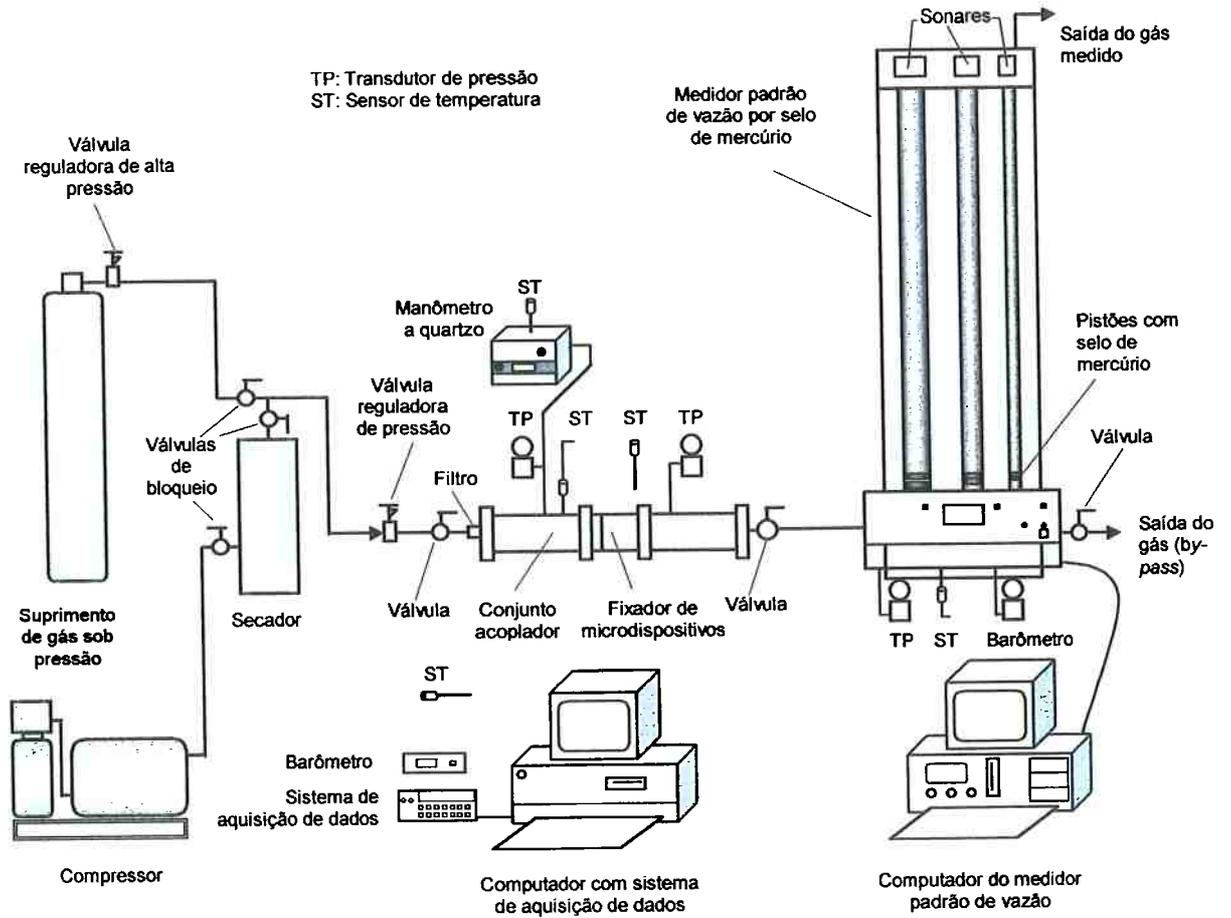


Figura 4.1. Esquema da unidade experimental para operação sob regime pressurizado.



Figura 4.2. Unidade experimental para operação sob regime pressurizado.

Suprimento de gás. O aparato experimental utilizado nos ensaios sob regime de escoamento pressurizado era constituído inicialmente de uma fonte de suprimento de gás, essencialmente ar comprimido a aproximadamente 900 kPa, fornecido por um compressor tipo alternativo isento de óleo, ou gases (argônio, dióxido de carbono e hélio) engarrafados sob alta pressão (20 MPa) na forma de cilindros tipo torpedo.

No caso do suprimento via cilindro, era utilizada uma válvula reguladora de alta pressão na saída do mesmo, cuja função era a de reduzir e regular, num primeiro estágio, a pressão do gás fornecido ao sistema.

Secador de ar. Embora a umidade contida no ar suprido via o compressor pudesse ser facilmente medida, optou-se pela utilização de um secador para a retirada desta umidade a fim de que a composição do ar fosse sempre a mesma durante todos os ensaios realizados com ar. Este problema não ocorria quando da utilização de gases engarrafados uma vez que, neste caso, a umidade contida no gás podia ser considerada desprezível.

Válvula reguladora de pressão. Antes de entrar na seção de testes, o ar comprimido seco ou o gás suprido via cilindro passava por uma válvula reguladora de pressão, sendo a mesma ajustada a diferentes pressões estáticas, na faixa de aproximadamente 7 kPa até 820 kPa, referentes às respectivas condições de operação desejadas.

Esta segunda válvula reguladora exercia uma função importante no estabelecimento de uma pressão de suprimento estável ao sistema, possibilitando uma medição precisa da pressão de estagnação na entrada de cada microdispositivo ensaiado.

Válvula de bloqueio. Após esta segunda válvula reguladora de pressão, existia uma válvula de bloqueio, cuja função era a de permitir, de tempos em tempos, a realização dos testes de estanqueidade com o isolamento do sistema a partir deste ponto.

Filtro. Após a válvula de bloqueio, o gás passava por um filtro de metal sinterizado, especificado para reter particulados com dimensão maior que $3\mu\text{m}$, e cuja função era a de evitar uma eventual deposição de materiais nos microdispositivos testados.

Até este ponto do circuito, o gás escoava através de tubos termoplásticos resistentes de polietileno tipo *poly-flo* da Detroit, com diâmetro de $\frac{1}{4}$ ", suficiente em termos de área interna de passagem, em vista da condição de pressurização em que se encontrava o gás.

Conjunto acoplador. Na seqüência, o gás entrava na seção de testes propriamente dita, composta de um conjunto acoplador cuja função era a acomodação do fixador de microdispositivos sônicos. O conjunto acoplador era composto de um tubo de diâmetro interno de 25 mm, dividido em duas partes, possuindo três presilhas de acionamento manual, em formato de alavanca, e que permitiam a fácil e rápida instalação do fixador de microdispositivos em seu espaço central. O conjunto acoplador possuía, ainda, uma tomada de temperatura na seção do tubo a montante do fixador, e duas tomadas de pressão, uma a jusante e outra a montante do mesmo. A figura 4.3 mostra uma foto do conjunto acoplador com o fixador de microdispositivos instalado em sua parte central.

É importante ressaltar que o diâmetro interno do conjunto acoplador onde se localizavam as tomadas de pressão e de temperatura era muito maior se comparado aos diâmetros internos dos microdispositivos testados, o que permitia considerar que os valores de pressão e de temperatura medidos a montante podiam ser admitidos como representativos destes parâmetros em suas condições de estagnação.

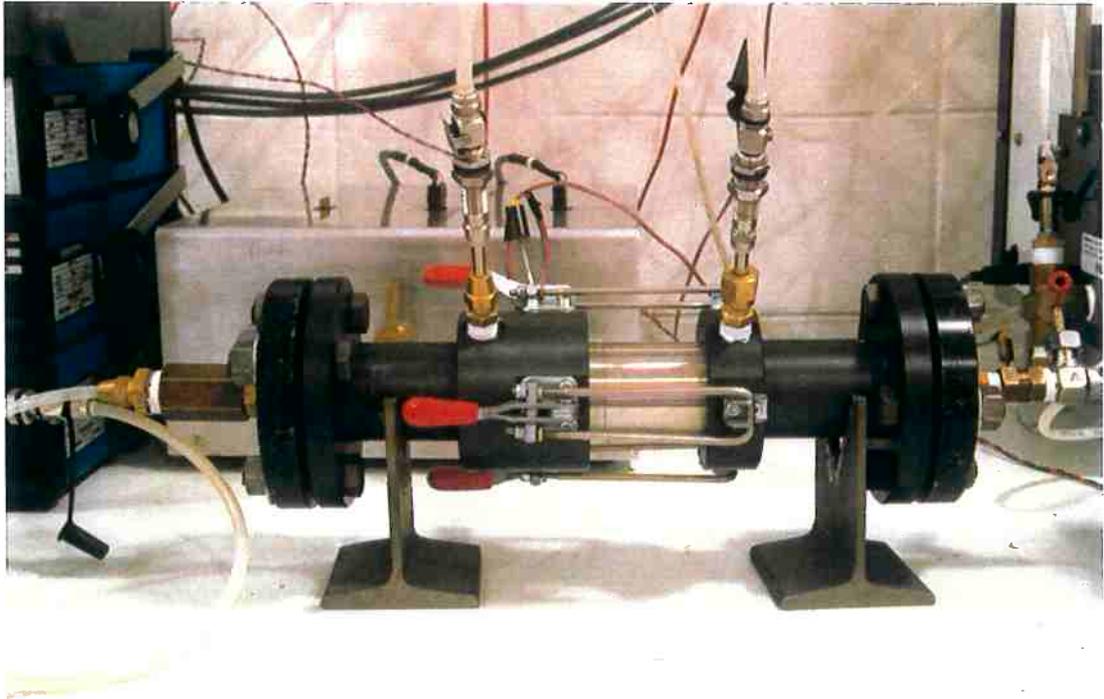


Figura 4.3. Conjunto acoplador utilizado na instalação dos microdispositivos.



Figura 4.4. Fixador de microdispositivos.

Fixador de microdispositivos. O fixador de microdispositivos era composto de uma base e de uma coroa, e foi projetado e construído para ser prático, versátil e permitir uma rápida instalação em seu interior dos diferentes tipos de amostras utilizadas na investigação, fossem elas microorifícios de rubi ou cerâmica verde, ou mesmo capilares de aço inoxidável. A figura 4.4 mostra uma foto do fixador de microdispositivos.

Na saída do conjunto acoplador, foi instalada uma segunda válvula de bloqueio que, em conjunto com a primeira, permitia isolar o trecho entre as mesmas para a realização dos testes de estanqueidade no sistema.

Após deixar o conjunto acoplador, a vazão de gás era medida através de medidores padrão de vazão, que serão descritos no item 4.2.

Finalmente, depois de passar pelo medidor padrão de vazão, o gás de operação era descarregado para a atmosfera.

4.1.2 Aparato experimental para operação sob vácuo

Uma forma alternativa de operação dos medidores de vazão por princípio sônico é a sua utilização sob vácuo. Nesse sentido, com o objetivo de investigar o comportamento do escoamento de gases sob este regime através dos microdispositivos estudados, foram desenvolvidos testes com ar ambiente, estabelecendo-se, por meio de uma bomba de vácuo, diferentes condições de vácuo na saída da restrição. Para esta finalidade, a unidade experimental inicialmente utilizada foi parcialmente modificada para operar nesta nova configuração.

A figura 4.5 apresenta um desenho esquemático da unidade experimental modificada para a realização dos testes em regime de escoamento sob vácuo.

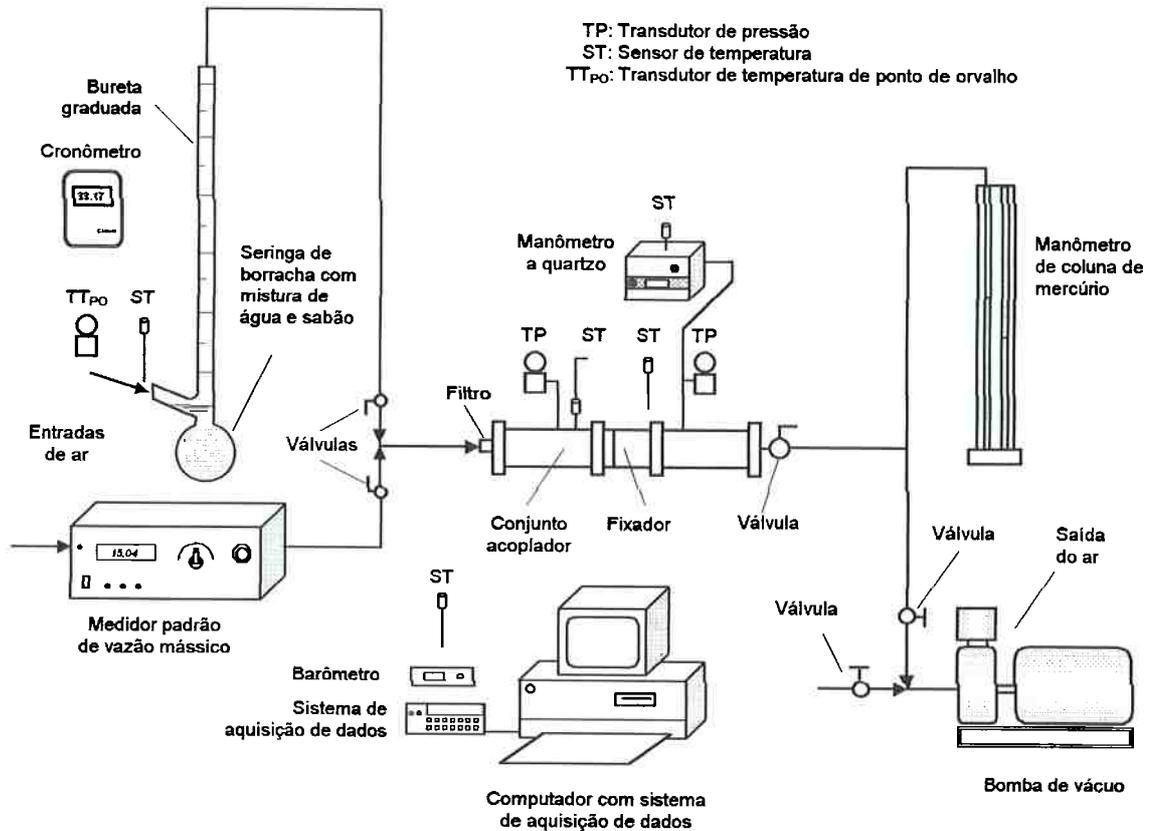


Figura 4.5. Esquema da unidade experimental para operação sob vácuo.

Bomba de vácuo. Nesta nova configuração, a bomba de vácuo exercia a função de elemento motor do escoamento, sendo que a vazão de ar através do microdispositivo era estabelecida em função do nível de vácuo presente no reservatório de descarga, localizado a jusante do mesmo. A bomba de vácuo utilizada nos ensaios foi uma de marca GRAGWILL, modelo BVMFR-24-22, capaz de proporcionar níveis de vácuo de até 82 kPa nas condições de vazão dos ensaios.

Na tubulação junto à entrada da bomba de vácuo foram instaladas duas válvulas, uma na linha de ar proveniente da seção de testes e a outra em uma entrada de ar falsa, e que conjuntamente possibilitavam o balanceamento e a regulagem da vazão.

4.2 Instrumentação

Além dos equipamentos como compressor, cilindros de gás, bomba de vácuo e microcomputadores, a unidade experimental contava com vários medidores, instrumentos e sensores para a medição e o controle dos parâmetros de interesse.

Estes parâmetros eram as vazões, temperaturas e pressões estáticas do fluido a montante e a jusante do microdispositivo, a temperatura e a pressão estática no medidor padrão de vazão, a pressão atmosférica local, a temperatura ambiente e a vazão de gás passante pelo sistema.

No caso dos experimentos realizados com vácuo e utilizando-se a bureta como medidor padrão de vazão, além dos parâmetros citados, foi necessária a medição da temperatura de ponto de orvalho do ar e o intervalo de tempo de deslocamento do filme de sabão ao longo da bureta.

Medidores de vazão de gás.

Na condição de operação sob pressão, foram utilizados dois tipos de medidores de vazão de gás. O primeiro, era um padrão volumétrico que utiliza o princípio do deslocamento de um pistão com selo de mercúrio dentro de um tubo de vidro de borossilicato especial, de diâmetro interno constante, e cujo movimento é detectado através de um sensor ultrassônico. O medidor possui três tubos de medição, podendo atingir uma ampla faixa de vazões de operação, indo desde aproximadamente 1 cm³/min até 50 litros/min de gás, faixa operacional suficiente para as necessidades do trabalho de investigação.

Este medidor de vazão utilizado era capaz de proporcionar incertezas de medição na faixa de $\pm 0,40\%$ a $\pm 0,80\%$ da vazão medida, dependendo da faixa de operação.

A operação deste padrão era controlada automaticamente via um computador dedicado, que fornecia a vazão do gás de trabalho corrigida para as condições de referência de temperatura e de pressão adotadas, no caso 294,15K (21°C) e 101,325 kPa. Este medidor é mostrado na figura 4.2 anterior.

O segundo medidor de vazão utilizado, era também um medidor que se baseia no princípio volumétrico, porém do tipo rotor semi-submerso. Este medidor foi utilizado nos ensaios realizados onde a vazão do gás era mais elevada, situação em que o seu desempenho era considerado melhor do que o do padrão de vazão por selo de mercúrio, em função do seu volume ilimitado de medição. A figura 4.6 apresenta uma fotografia do medidor tipo rotor semi-submerso.

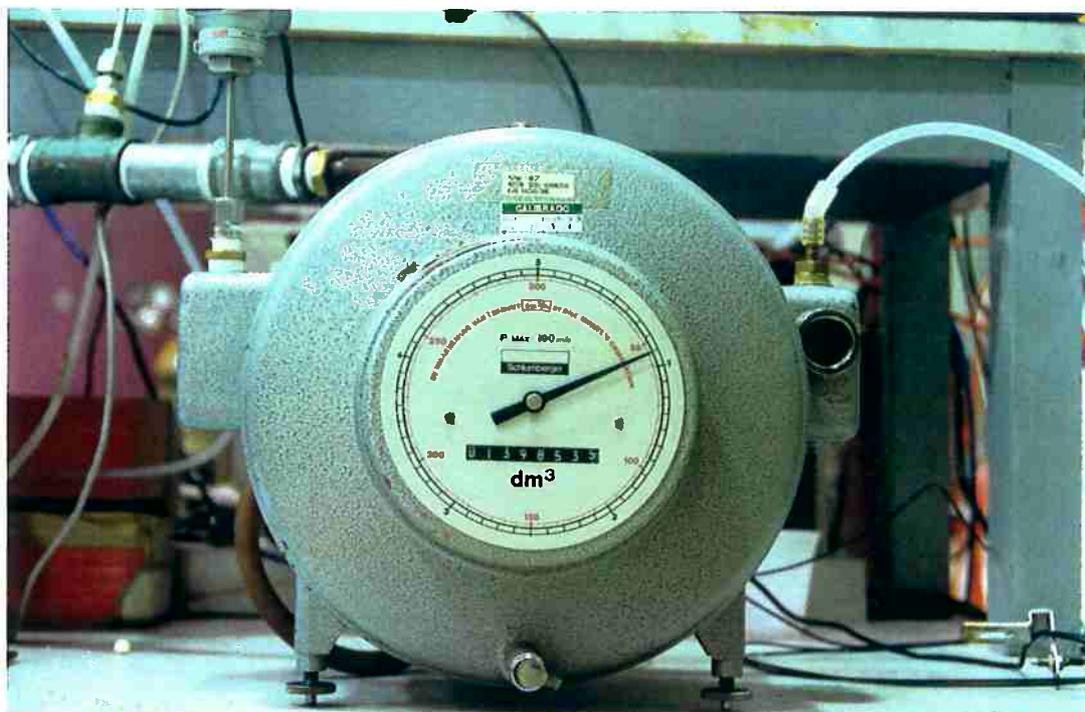


Figura 4.6. Medidor de vazão de gás do tipo rotor semi-submerso.

A incerteza na medição de vazão proporcionada pelo medidor do tipo rotor semi-submerso era inferior a $\pm 0,55\%$ da vazão medida.

Nos experimentos realizados com vácuo não foi possível a utilização do medidor padrão de vazão com selo de mercúrio utilizado nos testes sob pressão, visto que o mesmo somente permitia a operação com pressão positiva. Por outro lado, comparativamente à operação sob pressão, as vazões eram muito mais baixas, o que inviabilizava o uso do medidor do tipo rotor semi-submerso.

Nesse sentido, foram utilizados dois tipos de medidores de vazão de gás. Para as vazões acima de $20 \text{ cm}^3/\text{min}$, foi utilizado um medidor padrão de vazão mássico por princípio térmico, modelo 14351 da Volumetrics Inc.. A operação deste medidor se baseia no princípio do aquecimento elétrico de uma pequena parcela do gás escoando, que é derivada através de um tubo capilar dentro do medidor. Por meio da medição contínua das temperaturas do gás entre dois pontos do capilar, e conhecendo-se a quantidade de calor trocada, é possível a determinação da vazão em massa do gás por meio de equações de troca de calor. O medidor possui incorporado um microprocessador que permite a indicação da vazão volumétrica do gás referida às condições padrão de temperatura e pressão, no caso 21°C e $101,325 \text{ kPa}$. Uma vez calibrado, este medidor de vazão é capaz de proporcionar incertezas de medição menores que $\pm 0,55\%$ da vazão medida. A figura 4.7 mostra o medidor padrão de vazão mássico utilizado.

Por sua vez, para as vazões inferiores a $20 \text{ cm}^3/\text{min}$, foi utilizado um conjunto de buretas e pipetas graduadas de 25, 5, 2 e 1 ml.

Nas buretas e pipetas foi utilizado o método volumétrico do filme de sabão, baseado no princípio do deslocamento de uma fina película de sabão ao longo de um determinado trecho da bureta ou da pipeta durante um intervalo de tempo.



Figura 4.7. Medidor padrão de vazão mássico.

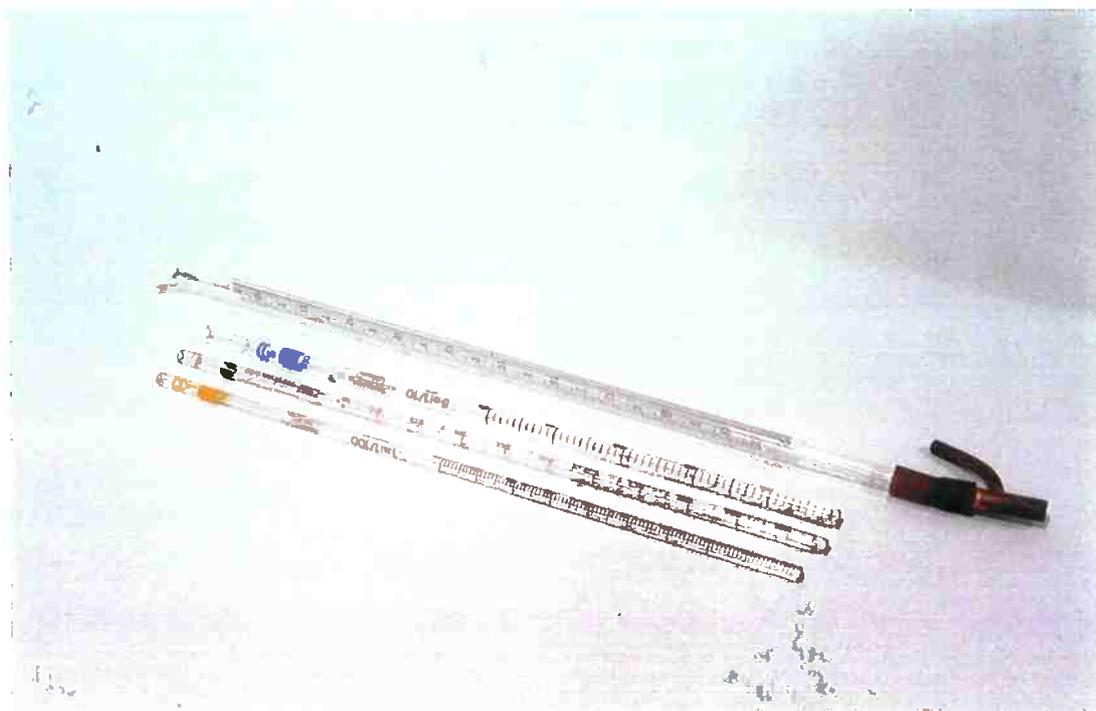


Figura 4.8. Conjunto de buretas e pipetas utilizadas na medição de baixas vazões de gás.

Trata-se de um método bastante simples e fundamental, análogo ao dos pistões com selo de mercúrio, porém que exige cuidado na operação e na medição de parâmetros como o tempo, a temperatura do ar na entrada da bureta, a pressão atmosférica local e a umidade do ar ambiente, esta medida através da sua temperatura de ponto de orvalho.

As buretas e pipetas utilizadas foram previamente calibradas, sendo que a incerteza na medição de vazão através das mesmas é da ordem de $\pm 1,3\%$ da vazão medida.

A figura 4.8 mostra o conjunto de buretas e pipetas utilizadas como medidores padrão de vazão para baixas vazões em regime de vácuo.

Além dos medidores de vazão de gás, a instrumentação utilizada nos ensaios era constituída de válvulas reguladoras de pressão, transdutores de pressão e de temperatura, um manômetro a quartzo, um barômetro eletrônico, um medidor de temperatura de ponto de orvalho, um cronômetro digital, além de um sistema de aquisição de dados acoplado a um microcomputador.

Medidores de temperatura.

As medições de temperatura foram feitas com cinco termopares do tipo T, de cobre-constantan, da marca ECIL, e cujos sinais de tensão medidos eram automaticamente convertidos em graus Celsius pelo sistema de aquisição de dados. Um dos termopares, de 1,5 mm de diâmetro, ficou permanentemente instalado no tubo de entrada do conjunto acoplador, a montante do fixador, a fim de permitir a medição da temperatura do gás na região de estagnação. Outro termopar, de igual diâmetro, ficava instalado na seção de entrada do gás no medidor padrão de vazão para permitir o cálculo da massa específica do fluido no mesmo. Dois outros termopares, também de 1,5 mm de diâmetro, ficavam posicionados em dois locais próximos à bancada de testes,

monitorando a temperatura ambiente. O último termopar, de 3,0 mm de diâmetro, monitorava a temperatura da célula do manômetro a quartzo.

Os sensores de temperatura, ligados ao sistema de aquisição de dados por meio de fios de extensão, foram calibrados previamente em banho termostático no Laboratório de Metrologia do IPT (RBC-070), dentro de uma incerteza de $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$.

Medidores de pressão.

Nos experimentos sob regime pressurizado, a medição de pressão era realizada em seis diferentes pontos do sistema: na saída do reservatório do compressor quando da operação com ar, na válvula reguladora de alta pressão quando da utilização de gases engarrafados (argônio, CO₂ e hélio), na válvula reguladora de pressão de suprimento para a seção de testes, nos tubos de montante e de jusante do conjunto acoplador e no medidor padrão de vazão.

Nos três primeiros pontos, a pressão era medida por meio de manômetros simples do tipo Bourdon, pois os valores lidos eram apenas indicativos do nível de pressurização do sistema, não influenciando diretamente nos cálculos. Entretanto, nos demais pontos, a pressão estática medida era importante na definição das reais condições do escoamento, tendo sido utilizados transdutores de pressão do tipo capacitivo com sinais elétricos de saída lidos através de um sistema de aquisição de dados acoplado a um computador.

Com o objetivo de assegurar a medição correta da pressão de estagnação na entrada dos microdispositivos testados, e prevenir contra eventuais falhas no conjunto transdutor/sistema de aquisição de dados/computador, foi instalado um medidor de pressão a quartzo de alta precisão em paralelo a este transdutor de pressão.

Este medidor de pressão utiliza como sensor uma célula de quartzo formada por um tubo delgado em formato helicoidal com 29 espiras e possuindo um pequeno espelho

circular fixo em sua extremidade inferior. A fim de manter as suas propriedades físicas sempre constantes, esta célula de quartzo é mantida à temperatura estável de $50 \pm 1^\circ\text{C}$ por meio de um sistema de aquecimento interno do manômetro.

Quando submetido a um diferencial de pressão, este helicóide de quartzo se deforma proporcionalmente à pressão aplicada, sendo esta deformação detectada através de um sistema óptico que emite um raio de luz contra o espelho e que mede a variação do ângulo formado entre os feixes emitido e recebido.

Este princípio de medição, associado às excelentes características físicas do quartzo e a um servo-mecanismo interno, proporcionam uma elevada sensibilidade ($1/300000$) e repetibilidade (máx. $\pm 0,0005\%$ do fundo de escala) ao medidor.

Este medidor foi previamente calibrado no Laboratório de Metrologia do IPT, dentro de uma incerteza de $\pm 0,1$ kPa.

Os transdutores de pressão foram calibrados *in situ* já conectados ao sistema de aquisição de dados.

O transdutor de pressão de montante foi calibrado utilizando-se o próprio medidor de pressão a quartzo, dentro de uma incerteza de $\pm 0,6$ kPa, enquanto que os transdutores de pressão de jusante e o do medidor padrão de vazão foram calibrados por meio de um calibrador padrão de pressão da Yokogawa, modelo 2656, rastreado à padrões da RBC e com incerteza de ± 10 Pa nas faixas utilizadas.

As figuras 4.9 e 4.10 mostram respectivamente o manômetro a quartzo e os transdutores de pressão utilizados no aparato experimental.

A tabela 4.1 relaciona os medidores de pressão utilizados nos experimentos sob regime pressurizado.



Figura 4.9. Manômetro a quartzo utilizado no aparato experimental.



Figura 4.10. Transdutores de pressão instalados na bancada.

Tabela 4.1. Medidores de pressão utilizados nos experimentos sob regime pressurizado.

Local	Medidor	Faixa de operação	Incerteza de medição
Reservatório do compressor	Manômetro bourdon	0 a 14 kgf/cm ²	±0,1 kgf/cm ²
Saída do cilindro de gás	Manômetro bourdon	0 a 14 kgf/cm ²	±0,1 kgf/cm ²
Válvula reguladora de pressão	Manômetro bourdon	0 a 14 kgf/cm ²	±0,1 kgf/cm ²
Pressão de montante	Transdutor de pressão	0 a 830 kPa	±0,6 kPa
Pressão de montante	Manômetro a quartzo	0 a 1 MPa	±0,1 kPa
Pressão de jusante	Transdutor de pressão	0 a 25 kPa	±10 Pa
Pressão no padrão de vazão	Transdutor de pressão	0 a 1200 Pa	±10 Pa

Quando da operação com vácuo, as pressões estáticas de montante e de jusante na seção de testes foram também medidas com transdutores de pressão, porém desta vez sem a utilização do manômetro a quartzo. A fim de garantir uma melhor confiabilidade da medição, paralelamente ao transdutor de pressão de montante, foi instalado um manômetro do tipo coluna de mercúrio que permitia a leitura do vácuo presente e, também, facilitava a operação de regulagem das válvulas de entrada da bomba de vácuo. As pressões de entrada nos medidores de vazão não foram medidas, uma vez que o medidor de vazão mássico correlacionava automaticamente a massa específica do ar, e por sua vez, a pressão estática do escoamento no interior da bureta podia ser considerada desprezível. A tabela 4.2 relaciona os medidores de pressão utilizados nos experimentos sob regime de vácuo.

Tabela 4.2. Medidores de pressão utilizados nos experimentos sob regime de vácuo.

Local	Medidor	Faixa de operação	Incerteza de medição
Pressão de montante	Manôm. de coluna H ₂ O	0 a 1 kPa	±10 Pa
Pressão de jusante	Transdutor de pressão	0 a 830 kPa	±0,60 kPa
Pressão de jusante	Manôm. de coluna Hg	0 a 133 kPa	±0,13 kPa

Barômetro eletrônico.

A pressão atmosférica foi medida com um barômetro eletrônico de marca Desgranges et Huot, modelo RPM1, com indicação de pressão atmosférica em 6 dígitos e incerteza de ± 3 Pa ($\pm 0,02$ mmHg). Este barômetro é mostrado na figura 4.11, junto ao sistema de aquisição de dados.

Sistema de aquisição de dados.

Para a aquisição dos dados das pressões e das temperaturas foi utilizado um *data logger* fabricado pela Fluke, modelo Hydra 2625 A. Este instrumento possui uma interface para instrumentação que comporta até 20 canais de entrada de sinais elétricos. A saída dos valores medidos se dava através do painel indicador do sistema e através da comunicação direta com o computador através de uma interface RS232. O instrumento é mostrado na figura 4.11, junto ao barômetro eletrônico.

Como os parâmetros medidos representavam uma condição de regime permanente, a taxa de amostragem de dados não influenciava as medições realizadas. Entretanto, com a finalidade de obter os valores médios dos parâmetros monitorados durante um intervalo de medição, foi incorporado ao computador um programa que, além de calcular o valor médio, determinava o desvio padrão das leituras, e se ele resultasse maior que o valor limite atribuído para cada parâmetro, a medição era rejeitada.

O *data logger* possuía uma incerteza de $\pm(0,031\% + 20\mu\text{V})$ na medição de tensão em corrente contínua, caso de todos os transdutores de pressão, e de $\pm 0,1^\circ\text{C}$ para os canais que mediam temperaturas com os termopares.

A tabela 4.3 mostra os canais utilizados nas medições, com os respectivos parâmetros medidos.

Tabela 4.3. Relação dos canais utilizados no sistema de aquisição de dados e os respectivos parâmetros medidos.

Canal	Parâmetro medido	Faixa de calibração
1	Pressão a montante do microdispositivo (quartzo)	0 a 1MPa
2	Pressão a montante do microdispositivo (TP)	0 a 830 kPa
3	Pressão a jusante do microdispositivo (TP)	0 a 25 kPa
4	Pressão no medidor padrão de vazão (TP)	0 a 1200 Pa
5	Temperatura a montante do microdispositivo	15 a 35°C
6	Temperatura no medidor padrão de vazão	15 a 35°C
7	Temperatura ambiente	15 a 35°C
8	Temperatura ambiente	15 a 35°C
9	Temperatura no manômetro a quartzo	15 a 35°C

Medidor de temperatura de ponto de orvalho.

O teor de umidade contido no ar quando da operação sob vácuo foi determinado através da medição da temperatura de ponto de orvalho. O medidor utilizado para esta finalidade foi um Dewpoint Monitor DT, da Michell Instruments, possuindo uma exatidão de $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$ na medição da temperatura de ponto de orvalho, e calibrado com rastreabilidade a padrões do PTB da Alemanha.

A figura 4.12 mostra o medidor de temperatura de ponto de orvalho utilizado.

Cronômetro digital.

O intervalo de deslocamento do filme de sabão ao longo de um determinado volume conhecido da bureta foi medido através de um cronômetro digital de fabricação Technos, modelo Cronus, com resolução de 0,01s. Este cronômetro foi previamente calibrado, com rastreabilidade a padrões da RBC, e dentro de uma incerteza de $\pm 0,01\text{s}$.



Figura 4.11. Barômetro eletrônico e o sistema de aquisição de dados.



Figura 4.12. Medidor de temperatura de ponto de orvalho.

4.3 Metodologia experimental

Os microdispositivos descritos no capítulo 3 foram submetidos a ensaios desenvolvidos no Laboratório de Vazão do IPT, através dos quais procurou-se investigar o comportamento fluidodinâmico do escoamento através destes elementos, suas características, limitações e a aplicabilidade na medição e no controle de vazões de diferentes gases.

Os experimentos foram realizados em duas etapas, sendo que na primeira os testes foram realizados com os microdispositivos sendo testados com pressurização, ou seja, o parâmetro de variação foi essencialmente a pressão de estática de montante, não tendo sido feita qualquer atuação sobre a pressão de jusante e tão pouco sobre a temperatura do gás.

Numa segunda etapa, os microdispositivos foram testados no vácuo, onde desta vez o parâmetro de variação era a pressão de jusante.

4.3.1 Ensaios sob regime de pressurização

Nesta etapa, os microorifícios de rubi e de cerâmica verde foram ensaiados com ar seco, argônio, gás carbônico e hélio. Os tubos capilares de aço inoxidável foram testados apenas com ar seco. Para cada um destes microdispositivos, a pressão estática de montante foi estabelecida, normalmente, em 17 diferentes condições de pressão ao longo de uma faixa que ia desde 7 kPa até aproximadamente 820 kPa manométrico, referentes às respectivas condições de operação desejadas. Exceção era feita aos microorifícios de rubi de menor diâmetro nos quais o escoamento do gás somente se

estabelecia em níveis mensuráveis a partir de pressões estáticas de montante relativamente altas. Nestes casos, o número de condições medidas era menor.

Durante os experimentos sob regime de pressurização, procurou-se regular a pressão estática de montante para os seguintes valores: 7, 11, 18, 30, 45, 65, 95, 140, 200, 260, 320, 380, 460, 550, 640, 730 e 820 kPa.

O teste completo de cada um dos microdispositivos com um único gás tinha uma duração média de 3 a 4 horas, e o procedimento adotado em cada um deles era o seguinte:

1. Cada teste se iniciava com a preparação do microdispositivo a ser instalado no conjunto fixador. Ele era submetido a uma limpeza com jato de ar seco para a remoção de eventuais impurezas. Após isto, ele era montado no conjunto fixador e este, por sua vez, era instalado no conjunto acoplador.
2. A instrumentação da bancada de testes era ligada e, enquanto se aguardava o seu aquecimento completo, processo que demorava em torno de 30 minutos, eram feitas as inicializações dos programas de aquisição de dados nos microcomputadores do medidor padrão de vazão e do *data logger*. Isto consistia na denominação de um arquivo específico para o armazenamento dos dados, a identificação do microdispositivo, do gás de trabalho, das condições de pressão e temperatura de referência (101,325 kPa e 21°C) e do tubo de medição no padrão de vazão.
3. Neste período, era também dado início ao processo de purga do sistema, abrindo-se as válvulas e estabelecendo-se uma vazão baixa do gás pelo conjunto. Além da purga, este fluxo inicial de gás tinha como função estabelecer uma melhor homogeneidade térmica entre o fluido e os componentes do circuito.

4. Após o período de aquecimento, os transmissores de pressão eram “zerados” por meio de seus respectivos canais de leitura no *data logger*.
5. Os testes em cada microdispositivo eram, então, efetivamente iniciados. Regulava-se uma pressão estática de montante da ordem de 7 kPa e aguardava-se o estabelecimento de uma condição de regime permanente. O indicador de que esta condição estava sendo atingida era a gradual estabilização da pressão de montante indicada no manômetro a quartzo. Devido à sua alta sensibilidade, este medidor possibilitava uma visualização bastante boa desta condição.
6. Sob a condição estável desejada, era realizada a medição dos parâmetros de interesse. O gás, escoando direto pelo medidor de vazão, era desviado por meio de uma válvula de três vias interna, para um dos tubos de medição de vazão. Neste instante, o pistão interno ao tubo utilizado começava a se deslocar. Ao passar pelo primeiro ponto de leitura de vazão, os dois computadores davam início à aquisição dos dados de pressão, temperatura e vazão do gás. Aproximadamente no meio do curso de deslocamento do pistão, era feita a leitura da pressão barométrica. Ao pistão atingir o último ponto de leitura de vazão, próximo à extremidade útil do tubo, a aquisição dos dados era finalizada, e a seguir a válvula de três vias desviava novamente o fluxo, fazendo com que o mesmo voltasse a passar direto pelo medidor. O número de aquisições de dados realizada pelos computadores era dependente da velocidade de deslocamento do pistão e, sob este aspecto, era importante a seleção correta do tubo de medição a fim de que, para uma determinada vazão do gás, a velocidade do pistão fosse compatível à sua faixa de medição.
7. Após concluída a medição de todos os parâmetros referentes à condição estabelecida, a pressão estática de montante era regulada para as condições

subsequentes, repetindo-se em cada uma delas o procedimento descrito anteriormente.

Testes de estanqueidade com pressurização.

Sistematicamente, eram realizados testes de estanqueidade no sistema objetivando assegurar a não existência de vazamentos no circuito. Para isto, a saída do medidor padrão era bloqueada e todo o sistema pressurizado até a máxima pressão de trabalho do medidor padrão. O isolamento do sistema era completado com o fechamento da válvula instalada na entrada da seção de testes. Uma monitoração da pressão e da temperatura ao longo de um tempo mínimo de 10 minutos permitia detectar a ocorrência ou não de uma queda na pressão, o que em caso afirmativo significava a existência de vazamentos.

4.3.2 Ensaaios sob regime de vácuo

Nos experimentos realizados com vácuo, tanto os microorifícios de rubi e de cerâmica verde quanto os tubos capilares de aço inoxidável foram testados apenas com ar ambiente. Para cada um destes microdispositivos, o vácuo de montante foi estabelecido, normalmente, em 14 diferentes condições ao longo de uma faixa que ia desde 7 kPa até aproximadamente 82 kPa de vácuo, referentes às respectivas condições de operação desejadas. Exceção era feita aos microorifícios de rubi de menor diâmetro nos quais o escoamento do gás somente se estabelecia em níveis mensuráveis a partir de níveis de vácuo relativamente altas. Nestes casos, o número de condições medidas era menor.

Com o objetivo de concentrar os pontos de medição na região de maior variação das propriedades do escoamento, ou seja, na região de baixas pressões diferenciais,

procurou-se regular o vácuo de montante para os seguintes valores: 7, 10, 15, 23, 30, 38, 47, 57, 65, 69, 73, 76, 78 e 82 kPa.

O teste completo de cada um dos microdispositivos tinha uma duração média de 3 a 4 horas, e o procedimento adotado nos ensaios era similar a utilizado nos ensaios sob regime de pressurização.

1. Sob a condição estável desejada, era realizada a medição dos parâmetros de interesse. A vazão de ar era medida continuamente durante a operação com o medidor mássico. Por sua vez, quando da utilização de uma bureta ou pipeta, a vazão era determinada pressionando-se o reservatório de borracha instalado na base da bureta ou pipeta e contendo uma mistura de água e sabão. Ao ter a sua entrada lateral levemente obstruída pelo líquido, o ar formava uma fina película de sabão que era empurrada ao longo do tubo transparente. Quando o filme de sabão passava por uma marcação inicial do tubo, era feito o acionamento do cronômetro e era também dado início à aquisição dos dados de pressão e de temperatura. Aproximadamente no meio do curso de deslocamento do filme de sabão, era feita a leitura da pressão barométrica. Quando o filme de sabão atingia a marcação final na bureta ou pipeta, o cronômetro era parado e a aquisição dos dados era finalizada. O volume de medição determinado entre duas marcações na bureta ou pipeta era dependente da velocidade de deslocamento do filme e, sob este aspecto, era importante a seleção correta deste volume de medição a fim de que, para uma determinada vazão de ar, o tempo de medição fosse compatível, ou seja não curto nem tão pouco excessivamente longo.

2. Após concluída a medição de todos os parâmetros referentes à condição estabelecida, o vácuo de montante era regulado para as condições subsequentes repetindo-se em cada uma delas o procedimento descrito anteriormente.

Testes de estanqueidade com vácuo.

A exemplo dos experimentos realizados com pressão, nos ensaios com vácuo eram realizados testes de estanqueidade do sistema através do fechamento da entrada de ar, a formação de um vácuo no sistema e o isolamento da saída. A monitoração do vácuo através do manômetro de coluna de mercúrio permitia a identificação da existência ou não de vazamentos.

5. MODELOS E FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Neste capítulo são apresentados os modelos e os fundamentos teóricos utilizados na investigação de escoamentos compressíveis de gases através de microorifícios. Em sua concepção, procurou-se construir modelos do escoamento que fossem representativos do processo físico estabelecido, ou seja, escoamentos compressíveis através de microorifícios de seção transversal circular, em diferentes diâmetros e relações de diâmetro/comprimento, e possuindo bordos de entrada e de saída em formato de canto-vivo.

5.1 Modelo físico

Considerando-se que as dimensões características das amostras eram bastante reduzidas quando comparadas às das estruturas de suporte, foi admitida a hipótese de que o escoamento se iniciava a partir de uma câmara de suprimento de volume relativamente grande, adentrando e escoando através de uma passagem de pequeno diâmetro e, finalmente, expandindo-se em uma câmara de descarga, de dimensões semelhantes às da câmara de suprimento. A figura 5.1 mostra esquematicamente a configuração física do modelo utilizado.

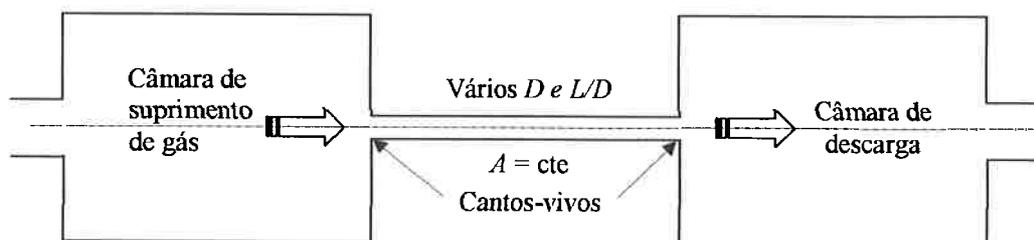


Figura 5.1. Configuração física do modelo utilizado.

Segundo este modelo, como o diâmetro da câmara de suprimento é de 58 a 1600 vezes maior que os diâmetros dos microorifícios utilizados, a velocidade média do fluido, tomada em uma seção transversal não-próxima da entrada da restrição, resulta praticamente nula, indicando uma condição de estagnação do escoamento.

Ao se aproximar da seção de entrada do microorifício, o fluido sofre uma aceleração gradual e o escoamento ocorre segundo linhas de corrente que convergem suavemente para a abertura, formando um tubo de corrente de formato convergente.

Nesta parte inicial do escoamento, é possível admitir a hipótese de que os efeitos viscosos e de condução de calor são desprezíveis, permitindo que uma modelagem isoentrópica possa ser considerada como razoável e perfeitamente aplicável ao modelo.

Este tipo de direcionamento do escoamento é observável na prática em modelos de escala maior. A figura 5.2 ilustra com mais detalhe o tipo de escoamento estabelecido a partir do interior da câmara de suprimento para a entrada do microorifício. É interessante notar como a natureza física da mecânica dos fluidos é perfeita, no sentido em que ela faz com que o escoamento acabe se amoldando segundo um perfil similar a um bocal convergente, e que junto ao vértice da câmara de suprimento, haja a formação de uma zona de recirculação de fluido.

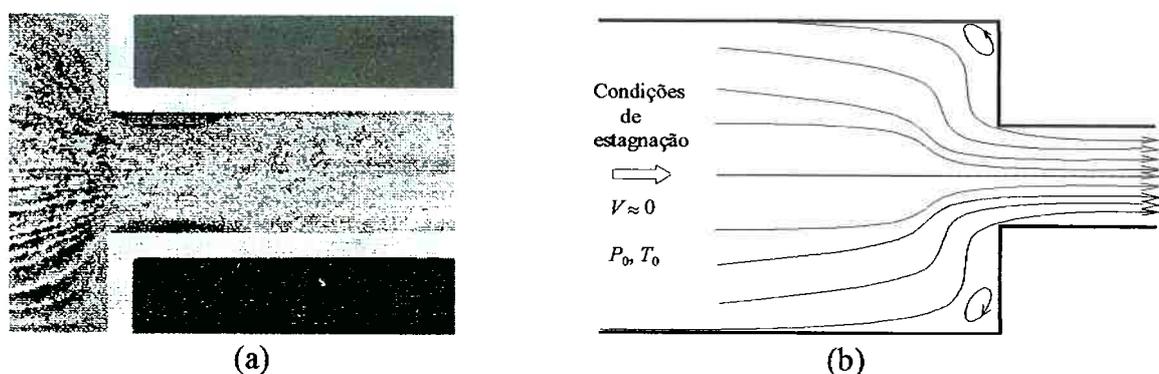


Figura 5.2. (a) Visualização de escoamento de água na região de entrada de um tubo de 20 mm, a 1,2 cm/s, e $Re = 240$, método da bolha de hidrogênio [Fonte: *Visualized Flow*, Ed. JSME, 1988]. (b) Linhas de corrente na câmara de suprimento.

Na seqüência, o fluido adentra o conduto, sendo que o tipo de escoamento que se estabelece a partir de então é dependente, além de outros, dos parâmetros geométricos de cada amostra investigada, especificamente do diâmetro interno (D) e da relação do comprimento pelo diâmetro (L/D) de cada microdispositivo estudado.

O escoamento através de condutos é um processo adiabático em muitas aplicações e, quando o conduto é curto, os efeitos de atrito são relativamente pequenos, sendo que o escoamento pode, em uma primeira aproximação, ser considerado reversível, e, portanto, isoentrópico ($ds = 0$).

É importante ressaltar que, na prática, em todos os escoamentos reais através de condutos, o atrito encontra-se presente. Entretanto, em muitos casos, os efeitos do atrito com as paredes são tão pequenos se comparados àqueles ocasionados pela mudança de área (dA), que a hipótese de escoamento sem atrito é bastante satisfatória.

Assim, nestes tipos de escoamento, são adotadas as hipóteses de ausência de trocas de calor e de realização de trabalho ($\delta E = \delta W = 0$), forças de campo desprezíveis ($gdz = 0$), não existência de obstruções no conduto ($\delta D = 0$), e efeitos de atrito desprezíveis ($\delta F_f = 0$), sendo a mudança de área (dA), o fator predominante que altera os estados termodinâmicos do fluido. Este é o tipo de escoamento que se estabelece em bocais de perfil convergente ou convergente-divergente, já amplamente estudado, particularmente no que se refere ao seu comportamento em dispositivos de dimensões maiores.

No entanto, existem diversos processos nos quais os escoamentos ocorrem através de condutos longos e de área transversal constante, sendo que, nestes casos, o parâmetro que mais influencia no desenvolvimento do escoamento é o atrito do fluido com as paredes. Para estes escoamentos, as hipóteses adotadas são de que $dA = \delta E = \delta W = gdz = \delta D = 0$, e $\delta F_f \neq 0$. Os escoamentos que satisfazem às condições anteriores são denominados de escoamentos de simples atrito e existem, por exemplo, em dutos que

servem como linhas de transporte de fluidos. Segundo a definição da literatura, por exemplo a de Zucrow e Hoffman (1976), um escoamento de simples atrito é definido como um escoamento unidimensional em regime permanente em um tubo de área constante na ausência de realização de trabalho, trocas de calor, forças de campo, e de obstruções no escoamento, sendo as mudanças nas propriedades do escoamento causadas preponderantemente pelo atrito com as paredes.

O escoamento de simples atrito para um fluido compressível é também chamado de escoamento de Fanno. Para este tipo de escoamento, é possível mostrar que, se o escoamento no tubo de área constante for inicialmente subsônico, a velocidade e o número de Mach aumentam, enquanto que a pressão estática, a massa específica, a entalpia, e a temperatura diminuem. Por outro lado, para um escoamento que é inicialmente supersônico, as tendências de variação observadas são exatamente as opostas. Entretanto, independentemente do regime inicial do escoamento ser subsônico ou supersônico, a pressão de estagnação diminui e a entropia aumenta.

O caso do escoamento em regime inicial supersônico não é objeto de abordagem na presente tese, que se limita ao estudo de escoamentos com condições de entrada em regime subsônico.

Teoricamente, o escoamento de Fanno se torna bloqueado em um comprimento definido do tubo de área constante denominado de comprimento limite. Nesta seção transversal específica, o número de Mach é unitário, e todas as propriedades do escoamento assumem seus valores críticos. Sob tais condições, um aumento no comprimento do tubo além do seu comprimento limite, implica alterações em suas condições de entrada.

Por sua vez, segundo Shapiro (1953), referir-se a um escoamento unidimensional, significa tratar de um escoamento no qual todas as propriedades do fluido são uniformes no plano que representa qualquer seção transversal do conduto. Ou, mais

especificamente, isto representa um escoamento no qual a taxa de variação das propriedades do fluido na direção normal à da linha de corrente é desprezível se comparada à taxa de variação ao longo da mesma linha de corrente.

Voltando à descrição do modelo, ao deixar o conduto, o fluido encontra o reservatório de descarga, novamente de dimensões comparativamente maiores que as do microdispositivo. Por não sofrer mais as limitações físicas da parede do conduto, o escoamento passa por uma rápida expansão, resultando em uma grande aceleração do fluido. Desse modo, nas regiões próximas à seção de descarga, as propriedades do fluido variam abruptamente.

Com as interações termodinâmicas que ocorrem entre o jato de gás e o fluido presente no reservatório de descarga, o escoamento gradualmente se acomoda e reduz a sua velocidade, ao mesmo tempo em que a pressão estática no interior do jato se iguala à pressão do reservatório.

Este comportamento do escoamento na região de descarga será novamente abordado quando da apresentação e discussão dos resultados obtidos na investigação.

5.2 Fundamentos teóricos

Para o caso de um escoamento unidimensional de um fluido compressível não-viscoso em um duto de área constante, ocorrendo em regime permanente, através de um processo adiabático e sem a presença de ondas de choque, as equações simplificadas da continuidade (5.1), da conservação da quantidade de movimento (5.2), e da conservação de energia (5.3), apresentadas a seguir, fornecem a solução trivial de um escoamento com propriedades constantes entre dois pontos quaisquer, 1 e 2, ao longo do duto.

Continuidade: $\dot{m} = \rho_1 V_1 = \rho_2 V_2$ (5.1)

Quantidade de movimento: $P_0 = P_1 + \rho_1 V_1^2 = P_2 + \rho_2 V_2^2$ (5.2)

Energia: $h_0 = h_1 + \frac{V_1^2}{2} = h_2 + \frac{V_2^2}{2}$ (5.3)

Entretanto, na realidade, todos os fluidos são viscosos e, assim, o atrito entre o fluido em movimento e as paredes estacionárias faz com que as propriedades do escoamento se alterem ao longo do duto.

Se o efeito do atrito for modelado como uma tensão de cisalhamento de uma parede estacionária agindo sobre um fluido com propriedades constantes em uma determinada seção transversal, como ilustrado na figura 5.3, então as equações desenvolvidas para o escoamento unidimensional, com uma única modificação aplicada à equação da quantidade de movimento, descrevem as propriedades médias do escoamento com atrito em dutos com área interna constante.

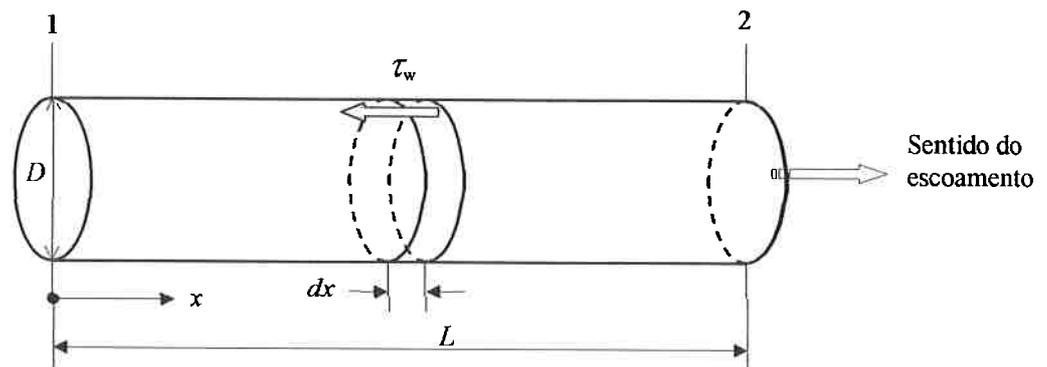


Figura 5.3. Modelo de um escoamento unidimensional com atrito.

Como pode ser visto na figura 5.3, a tensão de cisalhamento por atrito τ_w age sobre a superfície do volume de controle cilíndrico, contribuindo com uma força adicional na formulação integral da equação da conservação da quantidade de movimento.

Esta tensão de cisalhamento pode ser expressa em termos de um coeficiente de atrito f , definido como $\tau_w = \frac{1}{2}\rho V^2 f$.

A componente na direção x da equação da conservação da quantidade de movimento, onde é incluída a tensão de cisalhamento, é dada por:

$$\iint_s (\rho \mathbf{V} \cdot d\mathbf{S}) V = - \iint_s (P dS)_x - \iint_s \tau_w dS \quad (5.4)$$

A partir desta equação básica, é feito todo o desenvolvimento do equacionamento relacionado ao escoamento de Fanno, disponível na literatura.

Neste capítulo são apresentadas apenas as formas finais das equações que representam a variação das propriedades do escoamento com atrito de um gás em um duto de área de seção transversal constante, conforme apresentado por Anderson (1982) e Shapiro (1953). Para cálculos práticos e no caso de um gás perfeito, a equação 5.4 pode ser representável em termos do número de Mach M . Isto pode ser obtido com o auxílio através das seguintes relações, $a^2 = kP/\rho$, $M^2 = V^2/a^2$, $P = \rho RT$, $\rho V = \text{constante}$, e $c_p T + V^2/2 = \text{constante}$. O desenvolvimento da expressão 5.4 na seguinte equação:

$$\frac{4f dx}{D} = \frac{2}{kM^2} (1 - M^2) \left[1 + \frac{1}{2} (k - 1) M^2 \right]^{-1} \frac{dM}{M} \quad (5.5)$$

Integrando-se a equação 5.5 entre $x = x_1$ (onde $M = M_1$) e $x = x_2$ (onde $M = M_2$), obtém-se:

$$\int_{x_1}^{x_2} \frac{4f dx}{D} = \left[-\frac{1}{kM^2} - \frac{k+1}{2k} \ln \left(\frac{M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right) \right]_{M_1}^{M_2} \quad (5.6)$$

A equação 5.6 relaciona os números de Mach em duas diferentes seções do conduto de área transversal constante ao efeito do atrito entre estas duas seções.

Considerando-se que o escoamento é adiabático, ou seja T_0 é constante, então, partindo-se da equação que representa a relação entre as temperaturas de estagnação e estática em função do número de Mach, dada por

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \quad (5.7)$$

é possível se obter as equações para as relações entre temperaturas estáticas, pressões estáticas, massas específicas estáticas, e pressões totais entre estas duas seções

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2 + (k-1)M_1^2}{2 + (k-1)M_2^2} \quad (5.8)$$

Analogamente, como $\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2$, e $a^2 = k P / \rho$, então

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{M_1}{M_2} \left[\frac{2 + (k-1)M_1^2}{2 + (k-1)M_2^2} \right]^{1/2} \quad (5.9)$$

A partir da equação de estado, $\rho_2 / \rho_1 = (P_2 / P_1) (T_1 / T_2)$, obtém-se

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{M_1}{M_2} \left[\frac{2 + (k-1)M_1^2}{2 + (k-1)M_2^2} \right]^{-1/2} \quad (5.10)$$

Finalmente, a partir da hipótese de um processo unidimensional e isoentrópico

$$\frac{P_0}{P} = \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^k = \left(\frac{T_0}{T} \right)^{k/(k-1)} \quad (5.11)$$

$$\frac{P_0}{P} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{k/(k-1)} \quad (5.12)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{1/(k-1)} \quad (5.13)$$

combinando-se as equações 5.9 e 5.12, resulta a relação entre as pressões totais

$$\frac{P_{02}}{P_{01}} = \frac{M_1}{M_2} \left[\frac{2 + (k-1)M_2^2}{2 + (k-1)M_1^2} \right]^{(k+1)/2(k-1)} \quad (5.14)$$

O equacionamento do escoamento de Fanno pode ser simplificado através da utilização das condições de referência sônicas, obtidas através de um processo adiabático, onde as propriedades são representadas por P^* , ρ^* , T^* , e P_o^* . Para isso, a partir das equações 5.8, 5.9, 5.10 e 5.14, obtém-se:

$$\frac{T}{T^*} = \frac{k+1}{2+(k-1)M^2} \quad (5.15)$$

$$\frac{P}{P^*} = \frac{1}{M} \left[\frac{k+1}{2+(k-1)M^2} \right]^{1/2} \quad (5.16)$$

$$\frac{\rho}{\rho^*} = \frac{1}{M} \left[\frac{2+(k-1)M^2}{k+1} \right]^{1/2} \quad (5.17)$$

$$\frac{P_o}{P_o^*} = \frac{1}{M} \left[\frac{2+(k-1)M^2}{k+1} \right]^{(k+1)/2(k-1)} \quad (5.18)$$

Definindo-se, também, $x=L^*$ como a distância a partir da entrada do tubo onde o número de Mach é teoricamente unitário, então, a equação 5.6 se torna:

$$\frac{4f_m L^*}{D} = \frac{1-M^2}{kM^2} + \frac{k+1}{2k} \ln \left[\frac{(k+1)M^2}{2+(k-1)M^2} \right] \quad (5.19)$$

onde f_m é um coeficiente de atrito médio definido como

$$f_m = \frac{1}{L^*} \int_0^{L^*} f \, dx \quad (5.20)$$

O coeficiente de atrito local f depende do regime de escoamento ser laminar ou turbulento, e é uma função do número de Mach, do número de Reynolds, e da rugosidade superficial, dentre outras variáveis.

Com base nos resultados determinados anteriormente, a tabela 5.1 mostra resumidamente como variam as propriedades em um escoamento com atrito em um conduto de área constante.

Tabela 5.1. Variação das propriedades no escoamento de Fanno.

Parâmetro	Regime subsônico na entrada ($M_1 < 1$)	Regime supersônico na entrada ($M_1 > 1$)
Número de Mach	$M_2 > M_1$	$M_2 < M_1$
Pressão	$P_2 < P_1$	$P_2 > P_1$
Temperatura	$T_2 < T_1$	$T_2 > T_1$
Pressão total	$P_{02} < P_{01}$	$P_{02} < P_{01}$
Velocidade	$V_2 > V_1$	$V_2 < V_1$

A partir do exposto, nota-se que o atrito sempre tende a levar o número de Mach em direção ao valor 1, desacelerando um escoamento supersônico e acelerando um escoamento subsônico.

5.2.1 Representação gráfica do escoamento de Fanno

As equações que representam os conceitos físicos básicos a partir das quais são desenvolvidas as expressões que regem o escoamento de fluidos através de restrições são as equações da continuidade (5.1) e da energia (5.3) apresentadas no início deste capítulo.

Combinando-se as equações 5.1 e 5.3, resulta uma equação em termos da entalpia e da massa específica dada por

$$h = h_o - \frac{\dot{m}^2}{2\rho^2} \quad (5.21)$$

Desde que a entalpia de estagnação (h_o) e a vazão em massa (\dot{m}) sejam constantes para um dado escoamento, a equação 5.21 define uma relação entre a entalpia local (h) e a massa específica local (ρ). Esta relação é mostrada graficamente na figura 5.4 para um valor específico de entalpia de estagnação e para diferentes valores de vazão em massa.

Todos os estados possíveis do fluido para um dado escoamento adiabático em um duto de área constante encontra-se sobre uma destas curvas, também denominadas de curvas de Fanno sobre um diagrama de entalpia-volume específico.

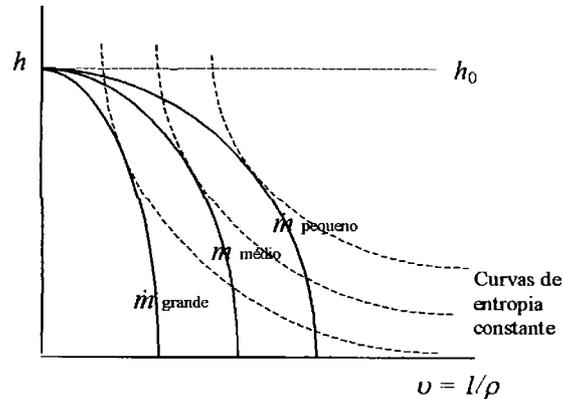


Figura 5.4. Curvas de Fanno sobre um diagrama de entalpia-volume específico.
 Fonte: *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow*, Shapiro, A. 1953.

Para uma substância pura, a entropia é determinada através da entalpia e da massa específica, isto é, $s = s(h, \rho)$. Deste modo, as curvas da figura 5.4 podem ser transferidas para um diagrama entalpia-entropia, fornecendo as chamadas curvas de Fanno apresentadas na figura 5.5.

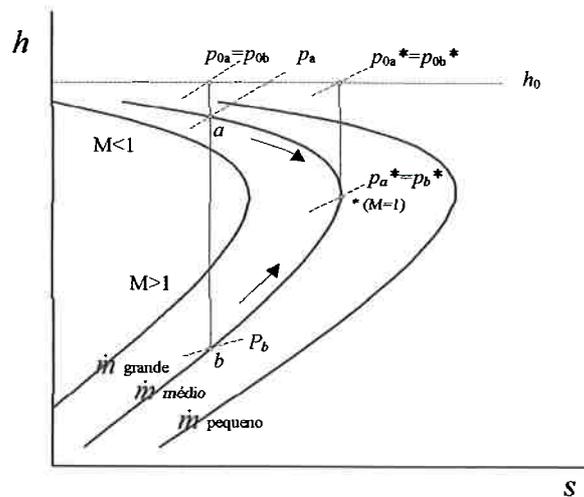


Figura 5.5. Curvas de Fanno sobre um diagrama entalpia-entropia.
 Fonte: *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow*, Shapiro, A. 1953.

A segunda lei da termodinâmica aplicada a um escoamento adiabático estabelece que a entropia pode aumentar, mas nunca diminuir. Assim, o sentido dos estados ao longo de qualquer uma das curvas de Fanno em um diagrama entalpia-entropia deve ser sempre para a direita.

Consequentemente, se o escoamento em algum ponto do duto for subsônico e tiver suas propriedades representadas pelo ponto a na figura 5.5, os efeitos de atrito serão no sentido de aumentar a velocidade e o número de Mach, e de diminuir a entalpia e a pressão do escoamento.

Se, por outro lado, o escoamento for inicialmente supersônico e representado pelo ponto b na figura 5.5, os efeitos de atrito tenderão a diminuir a velocidade e o número de Mach, e a aumentar a entalpia e a pressão do escoamento. Este fato permite concluir que um escoamento de Fanno em regime subsônico não pode jamais se tornar supersônico, e vice-versa, a menos que uma descontinuidade esteja presente. Assim, observa-se que, analogamente ao que ocorre no caso do escoamento isoentrópico, o caráter qualitativo do escoamento é fortemente influenciado pelo fato do escoamento ser subsônico ou supersônico no seu início.

A pressão limite, além da qual a entropia poderia sofrer um decréscimo, ocorre a um número de Mach unitário e é representado por P^* . O estado $*$ corresponde à condição de máxima entropia onde o escoamento é sônico, com $M = 1$, para o processo particular em consideração, ou seja, escoamento adiabático de um gás em um duto de área transversal interna constante. Assim, referindo-se ao estado a como um exemplo, o valor de P_a^* será diferente para um escoamento isoentrópico se comparado ao valor obtido para um escoamento adiabático em área constante.

A figura 5.5 mostra, ainda, que a pressão isoentrópica de estagnação é reduzida, como resultado do atrito, independentemente de o escoamento ser subsônico ou supersônico.

5.2.2 Blocação do escoamento por atrito

Na curva de Fanno, o estado * divide a curva em duas partes, a superior subsônica e a inferior supersônica. Se o escoamento na entrada é subsônico e representado pelo ponto a na figura 5.5, então na medida em que L aumenta, as condições de saída tendem para regimes cada vez mais próximos do estado *. Se L é aumentado para um valor suficientemente elevado, então, o estado * é alcançado e as condições na saída se tornam sônicas. Para esta condição, o escoamento é dito estar *bloqueado*, porque nenhum acréscimo no comprimento L é possível sem um ajuste das condições de entrada para um valor de Mach inferior ao inicial, isto é, sem que as condições de entrada se movam para uma posição à esquerda do ponto a na figura 5.5.

Um processo similar ocorre para o regime supersônico quando, por exemplo, as condições de entrada no ponto b são obtidas por expansão através de um bocal supersônico. Se o comprimento L do tubo for aumentado para um valor maior do que aquele permitido para se conseguir $M=1$ na saída, então ocorre a formação de uma onda de choque normal dentro do bocal e, conseqüentemente, as condições na entrada do tubo se tornam repentinamente subsônicas.

5.2.3 O modelo bocal convergente-duto de área constante

Na investigação foi considerado um modelo que combinava dois tipos de escoamento, o isoentrópico e o de Fanno. A figura 5.6 auxilia no compreensão do modelo proposto através de gráficos que ilustram a variação da pressão e do número de Mach ao longo do eixo x , mostrando, ainda, a variação da entalpia e da temperatura em função da entropia entre o ponto de estagnação e a saída do microdispositivo para o caso onde ocorre a blocação do escoamento.

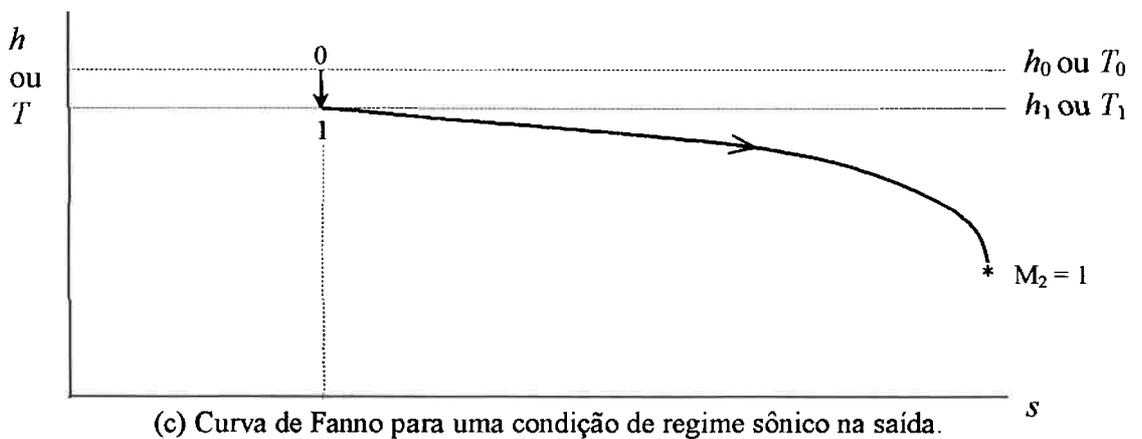
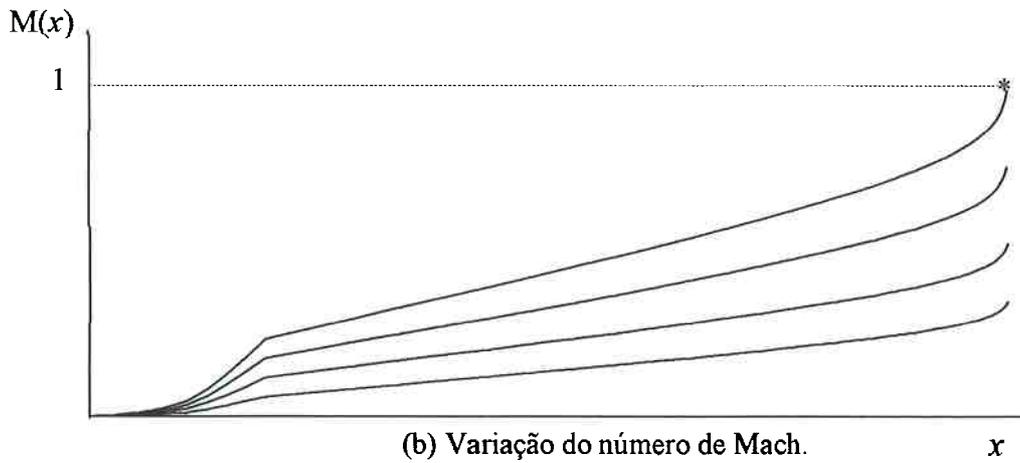
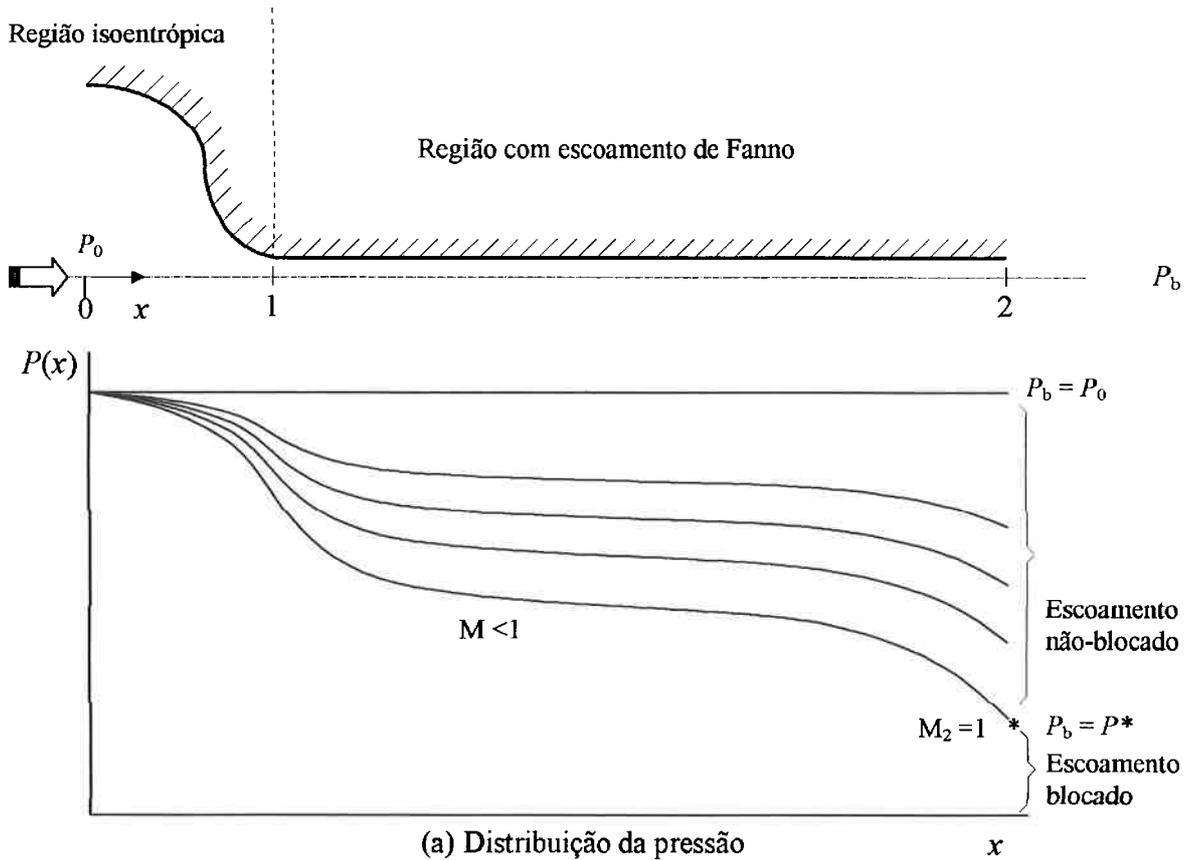


Figura 5.6. Variação de P , M , h e T em um sistema isoentrópico-Fanno.

A figura 5.6.(a) mostra como varia a pressão ao longo do sistema para um regime de operação sob vácuo, onde a pressão do reservatório de suprimento P_0 é mantida constante e a pressão do reservatório de descarga P_b é variada. A situação onde a pressão P_0 é igual à P_b representa um estado de equilíbrio e, então, não ocorre nenhuma vazão de fluido.

Na medida em que a pressão P_b é reduzida, o escoamento se inicia. Pressões P_b que resultam em escoamentos subsônicos na saída, têm as distribuições de pressão P em função da posição x plotados na figura 5.6.(a), e o número de Mach na figura 5.6.(b). A pressão P_b pode ser reduzida a um nível suficientemente baixo de modo que o sistema atinja a condição de blocagem e, a partir daí, de acordo com a teoria, reduções adicionais na pressão P_b não produzem nenhum efeito na vazão em massa, nem no número de Mach, e tão pouco nas propriedades através do sistema.

Se o número de Mach na saída do duto é subsônico, a pressão média no plano de saída P_2 deve ser igual a P_b ; por outro lado, se o número de Mach na saída for sônico, a pressão no plano de saída P_2 deve ser igual ou maior que P_b e o sistema opera em um modo de subexpansão apresentando um jato de expansão na saída do duto.

A figura 5.6.(c) apresenta a curva de Fanno para uma condição particular de regime sônico na saída.

Determinação das propriedades do escoamento.

Na investigação experimental, os parâmetros básicos medidos no ensaio de cada microdispositivo e em cada condição particular de operação foram a vazão do gás (\dot{m}), a pressão e a temperatura de estagnação (P_0 , T_0) e a pressão no reservatório de descarga (P_b).

Obviamente, devido às limitações físicas dos microdispositivos utilizados, parâmetros representativos do escoamento exatamente junto à entrada e à saída dos microorifícios não puderam ser medidos. A simples tentativa de quantificação destes parâmetros com as técnicas e instrumentação disponível, a exemplo do que foi feito por outros autores que utilizaram orifícios de dimensão maior, resultaria valores inconsistentes e, acima de tudo, pouco confiáveis.

Consequentemente, as propriedades do escoamento na entrada e na saída dos microdispositivos foram determinados através da aplicação do modelo isoentrópico-Fanno.

A figura 5.7 auxilia a visualizar o equacionamento básico utilizado na quantificação das propriedades do escoamento na investigação realizada.

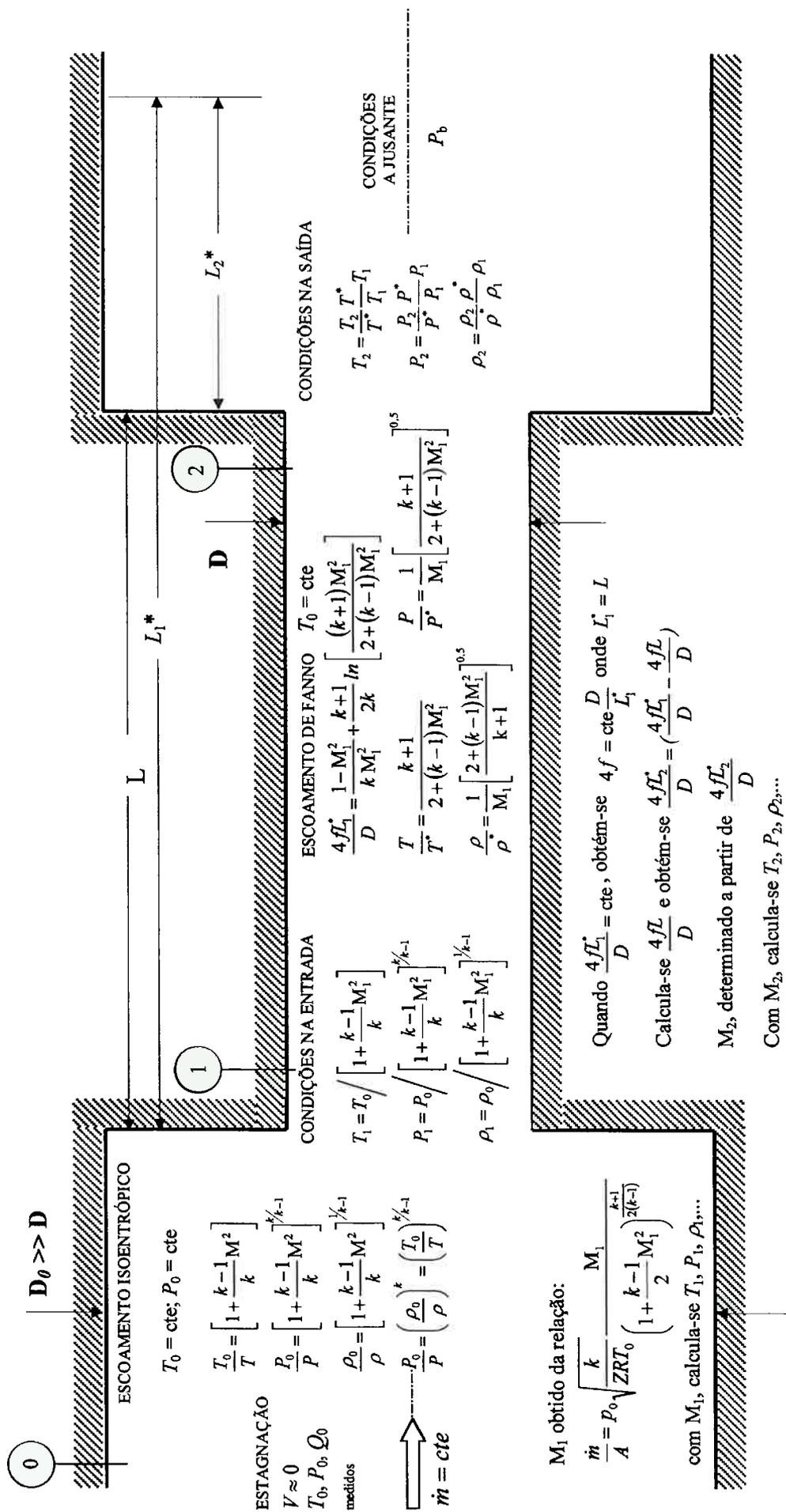


Figura 5.7. Modelo teórico utilizado na investigação.

5.3 Modelo numérico

Considerando-se que as dimensões micrométricas dos orifícios e capilares utilizados na investigação não permitiram a utilização de nenhuma técnica convencional de visualização disponível, foi feito uso de uma ferramenta de CFD-*Computational Fluid Dynamics*, mais especificamente o simulador FLUENT.

A simulação numérica foi útil na visualização do tipo de escoamento estabelecido através dos microdispositivos, além de permitir a caracterização qualitativa do escoamento, possibilitando a comparação de alguns dos parâmetros estimados numericamente com os respectivos resultados obtidos tanto experimentalmente, como através da aplicação do modelo teórico utilizado.

O simulador FLUENT é capaz de resolver as equações de Navier-Stokes compressível para uma dada geometria e com base em um conjunto de condições de contorno. Entretanto, o simulador apresenta limitações relacionadas à definição precisa das condições de contorno, representação da geometria real, discretização do domínio físico (malha computacional), modelos de turbulência, entre outras.

A simulação numérica do escoamento foi realizada admitindo-se um perfil axisimétrico para o orifício, com um volume de grande dimensão na entrada e outro na saída. As condições de contorno utilizadas foram pressão de estagnação no volume de entrada e pressão estática no de saída conhecidas. Admitiu-se um modelo com paredes adiabáticas e de aderência completa do fluido.

A figura 5.8 mostra um modelo típico utilizado na simulação.

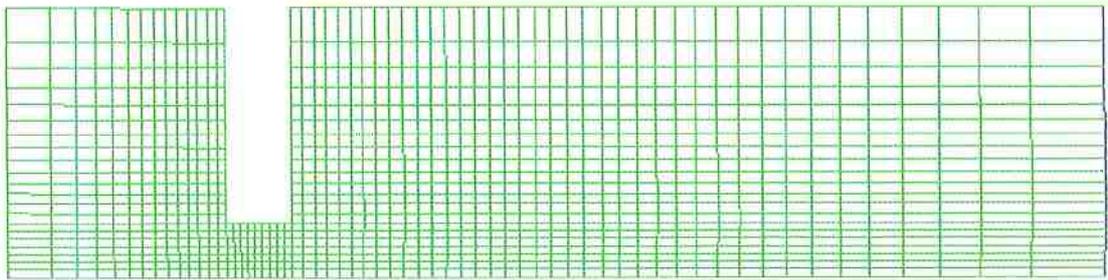


Figura 5.8. Malha típica utilizada na simulação numérica referente à amostra *D423L0.60*, de diâmetro $423\ \mu\text{m}$ e $L/D = 0,60$.

6. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A investigação experimental desenvolvida neste trabalho teve como um dos objetivos provar a hipótese de que os regimes críticos de escoamento de gases em orifícios e capilares de dimensões reduzidas ocorrem, mas que os mesmos podem ser influenciados por um conjunto de variáveis como os parâmetros dimensionais do microdispositivo, o tipo de operação ao qual é submetido o microdispositivo (pressão ou vácuo), o regime de escoamento e as propriedades do gás utilizado.

Para isso, foi realizada uma série de ensaios, utilizando-se um conjunto de microdispositivos com diferentes características, e em diferentes condições de operação. No total, foram ensaiadas 29 amostras, sendo 14 microorifícios construídos em rubi, 7 em cerâmica verde e 8 capilares de aço inoxidável. Nos ensaios realizados sob regime de pressurização, foram utilizados como gases de teste o ar seco, o argônio, o dióxido de carbono e o hélio; e sob regime de vácuo, foi utilizado o ar ambiente.

Com todas as combinações ensaiadas, foi gerada uma quantidade bastante grande de dados e informações que serão apresentados neste capítulo. As planilhas de dados contendo os resultados experimentais de todos os microdispositivos utilizados na investigação são apresentados no anexo D deste trabalho, permitindo o acesso às informações eventualmente não disponíveis no presente capítulo.

Adicionalmente, com a finalidade de facilitar o entendimento e a realização de comparações entre os valores obtidos sob diferentes condições de operação dos microdispositivos, optou-se por juntar a apresentação dos resultados e a discussão dos mesmos em um único capítulo. A apresentação separada destas informações implicaria a necessidade de repetição de uma grande quantidade de gráficos e tabelas quando se estivesse fazendo a análise dos resultados.

A tabela 6.1 apresenta todos os microdispositivos utilizados nas investigação, fornecendo os seus parâmetros dimensionais D , L , e a relação L/D .

Tabela 6.1 Relação dos microdispositivos submetidos à investigação experimental.

RELAÇÕES DE COMPRIMENTO PELO DIÂMETRO DOS MICRODISPOSITIVOS (L/D)										
Diâmetro médio medido D [μm]	Comprimento L [μm]									
	Rubi	Cerâmica	Capilares de aço inoxidável							
	254	750	3400	6800	10200	17000	25500	34000	51000	68000
427,4			8	16	24	40	60	80	120	160
422,6	0,60		<p>Observações:</p> <p>a. Os microorifícios de rubi foram ensaiados na condição de pressurização utilizando-se ar seco, argônio, CO₂ e hélio; e, na condição de vácuo, com ar ambiente;</p> <p>b. Os microorifícios confeccionados em cerâmica verde foram ensaiados apenas na condição de pressurização utilizando-se ar seco, argônio, CO₂ e hélio;</p> <p>c. Os tubos capilares de aço inoxidável foram ensaiados na condição de pressurização utilizando-se apenas ar seco; e, na condição de vácuo, com ar ambiente.</p> <p>d. No texto, as amostras são identificadas conforme um código. Por exemplo: $D423L0.60$, significa tratar-se da amostra de diâmetro $D = 423 \mu\text{m}$, cuja relação comprimento/diâmetro é $L/D = 0,60$.</p>							
316,3	0,80									
265,0	0,96									
218,1	1,2									
213,0		3,5								
209,0		3,6								
207,0		3,6								
188,0		4,0								
186,0		4,0								
169,8	1,5									
112,6	2,2									
93,0		8,1								
99,7	2,5									
91,0		8,2								
85,8	3,0									
76,4	3,3									
67,2	3,8									
48,2	5,3									
34,3	7,4									
24,3	11									
15,6	16									

Plano de apresentação dos resultados. Com a finalidade de organizar a apresentação dos resultados e facilitar a sua discussão, é útil estabelecer um plano de apresentação dos mesmos.

Para isso, os critérios adotados foram, primeiro, o tipo de material utilizado na confecção da amostra, e segundo, a variação do parâmetro dimensional principal, ou seja, o diâmetro ou o comprimento, dependendo do caso. Por exemplo, para todas as amostras de rubi e de cerâmica verde, os respectivos comprimentos L eram constantes, sendo o diâmetro D variável. Já para o caso das amostras de tubos capilares, o diâmetro D era constante, sendo o comprimento L variável. A relação L/D era, portanto, estabelecida a partir destes dois critérios utilizados.

Desta maneira, a apresentação dos resultados será feita segundo a ordem estabelecida na tabela 6.2.

Tabela 6.2. Ordem de apresentação dos resultados.

Item	Sub-item	Resultados
6.1	Microorifícios de rubi	
	6.1.1	Aspectos construtivos dos microorifícios de rubi
	6.1.2	Resultados experimentais dos microorifícios de rubi
	6.1.3	Valores estimados através da aplicação do modelo teórico
6.2	Microorifícios de cerâmica verde	
	6.2.1	Aspectos construtivos dos microorifícios de cerâmica verde
	6.2.2	Resultados experimentais dos microorifícios de cerâmica verde
	6.2.3	Valores estimados através da aplicação do modelo teórico
6.3	Tubos capilares	
	6.3.1	Aspectos construtivos dos tubos capilares
	6.3.2	Resultados experimentais dos tubos capilares
	6.3.3	Valores estimados através da aplicação do modelo teórico
6.4	Resultados da simulação numérica	
	6.4.1	Validação do modelo numérico
	6.4.2	Distribuição do campo de velocidades
	6.4.3	Desenvolvimento do perfil de velocidades

Para cada conjunto de microdispositivos, inicialmente será feita a apresentação de um conjunto de fotografias que permitem uma breve discussão acerca das características construtivas de cada tipo de amostra, abordando dentro do possível, os aspectos de forma como cilindridade do orifício, imperfeições, cantos-vivos e o tipo de acabamento da superfície interna ao furo.

Em seguida, para o mesmo conjunto de microdispositivos, serão apresentados e discutidos os resultados experimentais da vazão volumétrica, do coeficiente de descarga, da vazão em massa, e do número de Reynolds.

Os parâmetros estimados a partir da aplicação do modelo teórico utilizado, como o número de Mach, a temperatura, a pressão e a massa específica, tanto na seção de entrada quanto na seção de saída, também serão apresentados, sempre que considerados importantes ao entendimento do fenômeno.

Finalmente, após a apresentação dos resultados experimentais, serão discutidas as simulações numéricas do escoamento através destes microdispositivos.

6.1 Microorifícios de rubi

Os 14 microorifícios confeccionados em rubi possuíam um mesmo comprimento L de 254 μm , e apresentavam diâmetros médios variando de 15,6 a 422,6 μm , o que resultava diferentes relações de L/D na faixa de 0,60 a 16,3.

Neste conjunto de microdispositivos, encontrava-se a amostra com a menor relação L/D , igual a 0,60, cuja geometria fazia com que o elemento efetivamente se assemelhasse a uma placa de orifício espessa com cantos-vivos em ambas as faces, e a amostra com o menor diâmetro utilizado na investigação, de 15,6 μm , geometricamente semelhante a um tubo capilar.

6.1.1 Aspectos construtivos das amostras de rubi

Os processos de medição dimensional e de forma normalmente utilizados na avaliação das características construtivas de bocais sônicos e placas de orifício de maior dimensão, não são possíveis de serem aplicados em microestruturas dos tipos utilizados na presente investigação. Frente a esta limitação, a solução adotada foi a realização de uma avaliação visual e, portanto, qualitativa, baseada em imagens fotográficas dos microdispositivos.

Nas figuras 6.1.1 até 6.1.17 são apresentadas fotografias obtidas por meio de um microscópio eletrônico de varredura (MEV), e através das quais é possível observar características construtivas como circularidade do furo, borda de entrada, e acabamento superficial, dos microorifícios de rubi utilizados na investigação.

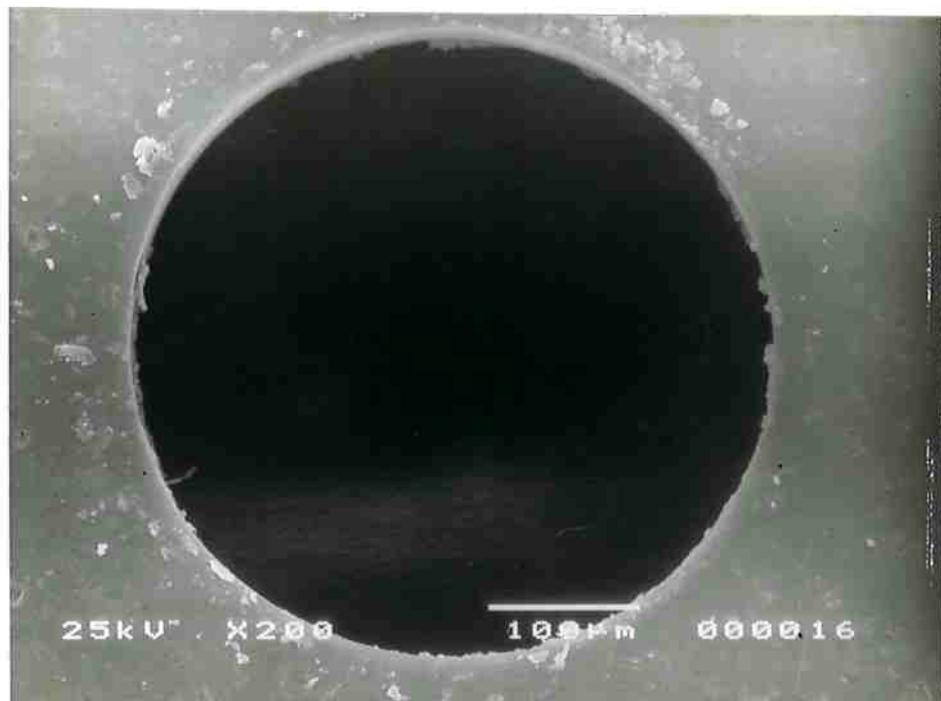


Figura 6.1.1 Microorifício de rubi *D423L0.60* ($D = 422,6 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 0,60$).

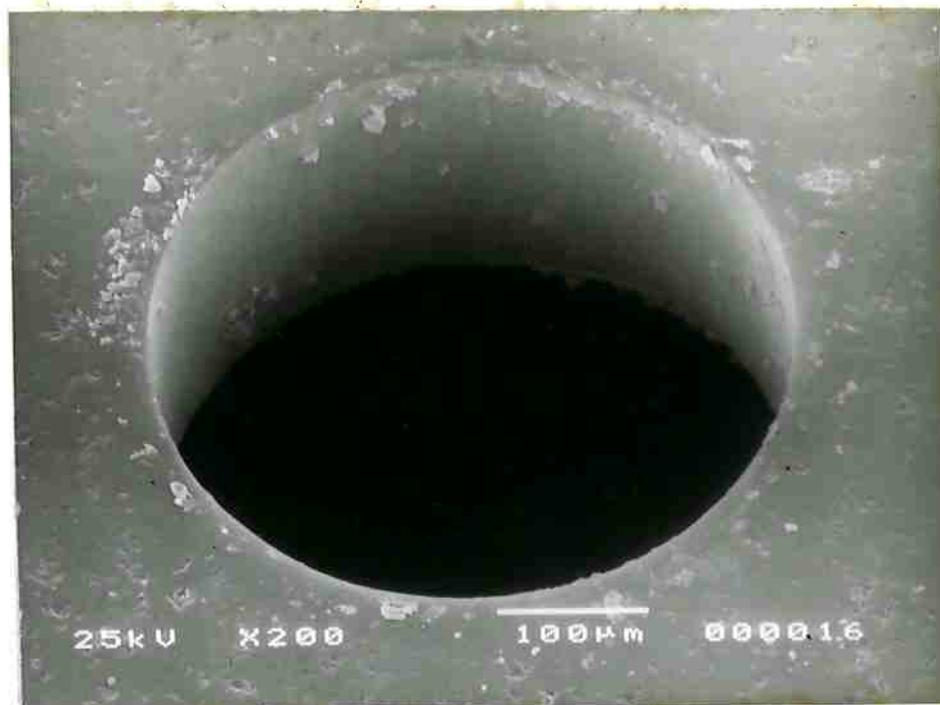


Figura 6.1.2 Microorifício de rubi $D423L0.60$ ($D = 422,6 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 0,60$).
Vista inclinada onde é possível observar a relação comprimento/diâmetro.



Figura 6.1.3 Microorifício de rubi $D423L0.60$ ($D = 422,6 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 0,60$).
Detalhe da borda de entrada em canto-vivo e da rugosidade da superfície interna.

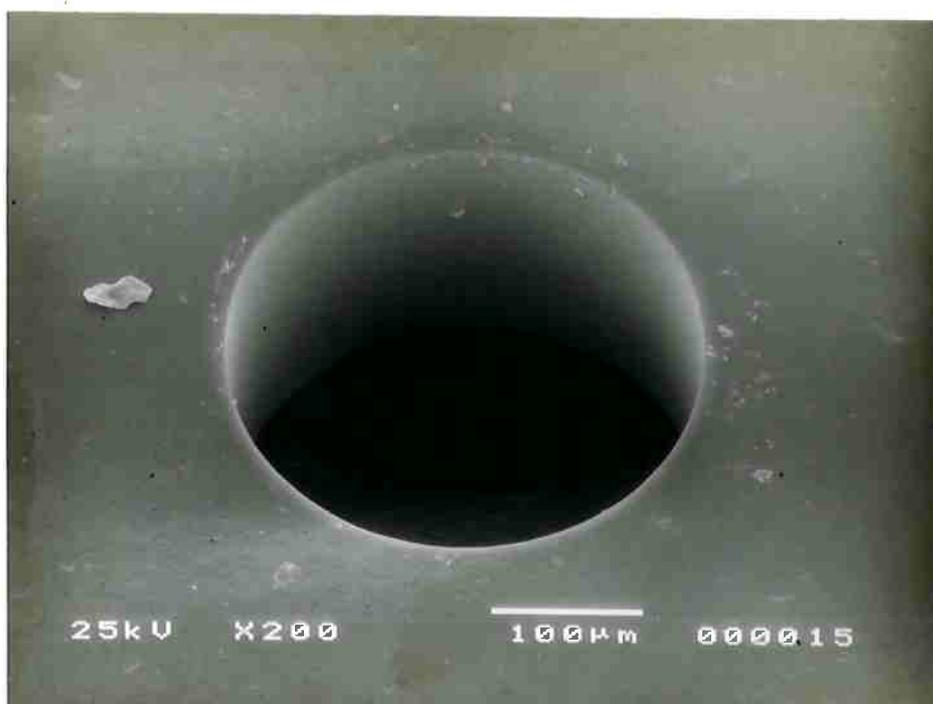


Figura 6.1.4 Microorifício de rubi *D316L0.80* ($D = 316,3 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 0,80$).
Vista inclinada onde é possível observar a relação comprimento/diâmetro.

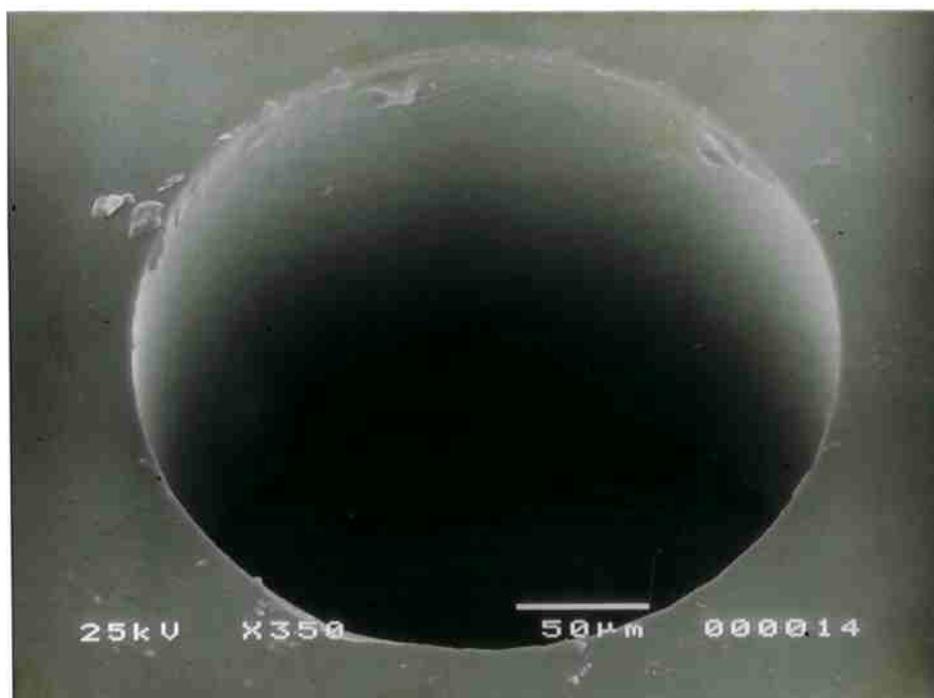


Figura 6.1.5 Microorifício de rubi *D265L0.96* ($D = 265,0 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 0,96$).
Vista inclinada onde é possível observar a relação comprimento/diâmetro.

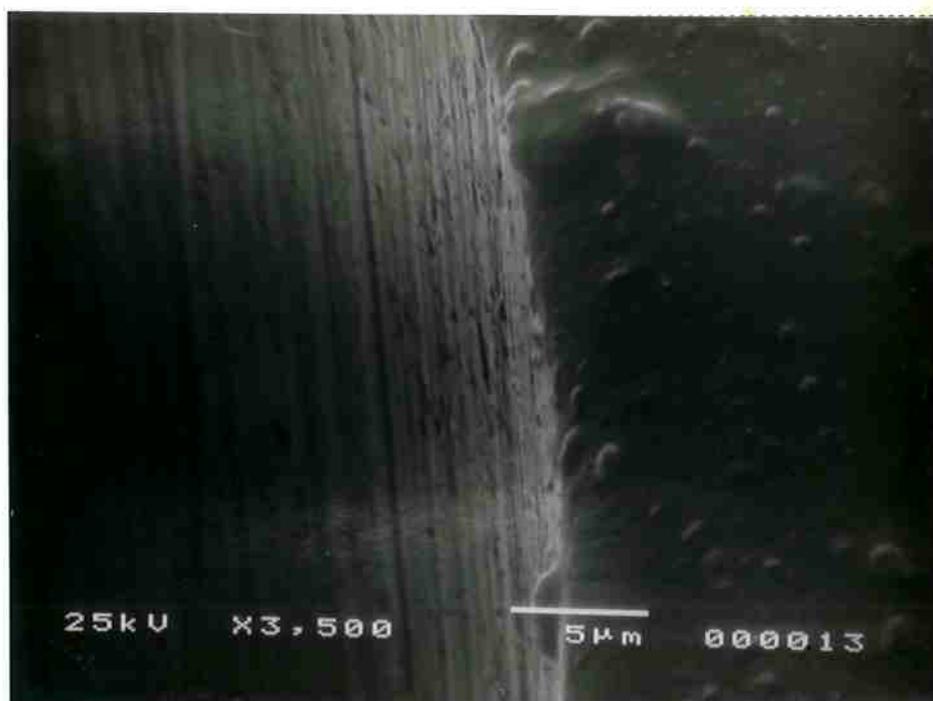


Figura 6.1.6 Microorifício de rubi $D218L01.2$ ($D = 218,1 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 1,2$).
Detalhe da borda de entrada em canto-vivo e da rugosidade da superfície interna.

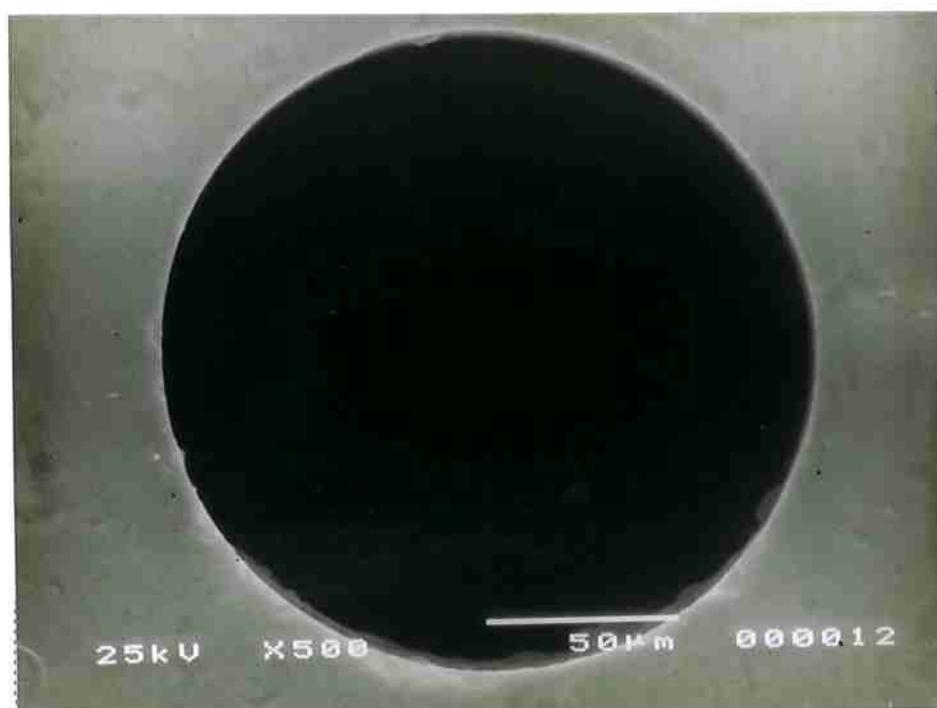


Figura 6.1.7 Microorifício de rubi $D170L01.5$ ($D = 169,8 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 1,5$).
Vista a partir da face de entrada do gás.



Figura 6.1.8 Microorifício de rubi *D113L02.2* ($D = 112,6 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 2,2$).
Vista a partir da face de entrada do gás.



Figura 6.1.9 Microorifício de rubi *D100L02.5* ($D = 99,7 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 2,5$).
Vista a partir da face de entrada do gás.

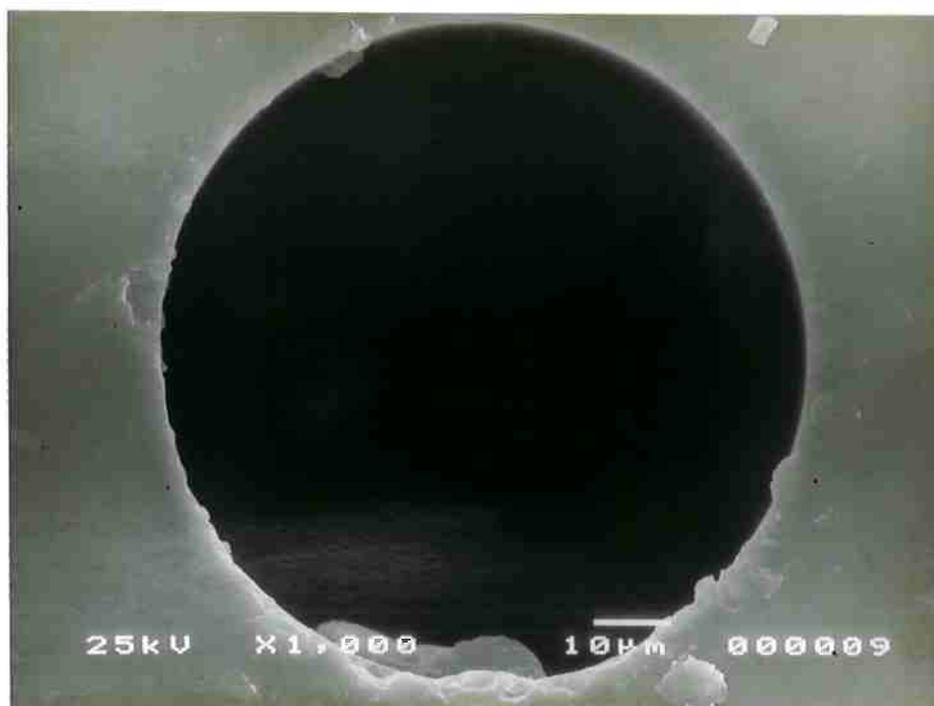


Figura 6.1.10 Microorifício de rubi *D086L03.0* ($D = 85,8 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 3,0$).
Vista a partir da face de entrada do gás.

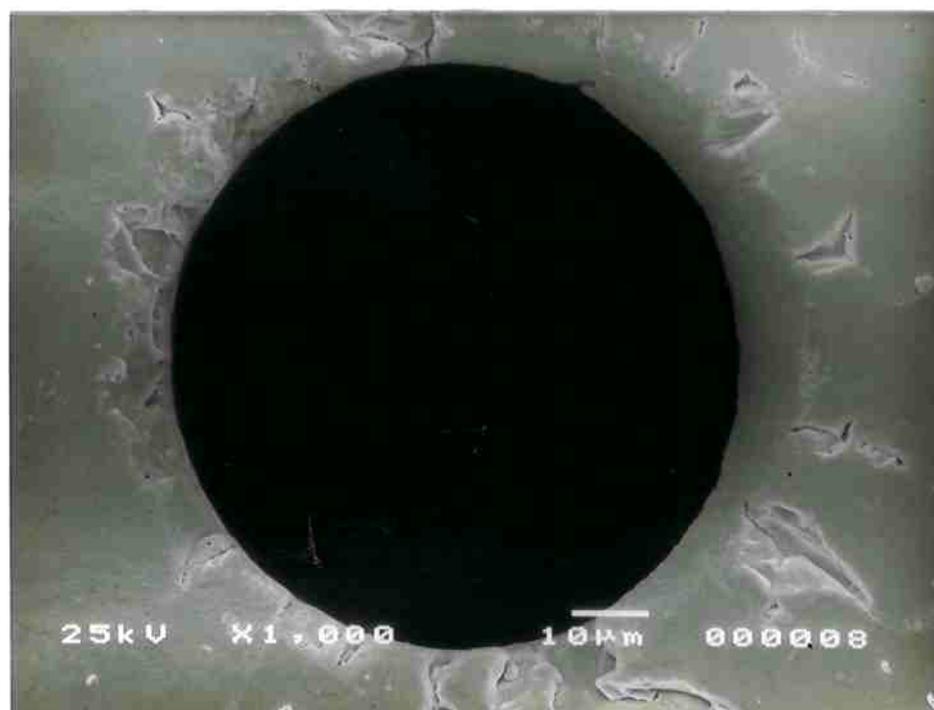


Figura 6.1.11 Microorifício de rubi *D076L03.3* ($D = 76,4 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 3,3$).
Observar as marcas decorrentes do processo de furação a laser.

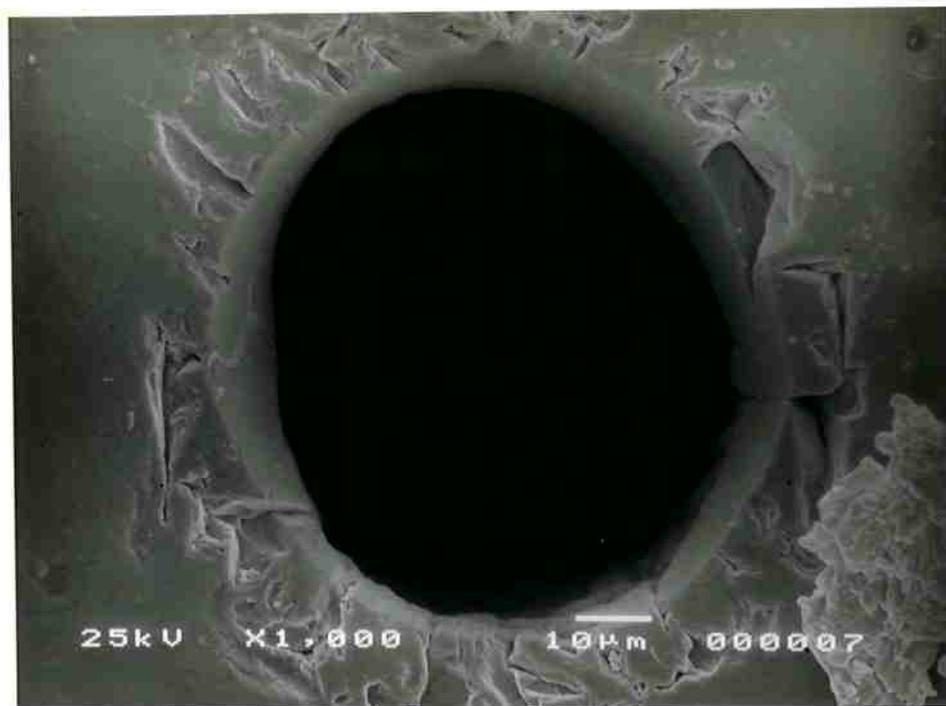


Figura 6.1.12 Microorifício de rubi *D067L03.8* ($D = 67,2 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 3,8$).
Observar as marcas decorrentes do processo de furação a laser.

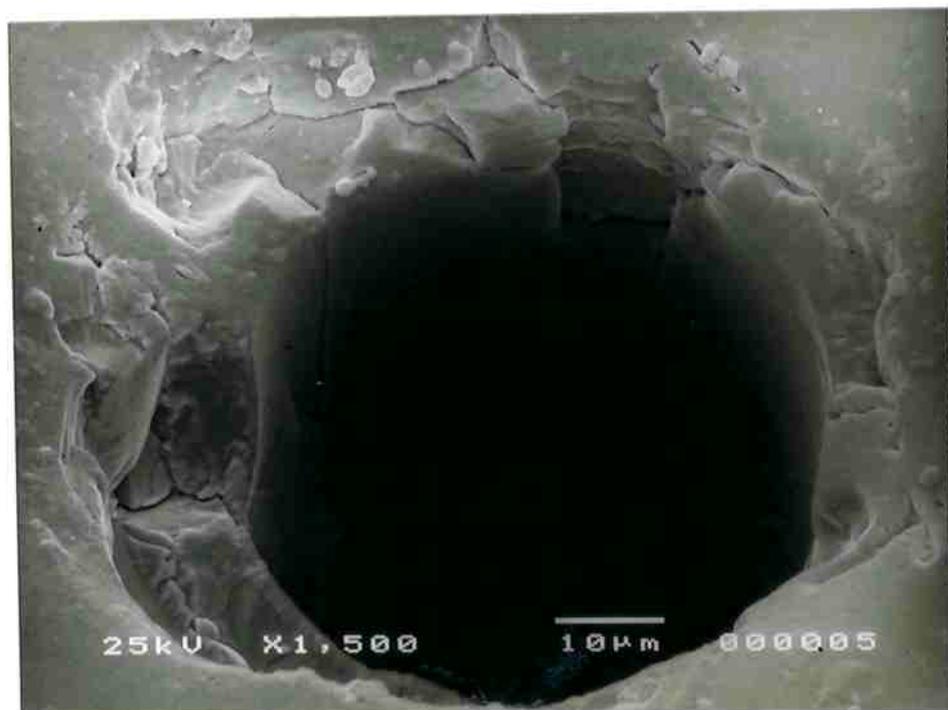


Figura 6.1.13 Microorifício de rubi *D048L05.3* ($D = 48,2 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 5,3$).
Detalhe da borda de entrada e da superfície interna.

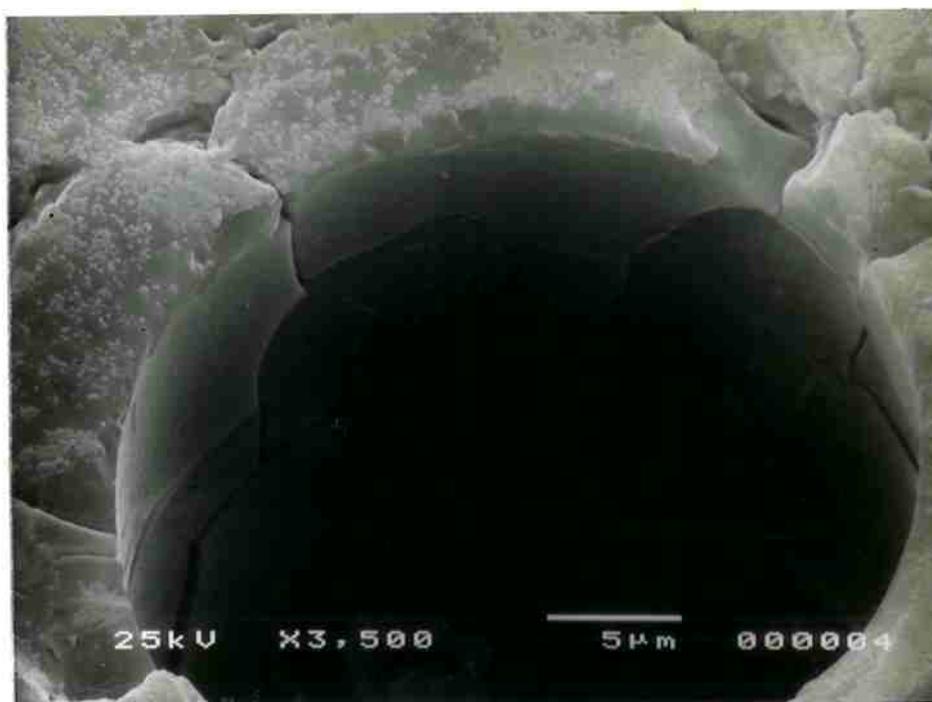


Figura 6.1.14 Microorifício de rubi *D034L07.4* ($D = 34,3 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 7,4$).
Detalhe da borda de entrada e da superfície interna.

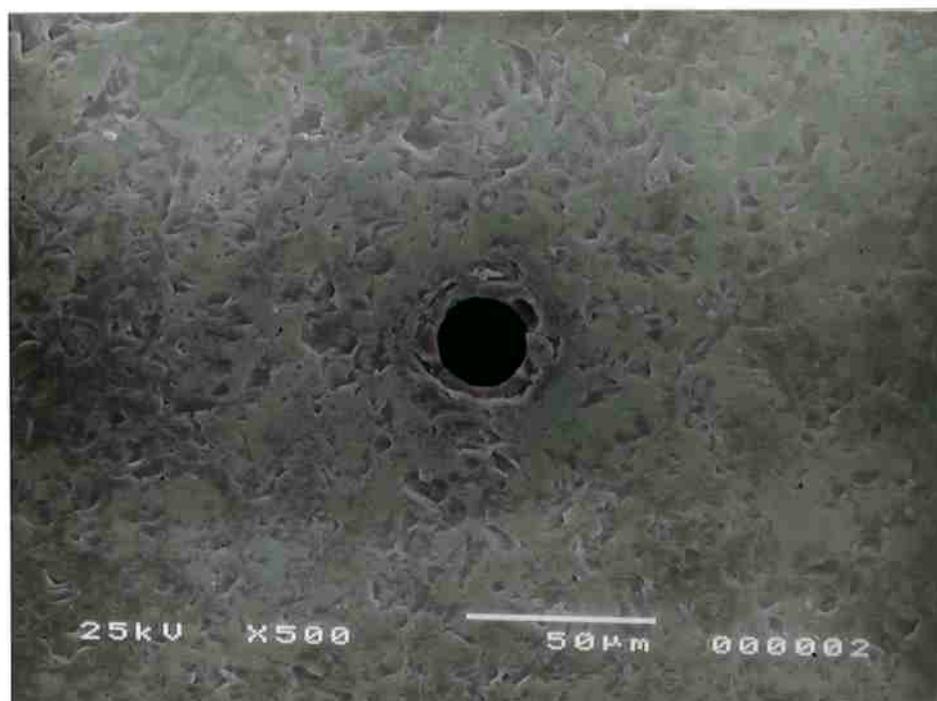


Figura 6.1.15 Microorifício de rubi *D024L011* ($D = 24,3 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 11$).
Vista a partir da face de entrada do gás.

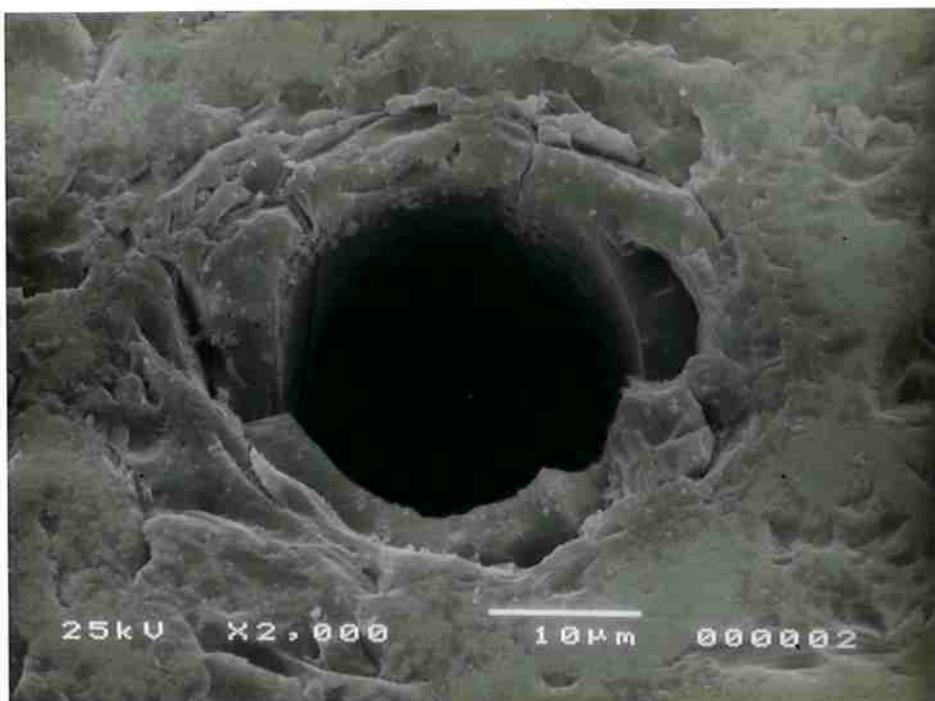


Figura 6.1.16 Microorifício de rubi *D024L011* ($D = 24,3 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 11$).
Detalhes da borda de entrada e da rugosidade da superfície interna.

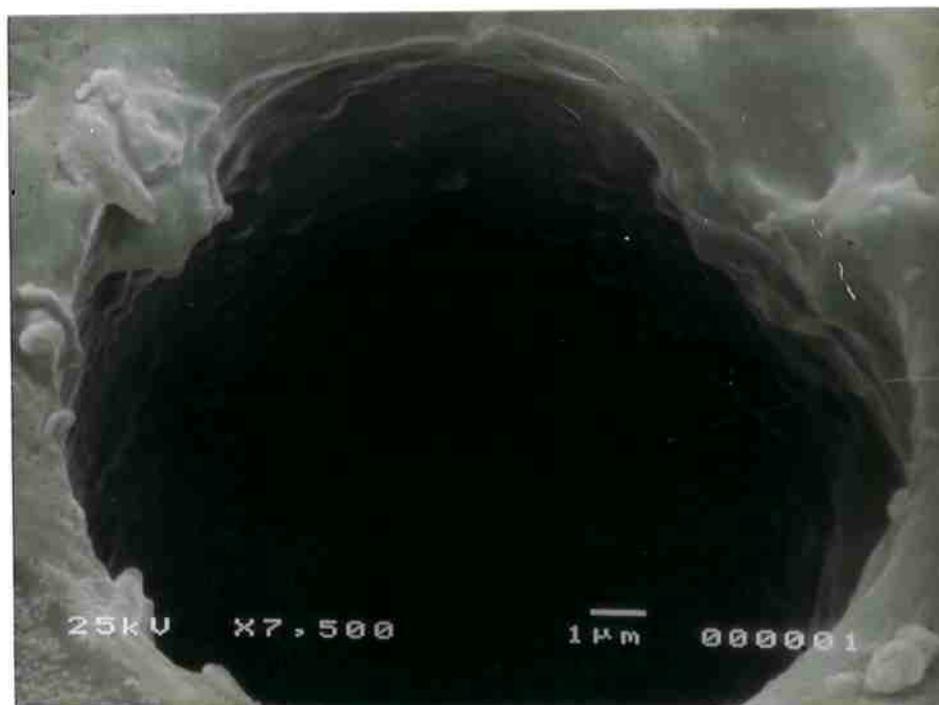


Figura 6.1.17 Microorifício de rubi *D16L016* ($D = 15,6 \mu\text{m}$, $L = 254 \mu\text{m}$, $L/D = 16$).
Detalhes da borda de entrada e da rugosidade da superfície interna.

Através das fotografias apresentadas, verifica-se que as amostras de maior diâmetro, acima de 85,8 μm , apresentam uma circularidade bastante boa, com cantos-vivos razoavelmente perfeitos. É, também, possível observar que, para estes elementos, a rugosidade da superfície interna ao furo é relativamente baixa, tendo sido estimada grosseiramente como sendo da ordem de 1 μm .

As estrias paralelas na direção axial, observáveis nas amostras apresentadas nas figuras 6.1.3 e 6.1.6, são resultantes do processo de polimento utilizado.

Entretanto, as características de não-circularidade e a presença de irregularidades na superfície, apresentadas pelas amostras de diâmetro 67,2 e 15,6 μm , indicam que as mesmas não foram submetidas ao processo de polimento descrito no capítulo 4.

6.1.2 Resultados experimentais obtidos para as amostras de rubi

Todas as amostras de rubi foram ensaiadas sob uma condição de pressurização, de acordo com os procedimentos descritos no capítulo 3, e utilizando-se os seguintes gases: ar seco, argônio, dióxido de carbono e hélio.

Porém, na condição de operação sob vácuo, utilizando-se ar ambiente como gás de teste, algumas das amostras não puderam ser ensaiadas, em virtude das limitações de vazão mínima da bancada de testes. Deste modo, os resultados obtidos para cada parâmetro serão apresentados separadamente para cada tipo de gás.

Os ensaios sob pressão consistiram na variação da pressão no reservatório de entrada P_0 , referente às condições de estagnação, mantendo-se a pressão no reservatório de descarga P_b constante e próxima da atmosférica.

Por outro lado, nos ensaios sob vácuo, o parâmetro submetido à variação era a pressão P_b na câmara de descarga, que era reduzida gradativamente, mantendo-se a pressão na região de estagnação P_0 constante e próxima da atmosférica.

Os resultados experimentais obtidos para o caso da amostra *D024L011*, no ensaio com ar seco, e em regime de pressurização são apresentados na planilha da figura 6.1.18, que tem como objetivo exemplificar o tipo de tratamento aplicado aos dados.

PLANILHA DE CÁLCULO PARA ESCOAMENTO COMPRESSÍVEL EM MICROORIFÍCIO DE RUBI

OPERAÇÃO NA PRESSÃO

Designação: Microorifício de rubi	Medidor padrão de vazão: Colimador volumétrico	Fabricante: SERRA INSTRUMENTS, INC.
Fabricante: BIVO PRECISION	Fabricante: 182	
Material: Rubi	Modelo: 101 AUTO	
Modelo: D024L10.1	Nº de série: 1182	Relação compr.Adm. (L/D): 10.46
Comprimento (L): 264 [microns]	Temperatura est. adolada: 21.0 [°C]	Dâm. tubo estagnação (D ₂): 0.076 [m]
Dâm. interno (D): 24.3 [microns]	Pressão est. adolada: 780.0 [mmHg]	Área tubo estagnação (A ₂): 4.91E-04 [m²]
Rugosidade interna: 1 [microns]	Área de seção do orifício (A): 4.6377E-10 [m²]	Relação A/A ₂ : 8.46E-07
Gás de teste: Ar seco	Relação k = c _v /c _p : 1.4	
Massa molar (M): 28.966 [kg/mol]	Cte. do gás (R = R/M): 287.066 [J/kg K]	
Data do teste: 08.12.1998	Massa específica est.: 1.200 [kg/m³]	
Responsável: Kazuto		

DADOS EXPERIMENTAIS											
Hora da medição [h:m:s]	Pr. estática a montante [Pa]	Pr. estática a jusante [Pa]	Pr. estática no padrão [Pa]	T. estática a montante [°C]	Temperatura no padrão [°C]	Temperatura ambiente [°C]	Press. indicada [mmHg]	Vazão ind. no padrão [ccm]	Erro do padrão [%]	Vazão corrig. no padrão [ccm]	Press. medida [Pa]
07:37:04	16.740	0.333	329	25.1	24.9	24.4	606.682	1.41	0.00	1.41	92.296
08:46:30	35.900	0.368	347	25.2	24.9	24.4	606.613	2.85	0.00	2.85	92.295
08:01:17	61.330	0.399	350	25.3	25.0	24.5	606.620	3.96	0.00	3.96	92.286
08:32:15	82.710	0.377	360	25.4	25.1	24.5	606.469	5.23	0.00	5.23	92.286
09:45:19	115.120	0.384	352	25.5	25.2	24.6	606.304	6.26	0.00	6.26	92.242
10:07:06	151.630	0.414	368	25.7	25.3	24.8	606.115	7.76	0.00	7.76	92.214
10:31:38	201.460	0.425	364	25.8	25.5	25.2	606.240	9.70	0.00	9.70	92.225
11:06:18	281.720	0.437	362	25.9	25.5	25.3	606.477	12.06	0.00	12.06	92.235
11:21:46	329.470	0.459	366	25.9	25.5	25.2	606.572	14.70	0.00	14.70	92.269
11:40:10	421.000	0.460	373	26.0	25.6	25.3	606.610	18.33	0.00	18.33	92.271
11:54:31	512.880	0.532	400	26.1	25.6	25.2	606.511	22.01	0.00	22.01	92.280
12:08:32	607.440	0.544	399	26.1	25.7	25.3	606.602	25.62	0.00	25.62	92.272
12:18:53	608.570	0.553	400	26.1	25.7	25.3	606.650	25.74	0.00	25.74	92.276
12:22:36	606.510	0.553	372	26.2	25.7	25.2	606.612	26.18	0.00	26.18	92.273
13:50:15	605.250	0.544	365	26.2	25.7	25.0	606.604	29.22	0.00	29.22	92.275
13:54:05	603.610	0.582	372	26.2	25.8	25.3	606.576	33.58	0.00	33.58	92.242
14:16:17	603.050	0.582	372	26.2	25.8	25.4	606.305	33.63	0.00	33.63	92.230

PARÂMETROS NAS CONDIÇÕES DE ESTAGNAÇÃO (M)										COEFICIENTE DE DESCARGA				
Viscosidade dinâmica [Pa.s]	Fator de compress. Z ₀	Temp. absol. T ₀ [K]	Pr. absol. P ₀ [Pa]	Massa. específica [kg/m³]	Vazão mássica [g/h]	Vazão vol. Q ₀ [cm³/min]	Velocidade V ₀ [m/s]	Velocidade do som (a ₀) [m/s]	Mach na estagnação M ₀	Massa. específica no padrão [kg/m³]	Relação P ₀ /P ₀	Press. montante P ₀ -P ₀ [Pa]	Vazão ideal [g/h]	Coefficiente de descarga Cd
1.8303E-05	0.9897	298.3	109.036	1.274	0.10	1.33	0.000046	346.16	1.30E-07	1.063	0.650	16.407	0.43	0.236
1.8307E-05	0.9898	298.4	126.196	1.467	0.19	2.13	0.000072	346.20	2.08E-07	1.063	0.723	35.542	0.50	0.353
1.8402E-05	0.9926	298.4	153.616	1.794	0.29	2.85	0.000090	346.25	2.80E-07	1.062	0.803	60.962	0.60	0.475
1.8407E-05	0.9925	298.5	181.976	2.124	0.36	2.96	0.000100	346.30	2.90E-07	1.062	0.930	80.333	0.71	0.530
1.8412E-05	0.9944	298.7	207.362	2.420	0.45	3.10	0.000105	346.34	3.04E-07	1.061	1.047	114.736	0.81	0.557
1.8421E-05	0.9993	298.8	243.844	2.844	0.56	3.27	0.000111	346.44	3.21E-07	1.061	1.380	151.216	0.95	0.587
1.8427E-05	0.9992	299.0	283.705	3.425	0.70	3.40	0.000115	346.48	3.33E-07	1.060	1.315	201.095	1.15	0.609
1.8431E-05	0.9990	299.1	353.975	4.127	0.87	3.51	0.000119	346.51	3.44E-07	1.060	1.262	261.293	1.36	0.626
1.8431E-05	0.9989	299.1	421.736	4.918	1.06	3.59	0.000122	346.47	3.51E-07	1.061	1.220	328.011	1.65	0.643
1.8436E-05	0.9988	299.1	513.981	5.996	1.32	3.67	0.000125	346.46	3.60E-07	1.060	1.181	420.610	2.00	0.658
1.8436E-05	0.9984	299.2	605.140	7.057	1.58	3.74	0.000127	346.40	3.67E-07	1.060	1.153	512.346	2.36	0.671
1.8441E-05	0.9981	299.2	699.712	8.161	1.86	3.80	0.000129	346.46	3.72E-07	1.060	1.133	603.696	2.73	0.681
1.8441E-05	0.9981	299.3	808.846	9.151	2.15	3.79	0.000129	346.46	3.71E-07	1.060	1.133	695.017	3.09	0.679
1.8446E-05	0.9979	299.4	917.783	9.187	2.10	3.81	0.000129	346.48	3.73E-07	1.060	1.118	794.957	3.06	0.683
1.8446E-05	0.9979	299.4	1037.595	9.185	2.10	3.82	0.000130	346.46	3.74E-07	1.060	1.118	894.746	3.07	0.684
1.8447E-05	0.9978	299.4	1167.822	10.446	2.42	3.86	0.000131	346.45	3.78E-07	1.079	1.104	1003.026	3.50	0.691
1.8447E-05	0.9978	299.4	1308.280	10.443	2.42	3.86	0.000131	346.44	3.79E-07	1.079	1.104	1122.466	3.50	0.693

CONDIÇÕES NA SEÇÃO DE ENTRADA (1)										ESCOAMENTO DE FANNO		
Mach inicial M ₁	Temp. entr. T ₁ [°C]	Pressão entr. P ₁ [Pa]	M. esp. entr. ρ ₁ [kg/m³]	Visc. din. μ ₁ [Pa.s]	Reynolds na entrada	Relação T ₁ /T*	Relação P ₁ /P*	Relação ρ ₁ /ρ*	Relação P ₀₁ /P ₁	4f _s L ₁ /D para M ₁	4f _s L/D do captor	4f _s L ₁ /D do Fanno
0.14	23.9	107.595	1.282	1.834E-05	81	1.195	7.843	6.991	4.200	32.82	1.54	31.28
0.23	22.1	123.011	1.459	1.829E-05	153	1.188	4.770	4.018	2.813	10.59	1.54	9.05
0.29	20.4	144.965	1.721	1.817E-05	226	1.180	3.780	3.186	2.105	5.85	1.54	4.31
0.33	19.2	166.969	2.015	1.811E-05	303	1.175	3.316	2.823	1.807	4.19	1.54	2.85
0.35	18.5	180.808	2.281	1.807E-05	363	1.172	3.131	2.672	1.797	3.59	1.54	2.44
0.37	17.8	222.078	2.691	1.804E-05	451	1.169	2.938	2.514	1.704	2.98	1.54	1.94
0.38	17.2	265.197	3.164	1.801E-05	564	1.166	2.809	2.406	1.642	2.61	1.54	1.68
0.40	16.6	317.091	3.815	1.799E-05	703	1.163	2.698	2.321	1.591	2.32	1.54	1.47
0.41	16.1	375.447	4.527	1.798E-05	859	1.161	2.622	2.259	1.556	2.12	1.54	1.28
0.42	15.6	433.796	5.482	1.798E-05	1071	1.159	2.542	2.194	1.519	1.92	1.54	1.08
0.43	15.2	493.793	6.435	1.791E-05	1287	1.157	2.480	2.144	1.491	1.78	1.54	0.94
0.44	14.9	511.953	7.416	1.790E-05	1512	1.155	2.433	2.108	1.469	1.67	1.54	0.83
0.44	14.8	611.960	7.410	1.790E-05	1507	1.155	2.438	2.111	1.472	1.69	1.54	0.14
0.44	14.9	698.103	8.341	1.790E-05	1708	1.155	2.421	2.097	1.464	1.54	1.54	0.00
0.44	14.8	987.523	8.335	1.789E-05	1711	1.154	2.415	2.092	1.462	1.63	1.54	0.00
0.45	14.5	779.242	9.459	1.789E-05	1988	1.153	2.382	2.080	1.447	1.56	1.54	0.00
0.45	14.5	778.129	9.447	1.788E-05	1972	1.153	2.375	2.080	1.443	1.54	1.54	0.00

CONDIÇÕES NA SEÇÃO DE SAÍDA (2)									
Mach na saída M ₂	Relação T ₂ /T*	Relação P ₂ /P*	Relação ρ ₂ /ρ*	Relação P ₀₂ /P ₂	Temp. saída T ₂ [°C]	Pr. saída P ₂ [Pa]	M. esp. saída ρ ₂ [kg/m³]	Visc. din. μ ₂ [Pa.s]	Reynolds na saída
0.14	1.195	7.872	6.419	4.111	23.9	105.221	1.234	1.833E-05	81
0.24	1.186	4.470	3.789	2.491	21.7	115.637	1.399	1.823E-05	153
0.32	1.175	3.351	2.851	1.903	19.2	129.169	1.540	1.811E-05	229
0.38	1.168	2.823	2.421	1.690	16.9	143.898	1.729	1.800E-05	306
0.42	1.160	2.399	2.232	1.540	15.5	157.812	1.926	1.793E-05	368
0.46	1.151	2.327	2.022	1.422	13.5	175.936	2.140	1.793E-05	455
0.50	1.143	2.135	1.899	1.339	11.5	201.810	2.471	1.773E-05	573
0.54	1.133	1.964	1.733	1.267	9.3	230.793	2.940	1.762E-05	717
0.58	1.124	1.829	1.627	1.213	7.1	261.980	3.261	1.751E-05	880
0.63	1.111	1.671	1.503	1.164	3.9	298.262	3.758	1.739E-05	1108
0.69	1.097	1.525	1.391	1.105	0.3	327.102	4.174	1.718E-05	1343
0.75	1.079	1.385	1.284	1.063	-4.1	346.454	4.521	1.692E-05	1596
0.74	1.091	1.404	1.290	1.066	-3.5	352.211	4.559	1.690E-05	1595
0.77	1.072	1.341	1.251	1.051	-6.7	361.329	4.977	1.697E-05	1812
0.78	1.069	1.320	1.235	1.046	-6.5	375.656	4.821	1.693E-05	1819
0.90	1.034	1.133	1.086	1.009	-15.3	370.736	5.020	1.638E-05	2148
1.00	1.000	1.001	1.001	1.000	-23.6	328.005	4.990	1.595E-05	2209

Figura 6.1.18. Planilha de dados e resultados experimentais (amostra D024L011).

6.1.2.1 Vazão volumétrica referida às condições de estagnação (Q_0).

De posse dos resultados experimentais obtidos através dos ensaios, foi possível efetuar a representação gráfica de uma série de parâmetros importantes ao entendimento do fenômeno. Um destes parâmetros é a vazão volumétrica do gás de operação referida às condições de estagnação, ou Q_0 , cujo comportamento estável é normalmente utilizado como indicador de uma condição de bloqueio do escoamento.

As figuras 6.1.19 a 6.1.22 apresentam os resultados obtidos para a vazão Q_0 em função da relação de pressões P_b/P_0 para o conjunto de amostras de rubi operando com ar seco, argônio, CO₂ e hélio. A figura 6.1.23 mostra os resultados para a operação sob vácuo utilizando-se ar ambiente.

As legendas nos gráficos fazem referência ao diâmetro interno da amostra em μm .

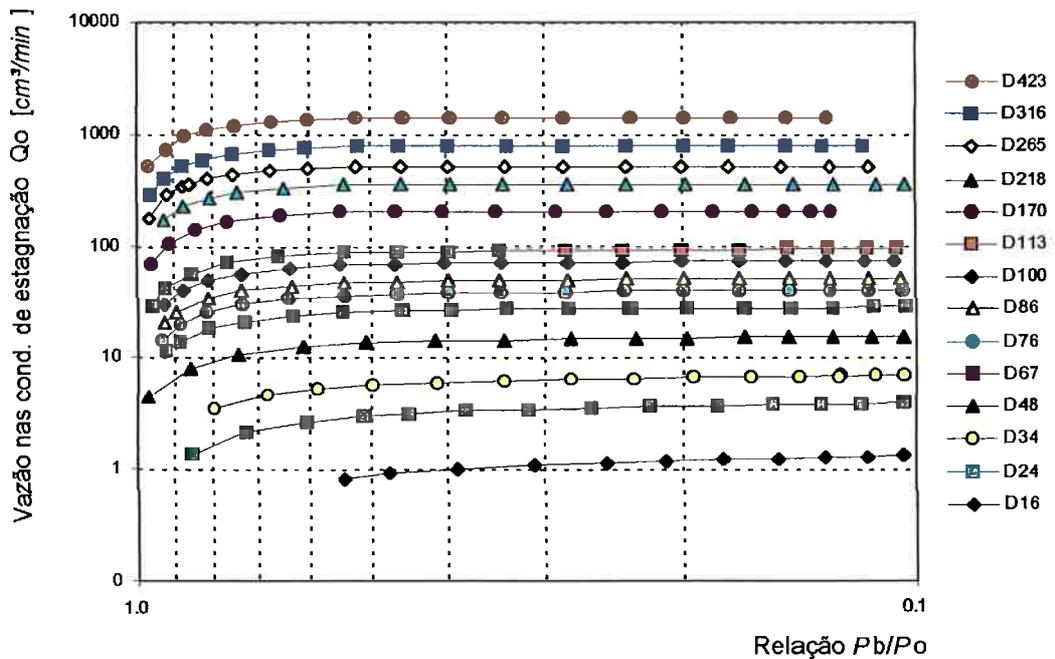


Figura 6.1.19. Vazão volumétrica Q_0 de ar seco referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_b/P_0 (orifícios de rubi, operação sob pressão).

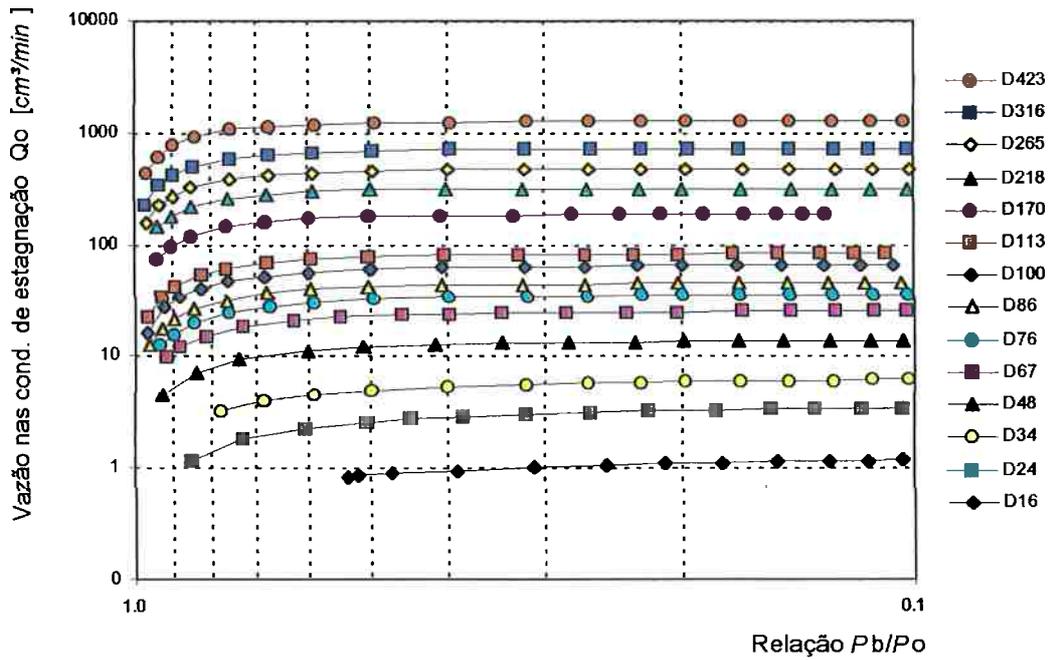


Figura 6.1.20. Vazão volumétrica Q_0 de argônio referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_b/P_0 (orifícios de rubi, operação sob pressão).

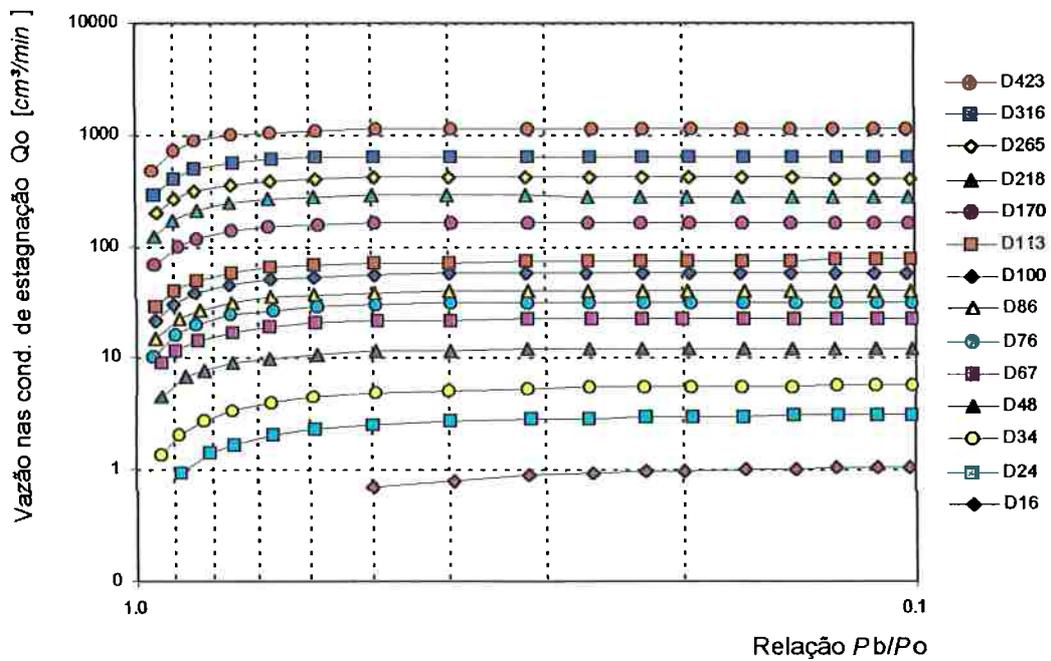


Figura 6.1.21. Vazão volumétrica Q_0 de CO_2 referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_b/P_0 (orifícios de rubi, operação sob pressão).

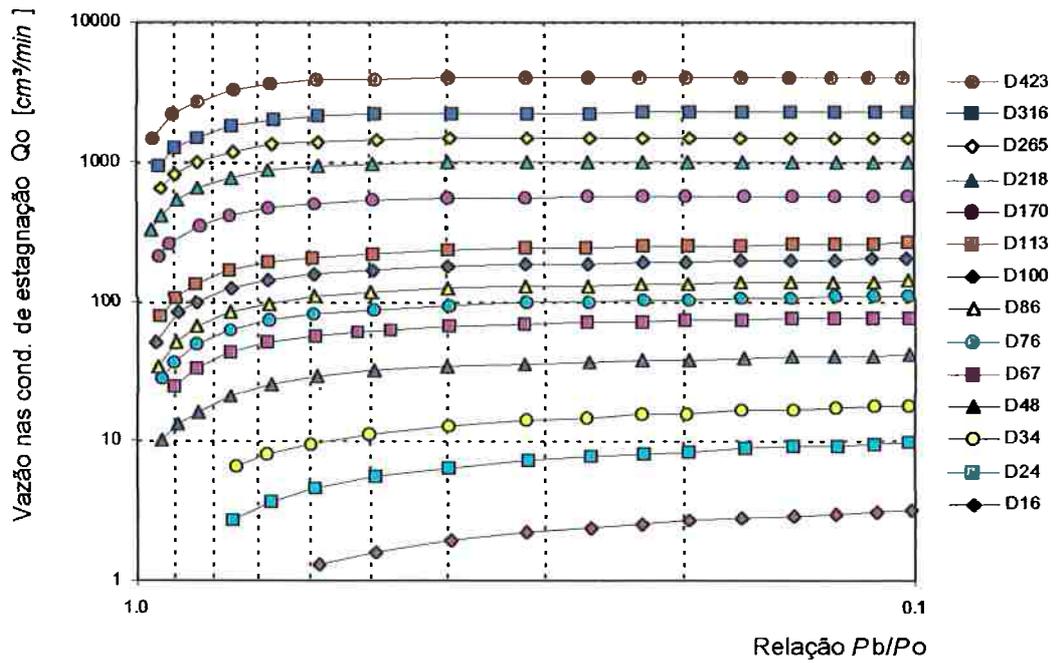


Figura 6.1.22. Vazão volumétrica Q_0 de hélio referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_b/P_0 (orifícios de rubi, operação sob pressão).

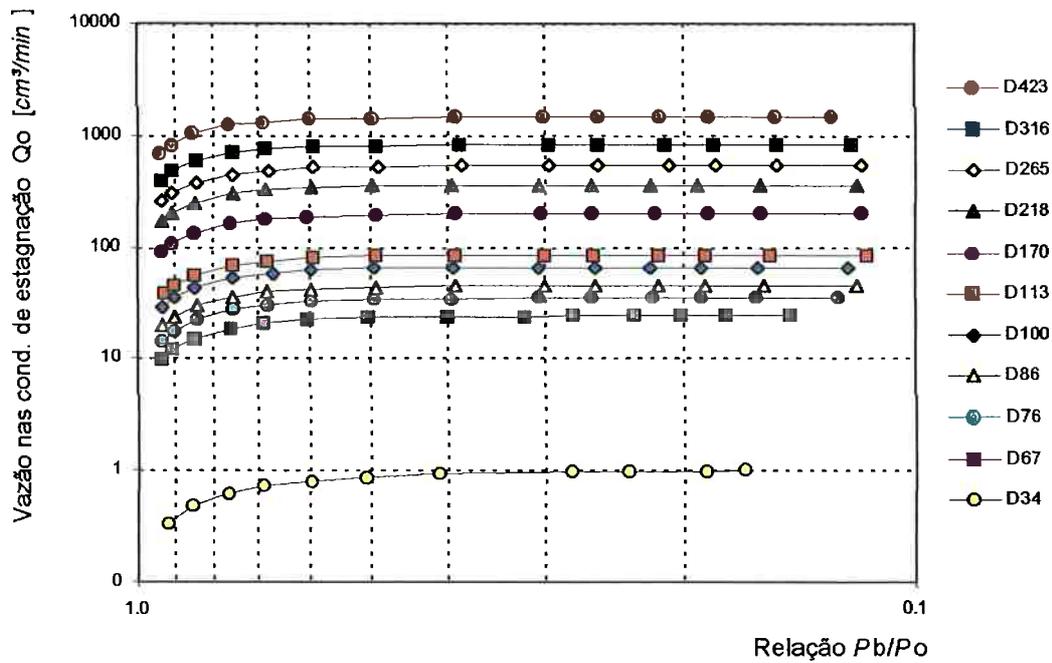


Figura 6.1.23. Vazão volumétrica Q_0 de ar referida às condições de estagnação em função da relação de pressões P_b/P_0 (orifícios de rubi, operação sob vácuo).

Conforme mostrado pelo modelo apresentado no capítulo 5, as curvas dos gráficos anteriores indicam, para todos os gases utilizados, uma tendência de aumento da vazão na medida em que a relação de pressões P_b/P_0 diminui. Porém, nota-se que este aumento é muito maior no caso da operação com gás hélio do que com os demais gases.

Esta diferença de comportamento pode ser explicada através da velocidade crítica V^* , isto é, a velocidade do fluido quando o número de Mach é unitário. Por definição $V^* \equiv a^*$, onde o asterísico representa as condições em que o número de $M = 1$. Tomando-se como hipótese o escoamento adiabático de um gás perfeito, Shapiro [1] fornece a expressão da velocidade crítica na forma:

$$V^* = a^* = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_0} \quad (6.1)$$

A fim de facilitar uma comparação, a tabela 6.3 apresenta os valores de massa molar M , da constante do gás R , da relação de calores específicos k , e da viscosidade dinâmica μ para os gases utilizados na investigação.

Tabela 6.3. Propriedades dos gases utilizados na investigação experimental.

Gás	Massa molar do gás M [kg/kmol]	Constante do gás R [J/kg K]	Relação de calores específicos $k = c_p/c_v$ a 20°C	Velocidade do som a a 20°C [m/s]
Ar	28,9645	287,055	1,4	343
Argônio	39,948	208,131	1,66	318
CO2	44,0098	188,921	1,288	267
Hélio	4,0026	2077,252	1,659	1005

Fonte: N.V. Nederlandse Gasunie, **Physical Properties of natural gases**. Groningen, 1988.

Supondo uma temperatura de estagnação de 20°C ($T_0 = 293,15\text{K}$), verifica-se que a velocidade crítica do hélio é da ordem de 871 m/s, portanto, muito maior do que os 313 m/s obtidos para o caso do ar, os 276 m/s do argônio ou os 250 m/s do CO₂. Desse modo, através da equação 6.1, é possível observar que, para as mesmas condições de estagnação, a velocidade crítica V^* para o escoamento do gás hélio é, proporcionalmente, muito maior do que a do ar e dos outros gases e, conseqüentemente, a vazão volumétrica Q_0 de gás hélio resulta também maior que a obtida para os demais gases utilizados.

Adicionalmente, através dos gráficos apresentados nas figuras 6.1.19 a 6.1.22, referentes ao regime de operação sob pressão, é possível observar que, com o aumento gradual da pressão de estagnação P_0 , verifica-se que ocorre uma tendência de estabilização da vazão volumétrica Q_0 evidenciando uma situação de blocagem do escoamento. O mesmo efeito pode ser observado no caso da operação sob vácuo através do gráfico da figura 6.1.23, onde a pressão absoluta de jusante P_b é reduzida gradativamente.

Entretanto, é interessante e importante notar que as condições de blocagem na operação sob pressão e sob vácuo não são exatamente as mesmas conforme mostrado na figura 6.1.24, apresentada a seguir, referente aos resultados de vazão volumétrica Q_0 obtidos experimentalmente para o microorifício de rubi $D423L0.60$ de diâmetro D igual a 422,6 μm , e cujas fotografias são apresentadas nas figuras 6.1.1 a 6.1.3

A figura 6.1.24 faz uso dos mesmos resultados de vazão volumétrica referida às condições de estagnação Q_0 pela relação de pressões P_b/P_0 , apresentados nas figuras 6.1.19 a 6.1.23, porém impõe uma ampliação na escala da vazão. No caso do gás hélio, devido à sua vazão ser mais alta, os valores relativos à sua curva são referidos ao eixo da direita na figura 6.1.24.

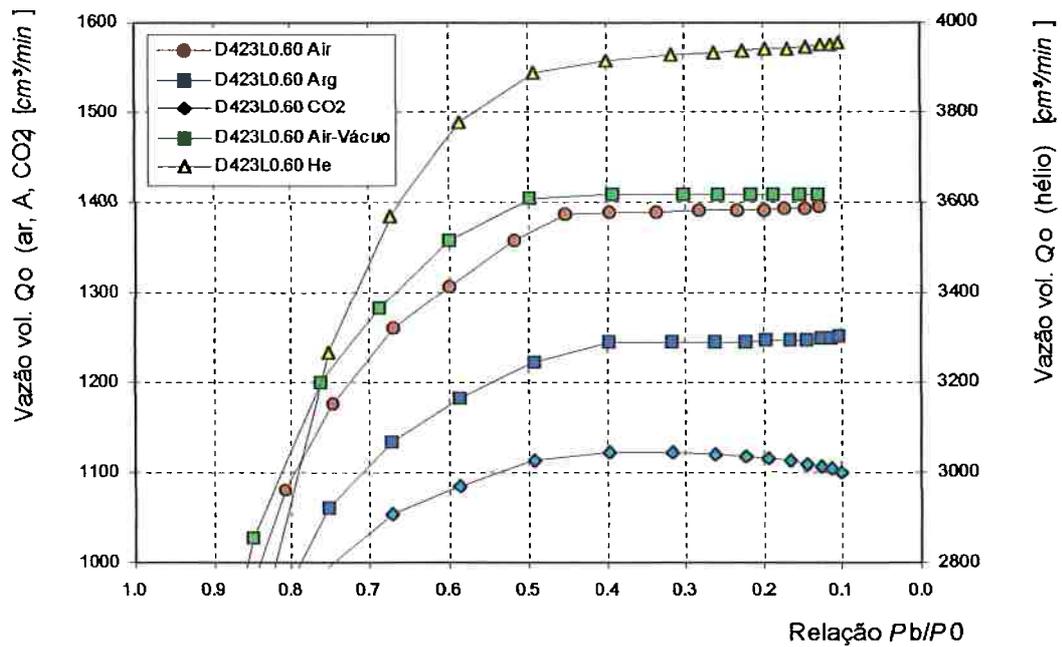


Figura 6.1.24. Vazão Q_0 em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostra $D423L0.60$).

Com base no gráfico apresentado, verifica-se, inicialmente, que o limiar do regime crítico de operação sob vácuo com ar ocorre em uma relação de pressões ao redor de 0,50 para o caso do microdispositivo investigado, enquanto que, em um regime de operação sob pressão, as evidências indicam que a bloqueio acontece em uma relação de pressões levemente inferior, aproximadamente em torno de 0,46.

Entretanto, o aspecto mais curioso e importante proporcionado pelos resultados experimentais apresentados é sem dúvida o fato de que a bloqueio sob vácuo é efetiva, isto é, uma vez estabelecida, ela mantém a vazão Q_0 constante, ao passo que a bloqueio sob pressão, embora ocorra, não é constante. Ou seja, observa-se um leve, porém sensível, aumento na vazão Q_0 mesmo após o estabelecimento do regime crítico. Este efeito do aumento da vazão volumétrica em pleno regime crítico de escoamento, ocorre também no caso da operação sob pressão com os gases argônio e hélio, que apresentam um comportamento similar ao do ar seco.

Efeito da camada limite. Para explicar este aumento na vazão volumétrica Q_0 para a amostra D423L0.60, é necessário analisar o tipo de regime de escoamento estabelecido para cada caso.

Na condição de operação sob vácuo, os números de Reynolds são muito menores do que na condição sob pressão, uma vez que a massa específica do fluido é diretamente proporcional à pressão. O número de Reynolds é um adimensional relacionado ao tipo de perfil de velocidades que se estabelece no escoamento, sendo representado pela seguinte equação:

$$Re = \frac{\rho V D}{\mu} \quad (6.2)$$

onde ρ é a massa específica do fluido, V a velocidade média do escoamento, D o termo dimensional relativo ao diâmetro interno do orifício, e μ a viscosidade dinâmica do fluido. Fisicamente, o número de Reynolds é uma relação entre as forças de inércia e as forças viscosas do escoamento.

Segundo a teoria da camada limite, um número de Reynolds baixo define um perfil de velocidades de formato parabólico (regime laminar), ao passo que escoamentos com números de Reynolds elevados tendem a apresentar um perfil mais plano (regime turbulento). Esta diferença de tipos de perfil é inerente à espessura da camada limite que se estabelece no escoamento, a partir do bordo de entrada do microorifício.

A teoria da camada limite foi formulada por Prandtl [1904] e propõe a aplicação das equações de Navier-Stokes, a partir de algumas simplificações na região de parede, originando as chamadas equações da camada limite.

De acordo com as hipóteses de Prandtl, a medida que o número de Reynolds do escoamento aumenta, os efeitos viscosos são confinados em uma região fina próxima da

superfície sólida, persistindo nesta região não só a influência das forças de inércia, mas também das forças viscosas.

Desde que a velocidade do fluido escoando dentro da camada limite viscosa deve aumentar de um valor igual a zero na parede, até uma velocidade referente à corrente livre do escoamento V , em uma distância igual à espessura da camada limite, o valor deste parâmetro é muito importante no entendimento dos fenômenos observados na presente investigação experimental.

Segundo o modelo teórico proposto no capítulo 5, o escoamento do gás através dos microorifícios ocorre a partir de um reservatório de suprimento, se amolda segundo um tubo de corrente convergente, e adentra em um conduto cilíndrico de seção circular (seção 1 da figura 5.7) com um perfil uniforme de velocidades. Esta seção 1 pode ser comparada ao bordo de ataque de uma placa plana, onde se tem início a aderência das partículas fluidas nas vizinhanças da parede, e a conseqüente formação da camada limite, conforme ilustrado na figura 6.1.25.

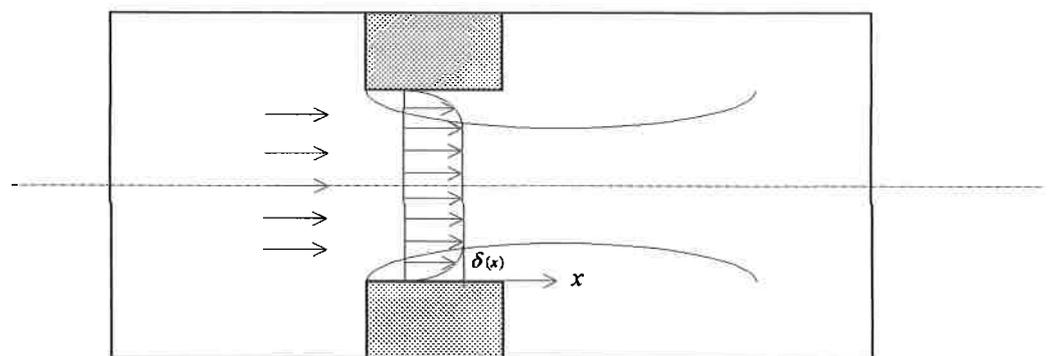


Figura 6.1.25. Desenvolvimento da camada limite a partir do bordo de ataque do microorifício.

Balius [] mostrou que, para um modelo de placa plana, a espessura da camada limite laminar em um escoamento incompressível pode ser avaliada a partir da seguinte expressão:

$$\delta(x) = \frac{5x}{\sqrt{Re_x}} \quad (6.3)$$

onde $\delta(x)$ é a espessura da camada limite a uma distância x a partir do bordo de entrada, e Re_x é o número de Reynolds na posição x .

Para um escoamento compressível a equação 6.3 deve ser multiplicada por uma função (G) que depende dos números de Mach (M) e de Prandtl (Pr), além de uma relação (T_w) entre as temperaturas da parede e do escoamento livre, ou seja

$$\delta(x) = \frac{5x}{\sqrt{Re_x}} G(M, Pr, T_w) \quad (6.4)$$

Entretanto, para as condições de operação em que foram realizados os ensaios este termo da função G não produz grande influência, podendo ser assumido como unitário.

Para um escoamento incompressível em regime turbulento sobre uma placa plana, a espessura da camada limite turbulenta pode ser avaliada a partir da seguinte expressão:

$$\delta(x) = \frac{0,370x}{Re_x^{1/5}} \quad (6.5)$$

Embora as equações apresentadas possam não representar com exatidão o processo de desenvolvimento da camada limite em dispositivos de dimensão tão reduzida, como as amostras utilizadas na investigação, elas fornecem a importante informação de que a espessura da camada limite diminui com o aumento do número de Reynolds.

Desta maneira, no caso da operação sob vácuo, a massa específica é mantida praticamente constante uma vez que as condições de estagnação são estáveis. Isto faz com que o número de Reynolds seja basicamente função apenas da velocidade do

escoamento que, sob um regime crítico estabelecido, é mantida constante através de uma área efetiva de escoamento, denominada área crítica. Com o número de Reynolds constante, a espessura da camada limite é fixa, o que determina uma área crítica de escoamento constante proporcionando uma estabilidade na vazão volumétrica Q_0 .

Por outro lado, no regime de operação sob pressão, embora a temperatura de estagnação T_0 não se diferencie muito daquela referente às condições de operação sob vácuo, a pressão P_0 é muito maior, o que acaba proporcionando valores de massa específica muito maiores. Consequentemente, os números de Reynolds também aumentam com o aumento da pressão P_0 , e assim, a espessura da camada limite do escoamento diminui. A redução na espessura da camada limite, propicia um aumento na área crítica disponível para o escoamento, mesmo sob um regime crítico, fazendo com que a vazão volumétrica de gás referida às condições de estagnação Q_0 sofra um aumento, conforme mostrado nas curvas das figuras 6.1.19 a 6.1.22.

Note-se que, embora as figuras 6.1.19 a 6.1.22 evidenciem que a vazão Q_0 não é constante no regime crítico para alguns dos gases (ar seco, argônio e hélio) este aumento na vazão não é tão marcante no caso da amostra *D423L0.60*, conforme mostrado na figura 6.1.24, visto que o trecho disponível para o desenvolvimento de uma camada limite é bastante curto em relação ao diâmetro do orifício.

Já para as amostras de rubi de menor diâmetro, é possível verificar que este efeito acaba se tornando muito mais pronunciado em função da relação L/D ser maior. Ou seja, o efeito é potencializado por uma redução no diâmetro D , fazendo com que a relação entre a espessura da camada limite e o diâmetro do orifício $\delta_{(x)}/D$ seja cada vez maior.

Este efeito pode ser visualizado melhor, por exemplo, através dos resultados de Q_0 versus P/P_0 da amostra de rubi *D034L07.4* de diâmetro de 34,3 μm e uma relação L/D de 7,4, apresentados na figura 6.1.26.

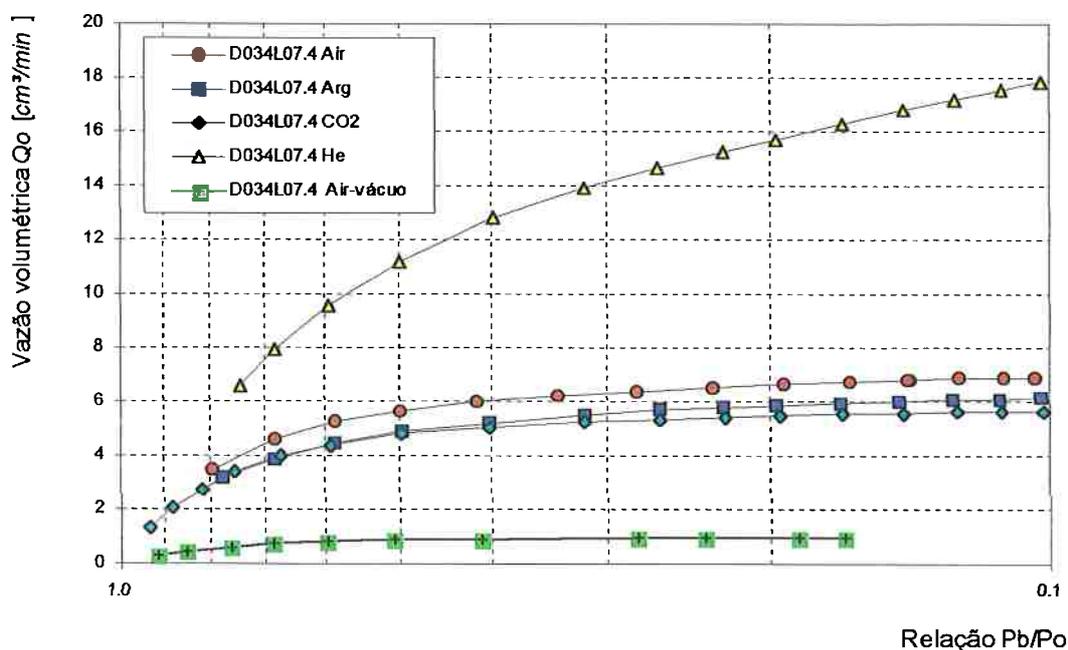


Figura 6.1.26. Vazão Q_0 em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostra D034L07.4).

Efeito do fator de compressibilidade Z . Voltando à figura 6.1.24, observa-se que no caso da operação com CO_2 , a curva de Q_0 apresenta-se com uma tendência exatamente oposta àquela observada para os outros gases utilizados, com um decréscimo relativamente acentuado da vazão após uma suposta relação de bloqueio.

Este comportamento anômalo do gás carbônico está diretamente relacionado ao seu fator de compressibilidade representado por Z .

Existem na literatura, inúmeras relações empíricas que possibilitam a determinação do fator de compressibilidade para vários gases. Entretanto, não existe nenhum método que possa ser considerado perfeitamente exato para o cálculo do fator de compressibilidade de todos os tipos de gás. Provavelmente, o método proposto pela AGA NX-19 (1962) seja a mais comumente utilizada na indústria de gás natural.

Na presente investigação, entretanto, foi utilizada a equação proposta pela API-American Petroleum Institute. Segundo a mesma, o fator de compressibilidade de um

gás está ligada diretamente à sua temperatura reduzida T_r , à pressão reduzida P_r , e a um parâmetro denominado fator acêntrico ω que leva em conta a natureza não esférica das moléculas do gás. A relação é dada por

$$Z = 1 + p_r \cdot T_r^{-1} \left[\begin{aligned} & (0,1445 + 0,073 \cdot \omega) - (0,330 - 0,46 \cdot \omega) \cdot T_r^{-1} - \\ & (0,1385 + 0,50 \cdot \omega) \cdot T_r^{-2} - (0,0121 + 0,097 \cdot \omega) \cdot T_r^{-3} - 0,0073 \cdot \omega \cdot T_r^{-8} \end{aligned} \right] \quad (6.6)$$

onde P_r é a pressão reduzida ($P_r = P/P_c$),
 P é a pressão absoluta,
 P_c a pressão crítica,
 T_r é a temperatura reduzida ($T_r = T/T_c$),
 T é a temperatura absoluta,
 T_c a temperatura crítica
 ω o fator acêntrico

Na tabela 6.4 são fornecidos os valores de P_c , T_c e ω para os gases utilizados na investigação.

Tabela 6.4. Valores de pressão crítica, temperatura crítica e fator acêntrico para os gases utilizados na investigação.

Gás	Pressão crítica P_c [kPa]	Temperatura crítica T_c [K]	Fator acêntrico ω
Ar seco	3771	132,45	0,040
Argônio	4865	150,8	-0,004
Hélio	229	5,3	-0,387
CO2	7382	304,3	0,231

Fonte: N.V. Nederlandse Gasunie, **Physical Properties of natural gases**. Groningen, 1988.

Com base nestes valores, e admitindo-se uma temperatura de estagnação $T_0 = 26^\circ\text{C}$ (299,15K), é possível determinar a variação do fator de compressibilidade Z_0 em função da pressão absoluta de estagnação P_0 . Os valores obtidos são mostrados no gráfico da figura 6.1.27.

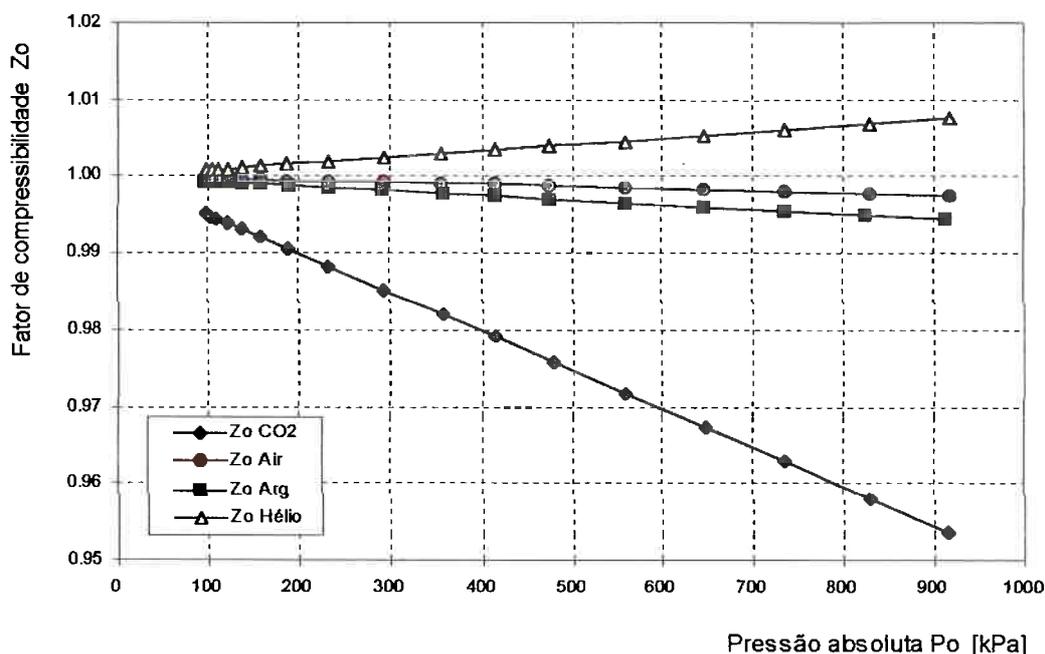


Figura 6.1.27. Variação do fator de compressibilidade Z_0 em função da pressão absoluta de estagnação P_0 , para uma temperatura $T_0 = 26^\circ\text{C}$.

Através do gráfico da figura 6.1.27, é possível observar que o fator de compressibilidade do gás hélio tende a aumentar com o aumento da pressão, enquanto que para os demais gases, Z_0 apresenta uma tendência de queda.

Entretanto, comparativamente aos demais gases, a variação do fator de compressibilidade do CO_2 é muito maior, sendo esta variação superior a 4% ao longo da faixa de pressões utilizadas nos ensaios.

Considerando-se que a condição de bloqueio implica uma vazão mássica proporcional à pressão de estagnação, para um gás perfeito isto representa uma vazão de estagnação constante, pois a massa específica é proporcional a esta pressão. No caso do CO_2 , o seu comportamento foge muito do modelo de gás perfeito, e com isso os efeitos de compressibilidade fazem com que a vazão volumétrica Q_0 necessária à manutenção do regime crítico na saída do orifício sofra um pequeno decréscimo com a diminuição da relação de pressões P_v/P_0 . Isto explica o comportamento da curva de Q_0 para o CO_2 , mostrado anteriormente no gráfico da figura 6.1.24.

6.1.2.2 Vazão em massa

Seguindo o plano de apresentação dos resultados proposto, o próximo item a ser analisado é a vazão em massa de gás que escoava através das amostras, parâmetro de interesse na maioria das aplicações práticas e cujos resultados experimentais obtidos para o conjunto de microorifícios de rubi utilizados são apresentados a seguir.

As figuras 6.1.28 a 6.1.31 apresentam os valores de vazão em massa obtidos para o conjunto de amostras de rubi operando com ar seco, argônio, CO₂ e hélio. A figura 6.1.32 mostra os resultados da operação destes microdispositivos sob regime de vácuo utilizando-se ar ambiente.

Ressalte-se que nos escoamentos compressíveis investigados, a vazão em massa do fluido é o único parâmetro que, sob uma determinada condição de operação, se mantém constante ao longo de toda a bancada experimental.

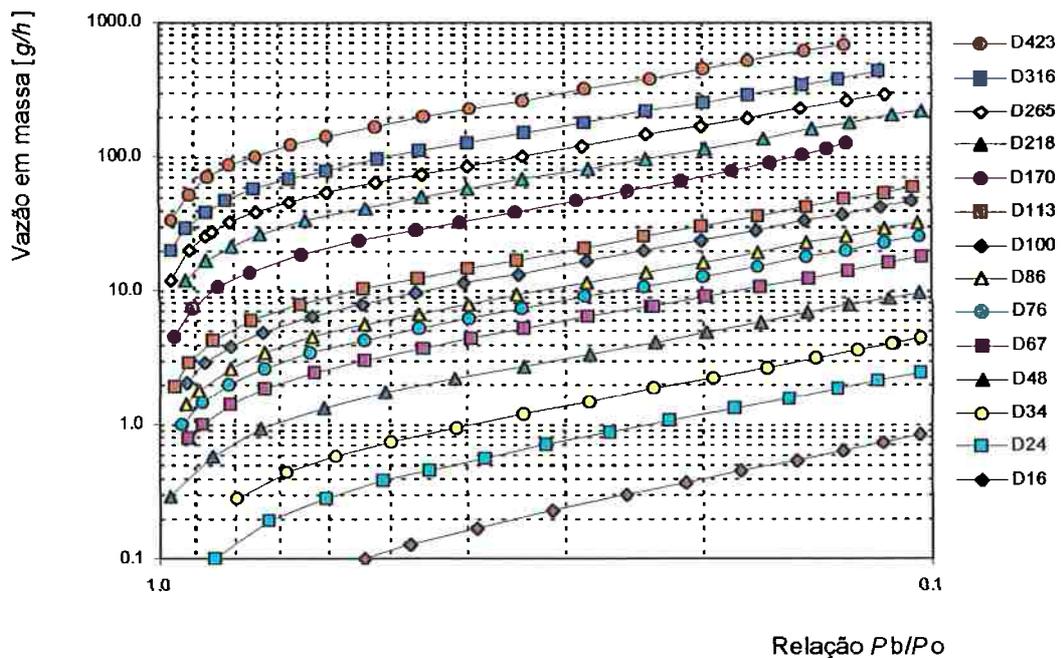


Figura 6.1.28. Vazão em massa em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de rubi, operação com ar seco, em regime de pressurização).

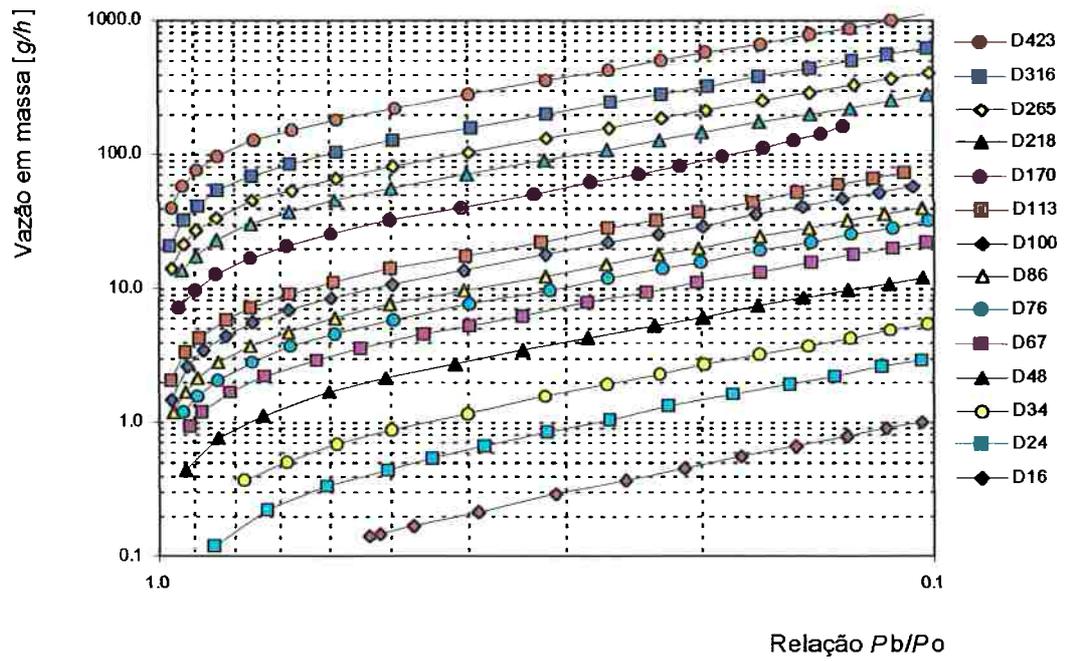


Figura 6.1.29. Vazão em massa em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de rubi, operação com argônio, em regime de pressurização).

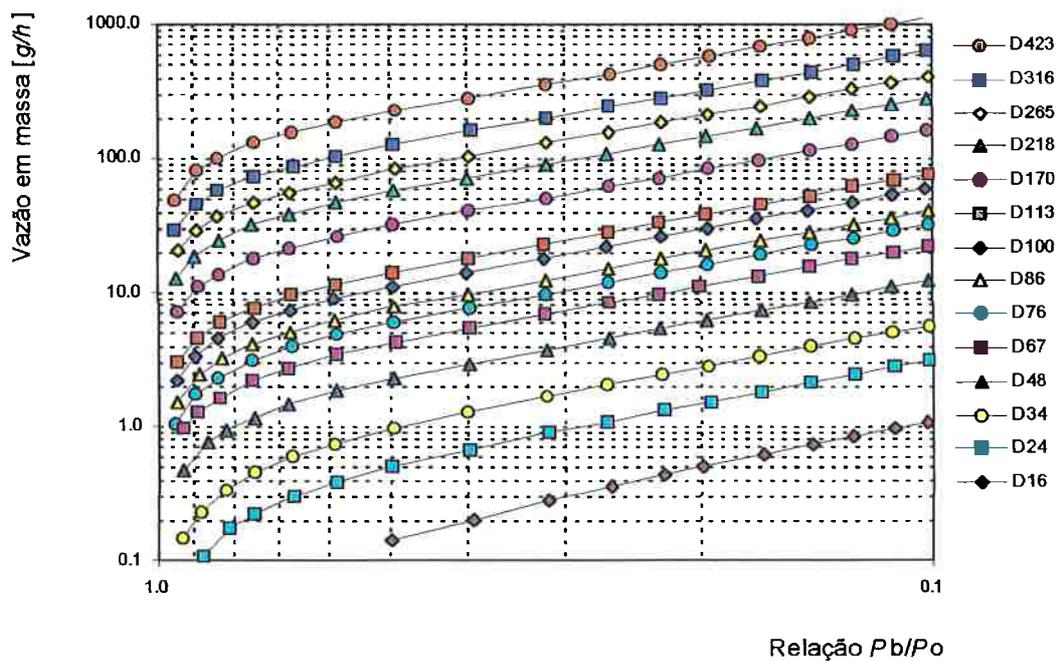


Figura 6.1.30. Vazão em massa em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de rubi, operação com CO₂, em regime de pressurização).

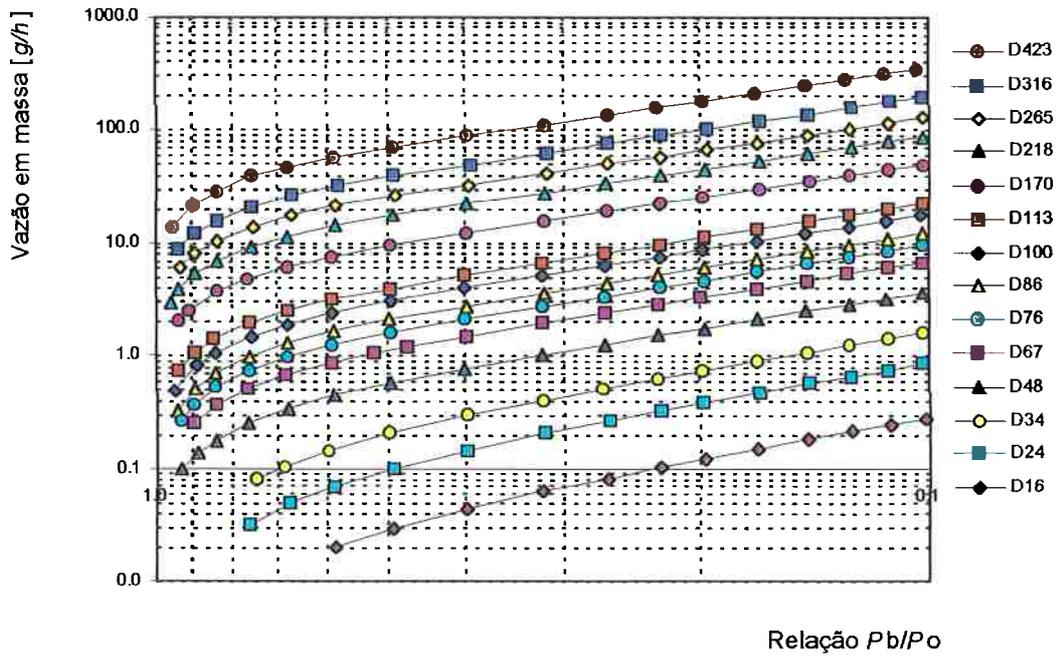


Figura 6.1.31. Vazão em massa em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de rubi, operação com hélio, em regime de pressurização).

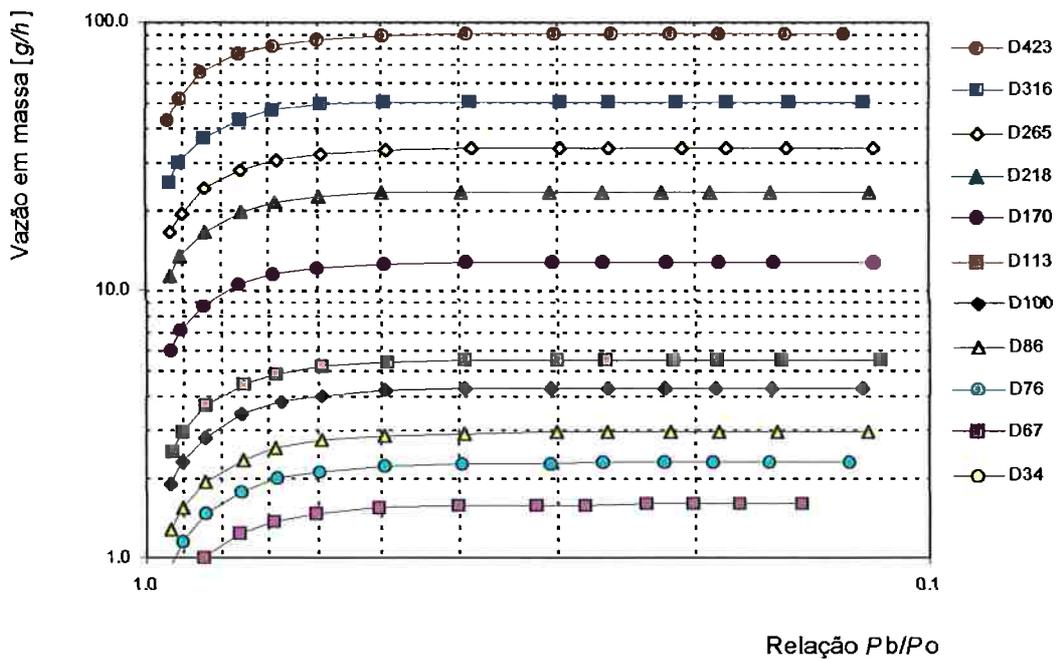


Figura 6.1.32. Vazão em massa em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de rubi, operação com ar ambiente, em regime de vácuo).

Observando os resultados apresentados nas figuras 6.1.28 a 6.1.31, é possível verificar que, como a vazão em massa é diretamente dependente da pressão de estagnação P_0 na entrada do microorifício, este parâmetro apresenta um crescimento com a diminuição da relação de pressões P_V/P_0 , para o caso da operação sob pressão com todos os gases utilizados.

Por outro lado, como na operação sob vácuo a pressão de estagnação P_0 praticamente não varia, a vazão em massa de ar se estabiliza após o regime crítico ser estabelecido, como pode ser observado pelos resultados apresentados na figura 6.1.32.

A fim de ilustrar melhor este efeito, a figura 6.1.33 apresenta os resultados de vazão em massa em função da relação de pressões P_V/P_0 obtidos para o caso do orifício de rubi de 34 μm de diâmetro e L/D igual a 7,4, operando com ar seco, argônio, CO2 e hélio, em regime de pressurização; e ar ambiente, em regime de vácuo.

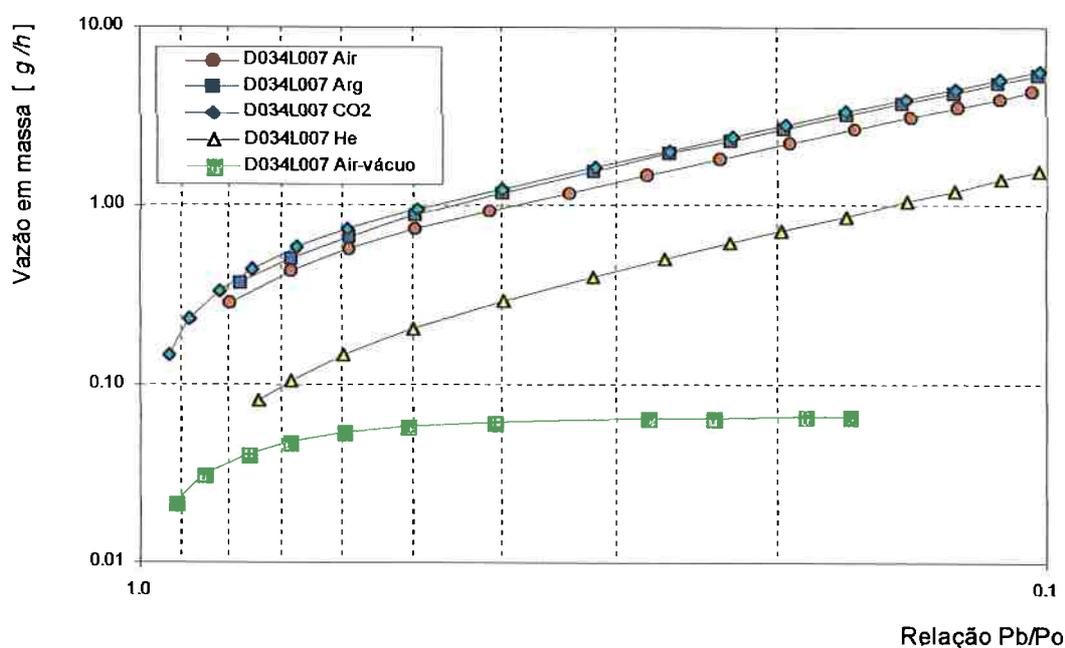


Figura 6.1.33. Vazão em massa em função da relação de pressões P_V/P_0 (amostra de rubi D034L07.4, operação com ar seco, argônio, CO2 e hélio, em regime de pressurização; e ar ambiente, em regime de vácuo).

É interessante notar que, na operação sob pressão, a vazão em massa de gás hélio é menor que a dos demais gases, embora a figura 6.1.26 tenha mostrado que a vazão volumétrica deste gás, referida às mesmas condições de estagnação, é cerca de 2 a 3 vezes maior que as dos demais gases. Isto ocorre porque a massa específica do gás hélio é muito menor que as dos demais gases. Por exemplo, uma comparação das massas específicas dos gases hélio e ar, para as mesmas condições de estagnação P_0 e T_0 , resultaria:

$$\frac{P_0}{T_0} = \rho_{0 \text{ hélio}} Z_{0 \text{ hélio}} R_{\text{hélio}} = \rho_{0 \text{ ar}} Z_{0 \text{ ar}} R_{\text{ar}} \quad (6.7)$$

ou:

$$\rho_{0 \text{ hélio}} = \frac{Z_{0 \text{ ar}} R_{\text{ar}}}{Z_{0 \text{ hélio}} R_{\text{hélio}}} \rho_{0 \text{ ar}} \quad (6.8)$$

Considerando que a relação entre os fatores de compressibilidade dos dois gases é próximo da unidade, a massa específica do gás hélio é apenas 13,8% do valor referente ao ar.

Os conjuntos de figuras 6.1.10 a 6.1.14, referentes à $Q_0 \times P_b/P_0$, e 6.1.28 a 6.1.32, de $\dot{m} \times P_b/P_0$, são importantes porque auxiliam a elucidar o fato de que o fenômeno do regime crítico está diretamente relacionado à uma blocagem da vazão em volume referida às condições de estagnação, e não da vazão em massa do gás, ou seja, os elementos críticos de restrição são capazes de proporcionar uma vazão mássica constante somente se as condições de estagnação permanecerem constantes, por exemplo, se forem submetidos a uma operação sob vácuo, através da aspiração do gás por meio de uma bomba de vácuo.

6.1.2.3 Coeficiente de descarga

Um parâmetro com utilização bastante difundida na prática, principalmente em aplicações relacionadas à metrologia de vazão de fluidos, é o coeficiente de descarga C_d do microorifício, que é definido como a relação entre a vazão em massa que efetivamente escoou através do microorifício e a vazão mássica que teoricamente passaria pelo mesmo em condições ideais.

É importante abrir um parêntese neste ponto para explicar a origem deste parâmetro e, para isso, será feita uma analogia com o caso do escoamento de um gás através de um bocal.

Tomando-se como hipóteses um escoamento isoentrópico e unidimensional de um gás perfeito, e com relação de calores específicos constante, então, a vazão mássica ideal em um bocal é dada pela seguinte relação:

$$\dot{m}_{ideal} = AC_{*i} \frac{P_o}{\sqrt{RT_o}} \quad [\text{kg/s}] \quad (6.9)$$

onde:

A : área da seção transversal da garganta do bocal [m^2]

C_{*i} : função crítica do escoamento (para o escoamento isoentrópico de um gás ideal)

P_o : pressão de estagnação [Pa]

R : constante do gás [J/kg K]

T_o : temperatura de estagnação [K]

A função crítica do escoamento para o caso ideal C_{*i} é dada por:

$$C_{*i} = k^{1/2} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/2(k-1)} \quad (6.10)$$

onde k representa a relação entre os calores específicos do gás ideal.

Entretanto, no escoamento real de um gás, a hipótese de escoamento isoentrópico unidimensional não é totalmente válida devido às perdas por atrito, formação de camada limite, trocas de calor, transferências de quantidades de movimento em direções diferentes do escoamento preferencial. etc.. Portanto, a equação para o cálculo da vazão

em massa de um gás real deve ser diferente daquela derivada para um gás ideal e, assim, tais desvios são normalmente tratados por meio da aplicação de um coeficiente de descarga C_d .

Além disso, a relação entre os calores específicos de um gás real é dependente da temperatura e, desse modo, a função crítica do escoamento a ser utilizada deve ser a de um escoamento unidimensional de um gás real C_{*} , diferente de C_{*i} . Assim, a vazão mássica nas condições de um escoamento real \dot{m} , deve ser expressa na forma:

$$\dot{m} = AC_d C_{*} \frac{P_o}{\sqrt{RT_o}} \quad (6.11)$$

O Anexo B da norma ISO 9300: 1990 [] fornece valores de C_{*} para uma série de gases em função da temperatura de estagnação.

Desse modo, o parâmetro C_d de cada microdispositivo utilizado na presente investigação foi determinado a partir da utilização da relação derivada da equação

(6.11), ou seja:

$$C_d = \frac{\dot{m}}{AC_{*} \frac{P_o}{\sqrt{RT_o}}} \quad (6.12)$$

Retomando a análise dos resultados experimentais, as figuras 6.1.34 a 6.1.37 apresentam os valores de C_d obtidos para o conjunto de amostras de rubi operando com ar seco, argônio, CO2 e hélio, sob regime de pressurização. A figura 6.1.38 mostra os resultados da operação destes microdispositivos sob regime de vácuo utilizando-se ar ambiente.

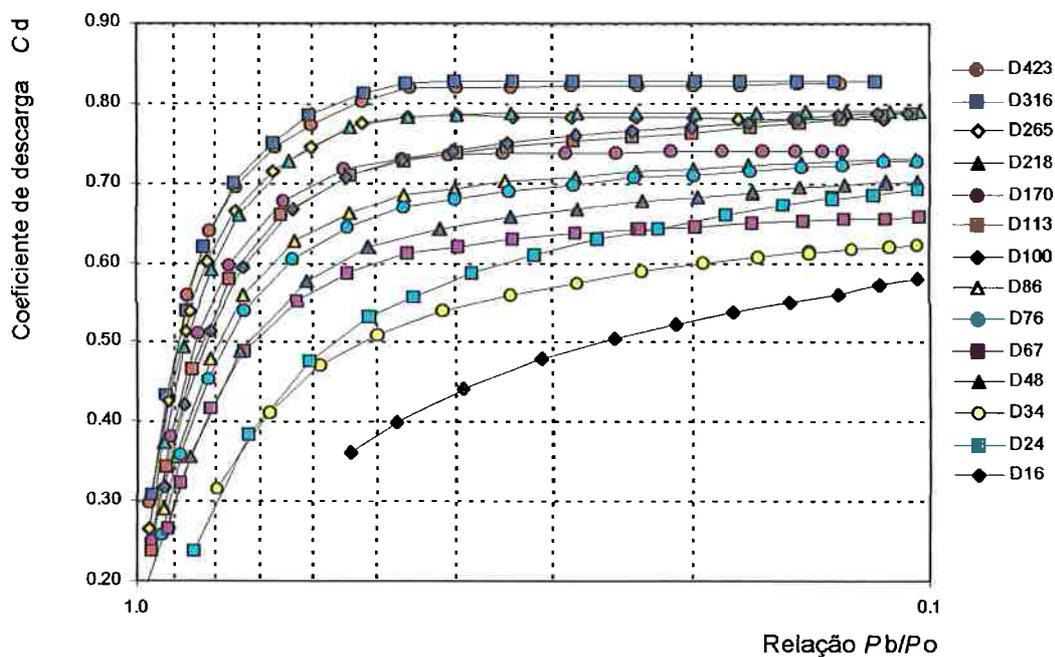


Figura 6.1.34. Coeficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de rubi, operação com ar seco, em regime de pressurização).

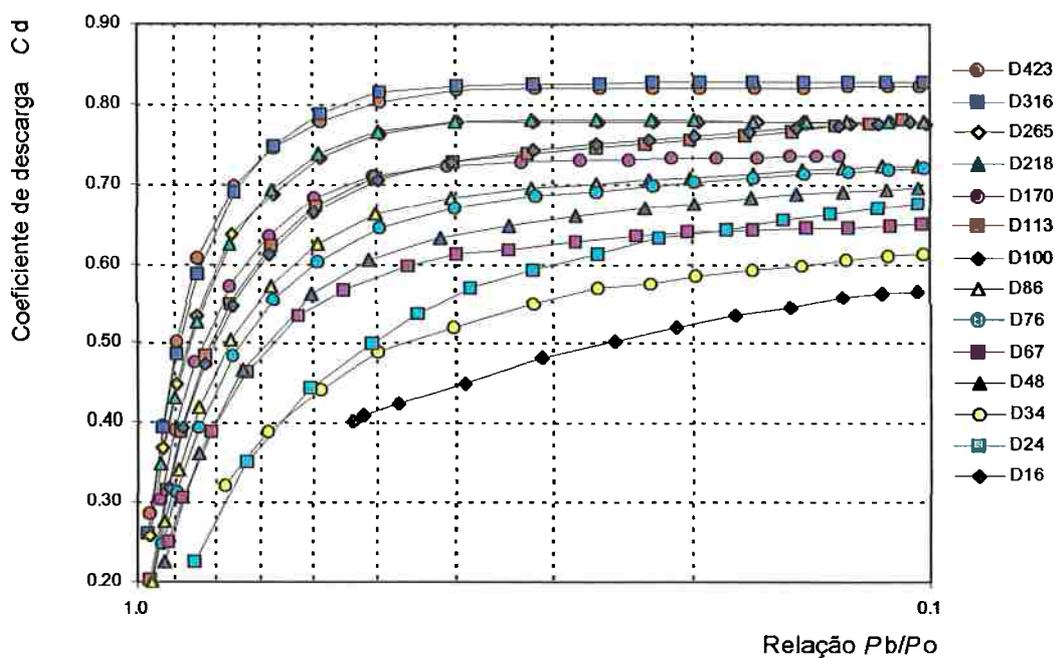


Figura 6.1.35. Coeficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de rubi, operação com argônio, em regime de pressurização).

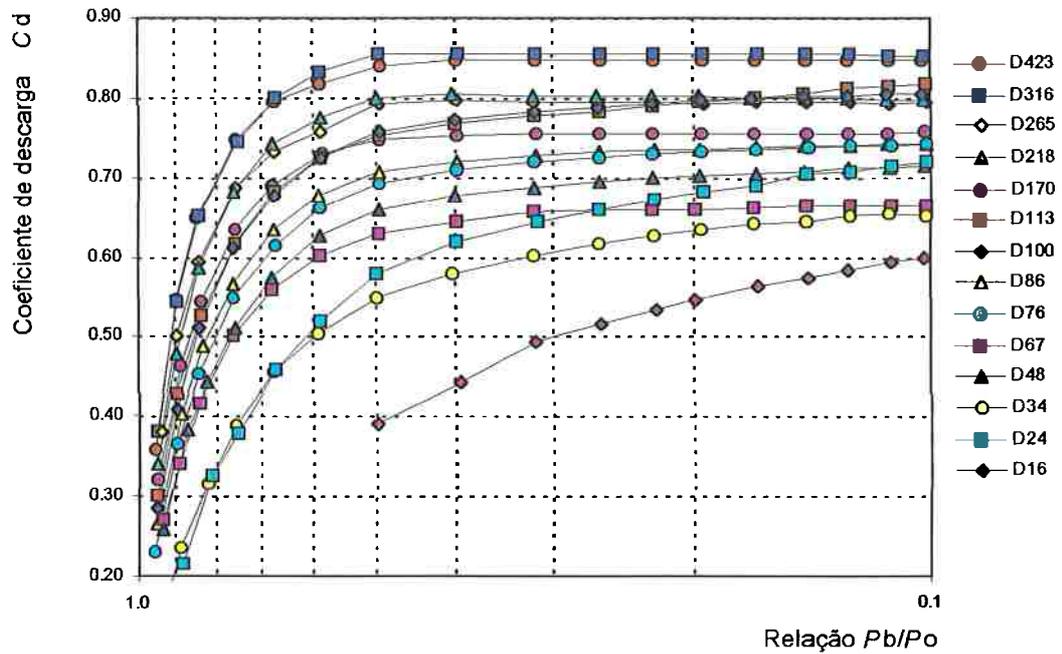


Figura 6.1.36. Coeficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de rubi, operação com CO_2 , em regime de pressurização).

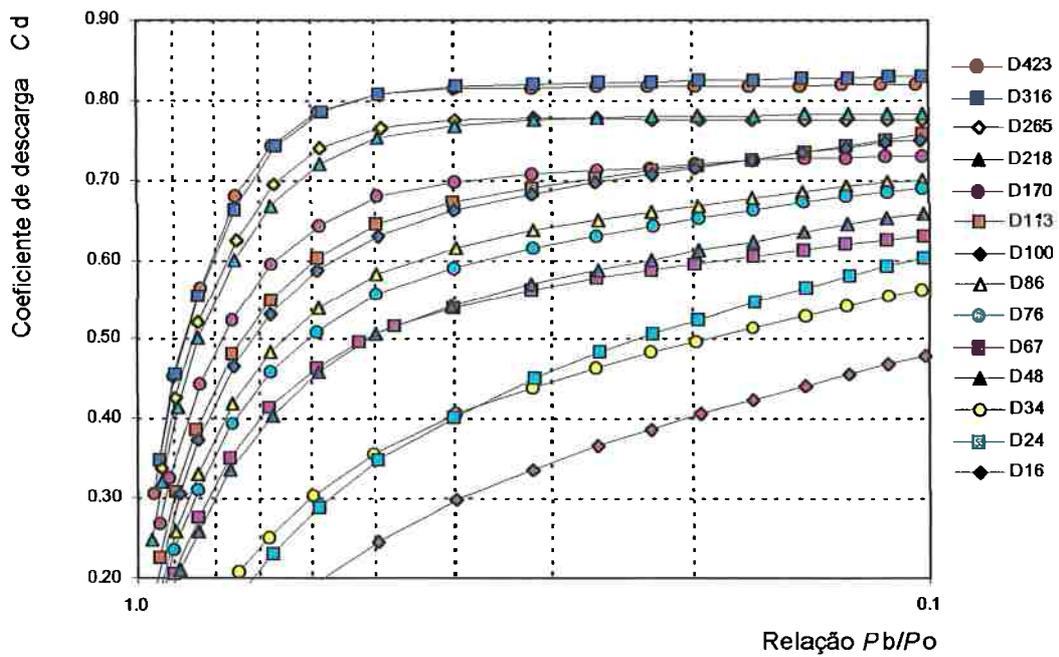


Figura 6.1.37. Coeficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de rubi, operação com hélio , em regime de pressurização).

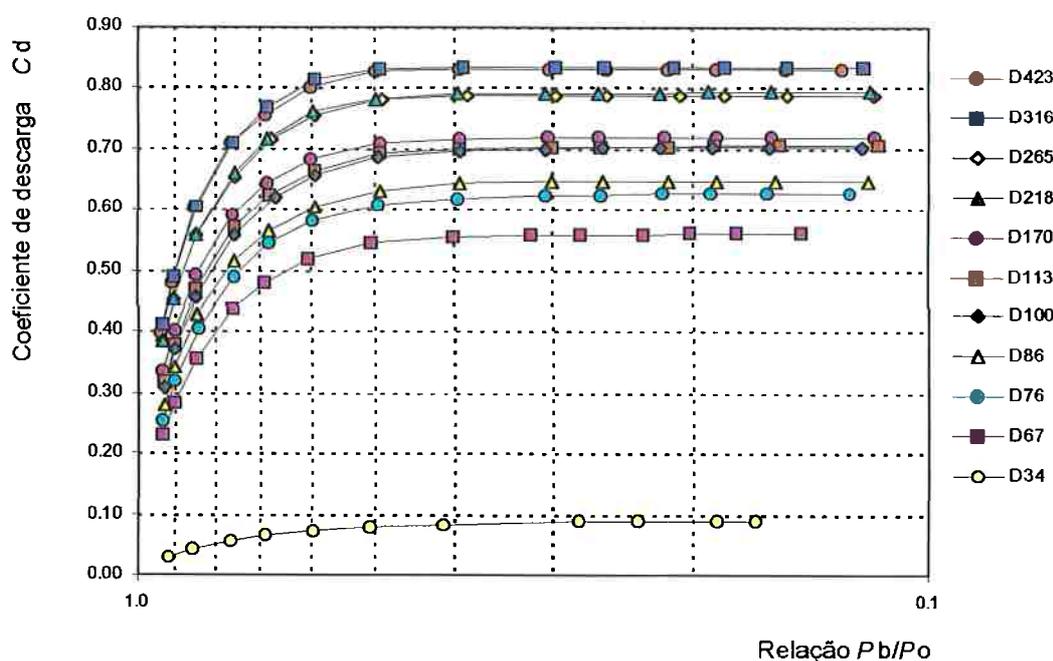


Figura 6.1.38. Coeficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de rubi, operação com ar ambiente, em regime de vácuo).

A exemplo do parâmetro vazão volumétrica Q_0 analisado anteriormente, os valores experimentais obtidos para o coeficiente de descarga C_d apresentam comportamentos diferentes para a operação sob regime de pressurização e sob vácuo. Sob pressão, o coeficiente de descarga apresenta uma tendência de crescimento após o estabelecimento do regime crítico, ao passo que sob vácuo, a blocagem é estável.

Verifica-se, também, que esta tendência de crescimento do C_d , para uma operação em regime de pressurização, se mostra diretamente dependente do diâmetro D do orifício, e neste caso, como os comprimentos das amostras são iguais, da relação L/D de cada amostra. Nota-se que, para as amostras de diâmetro maior, a variação no C_d é relativamente pequena se comparada à variação que ocorre nas amostras de menor diâmetro, que apresentam coeficientes de descarga nitidamente dependentes do valor da relação P_b/P_0 .

A fim de melhor visualizar este efeito, é considerado o caso da amostra de rubi $D423L0.60$ de diâmetro D de $423 \mu\text{m}$ e L/D de $0,60$, e cujos resultados são plotados no gráfico da figura 6.1.39.

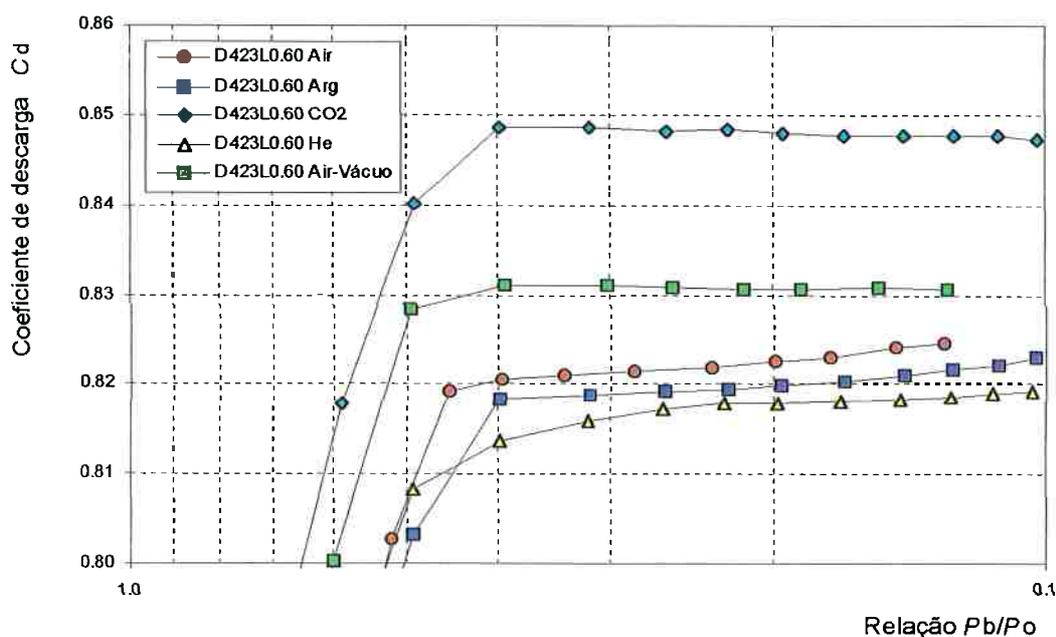


Figura 6.1.39. Coeficiente de descarga C_d versus a relação de pressões P_b/P_0 (amostra de rubi $D423L0.60$, operação com ar seco, argônio, CO_2 e hélio, em regime de pressurização; e ar ambiente, em regime de vácuo).

O gráfico da figura 6.1.39 mostra que a variação do C_d é muito pequena no caso desta amostra, sendo da ordem de décimos de por cento para cada gás utilizado, mesmo na operação sob pressão. Nota-se, também, que a maior diferença nos valores do C_d é devida ao tipo de gás utilizado.

De acordo com Shapiro (1953), o desvio em relação ao valor unitário para o coeficiente de descarga de uma placa de orifício de cantos-vivos é devido, principalmente à contração no escoamento a jusante da placa, denominada de *vena contracta*. Esta contração, por sua vez, tem como causa os efeitos de tridimensionalidade presentes no

escoamento, e o seu valor apresenta um aumento substancial em função dos efeitos de compressibilidade do gás.

Deve ser ressaltado que o escoamento isoentrópico no qual é baseado o coeficiente de descarga é aquele que seria estabelecido em um bocal convergente, com uma entrada suavemente arredondada, possuindo um diâmetro de garganta de valor igual ao diâmetro do orifício, sendo suprido por um gás à mesma pressão de estagnação P_0 , e descarregando em um reservatório à uma pressão P_b igual.

Segundo Miller (1989), em seu livro *Flow Measurement Engineering Handbook*, 2ª edição, pág. 13-26, o autor reporta um valor de $C_d = 0,839$ como sendo válido para placas de orifício de cantos-vivos, com β (diâmetro do furo/diâmetro da tubulação) $< 0,5$, espessuras de parede na faixa de D até $6D$, e $Re > 10^5$. Nesse sentido, embora nas condições de máxima pressurização do microorifício de rubi utilizado, o regime de operação não tenha atingido valores de Reynolds superiores a $5,5 \times 10^4$, os resultados experimentais obtidos indicam uma tendência de aproximação ao valor apresentado por Miller, como pode ser verificado pelo gráfico de C_d versus Reynolds apresentado na figura 6.1.40.

Na operação com ar sob regime de vácuo, os valores de C_d se estabilizam em 0,831, portanto, bastante próximo do valor apresentado por Miller para placas de orifício de paredes mais espessas e para números de Reynolds maiores do que 10^5 .

Analisando-se o outro extremo em termos do diâmetro D do orifício, o gráfico da figura 6.1.41 apresenta os resultados obtidos para a amostra de rubi D034L07.4, de diâmetro D igual a $34 \mu\text{m}$ e relação L/D de 7,4.

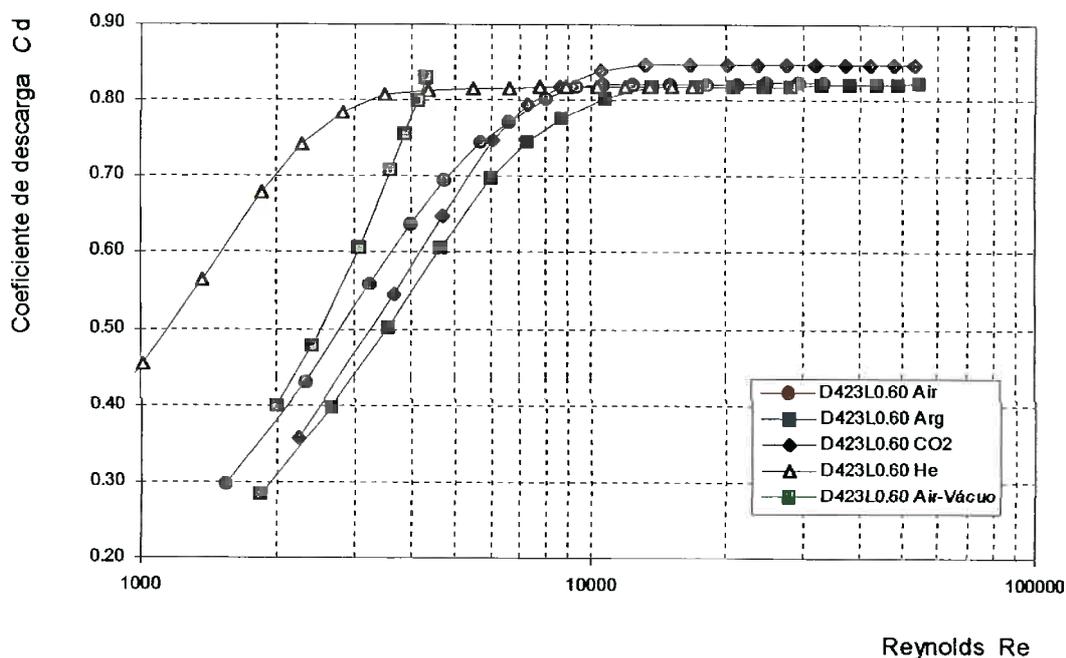


Figura 6.1.40. Coeficiente de descarga C_d em função do número de Reynolds (amostra de rubi $D423L0.60$).

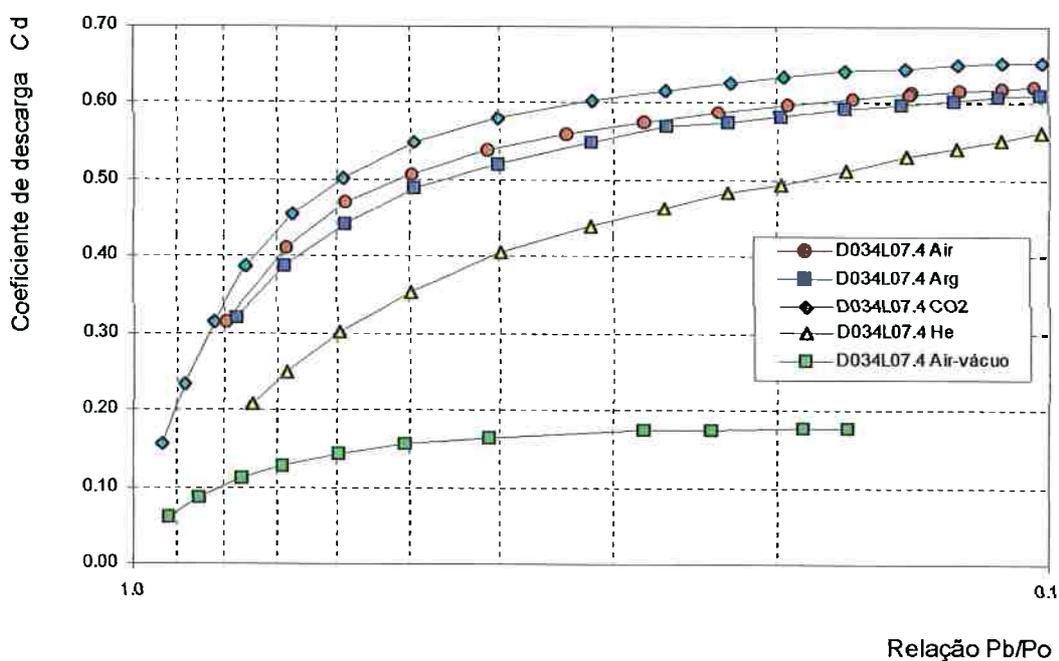


Figura 6.1.41. Coeficiente de descarga C_d versus a relação de pressões P_b/P_0 (amostra de rubi $D034L07.4$, operação com ar seco, argônio, CO2 e hélio, em regime de pressurização; e ar ambiente, em regime de vácuo).

Pelas curvas da figura 6.1.41, é possível observar que a magnitude de variação do coeficiente de descarga para um regime de pressurização é bastante grande, enquanto que sob vácuo, ela é muito menor, indicando uma situação de blocagem estável sob uma relação de pressões P_v/P_0 abaixo de 0,2.

6.1.2.4 Número de Reynolds

Os gráficos de variação do número de Reynolds em função da relação de pressões P_v/P_0 , para os diversos gases, possuem exatamente o mesmo aspecto dos gráficos da vazão em massa mostrados nas figuras 6.1.x a 6.1.y anteriores. Isto porque o número de Reynolds é dado por:

$$Re = \frac{\rho VD}{\mu} = \frac{4\dot{m}}{\pi D\mu} \quad (6.13)$$

ou seja, a menos das pequenas diferenças de viscosidade dinâmica μ entre os vários gases, o número de Reynolds é diretamente proporcional à vazão em massa de cada gás. Assim, não serão apresentados os gráficos do número de Reynolds em função da relação de pressões P_v/P_0 obtidos para todas as amostras de rubi.

Ao invés disso, com o intuito de se proporcionar uma idéia clara das faixas de Reynolds envolvidas nos escoamentos analisados, serão apresentados os resultados referentes às diversas condições de operação obtidos para apenas dois dos orifícios, o de maior diâmetro, e o de menor diâmetro ensaiado tanto na pressão quanto no vácuo.

Inicialmente, portanto, a figura 6.1.42 apresenta os valores do número de Reynolds em função da relação de pressões P_v/P_0 obtidos experimentalmente para o microrifício de rubi *D423L0.60*. A seguir, a figura 6.1.43 fornece os resultados de *Re* versus P_v/P_0 referentes à amostra *D034L07.4*.

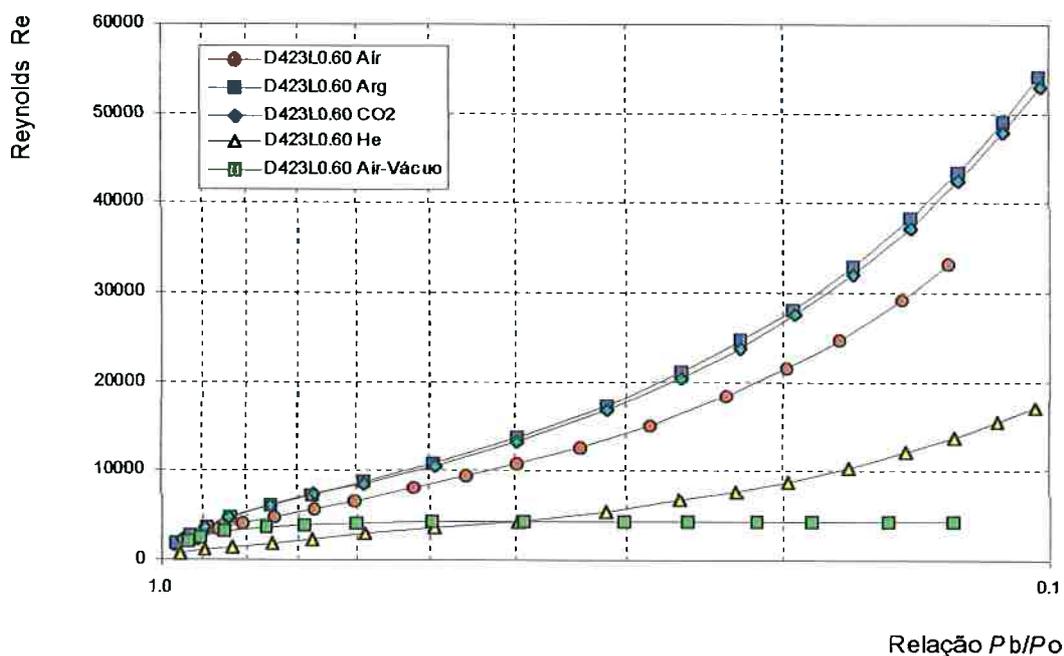


Figura 6.1.42. Número de Reynolds em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostra de rubi $D423L0.60$).

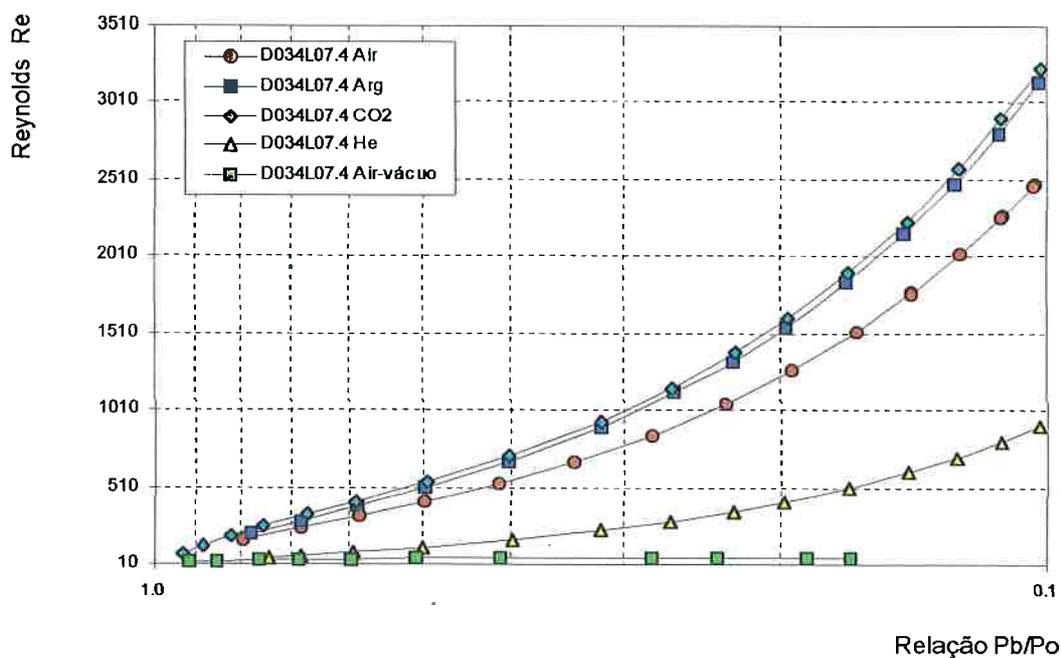


Figura 6.1.43. Número de Reynolds em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostra de rubi $D034L07.4$).

Os gráficos apresentados mostram que o número de Reynolds para a operação em regime de pressurização é muito maior que o similar na condição de vácuo, sendo que sob pressão, o número de Reynolds continua a aumentar com o aumento da pressão.

O fato interessante a notar são os baixos valores obtidos para o número de Reynolds no regime de operação sob vácuo, da ordem de 52 para a amostra *D034L07.4*, indicando que os escoamentos críticos são compatíveis com um regime laminar.

Embora os valores do número de Reynolds do escoamento apresentados no gráfico estejam referidos às condições presentes na seção de entrada do microorifício, este parâmetro não aumenta muito na seção de saída. Por exemplo, para o caso de uma operação sob pressão com ar seco, na mínima relação de P_b/P_0 atingida, o valor de Reynolds passa de 33070 para 36330 entre as seções de entrada e a de saída, um aumento de cerca de 10%, como consequência da equação da continuidade onde $\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2$.

6.1.3 Análise de parâmetros estimados a partir da aplicação do modelo teórico para as amostras de rubi

Este item tem como objetivo a análise de parâmetros que não puderam ser diretamente medidos durante a investigação experimental, e que portanto, tiveram seus valores estimados a partir da aplicação do modelo teórico descrito no capítulo 5.

6.1.3.1 Mach na seção de saída em função do Mach na seção de entrada

A exemplo dos demais parâmetros a serem apresentados, os valores de Mach foram calculados utilizando-se equações derivadas a partir de modelos baseados em hipóteses de escoamento isoentrópico, unidimensional, em regime permanente, etc.. Assim, eles

devem ser entendidos apenas como estimativos, pois podem não representar exatamente a condição determinada pelo escoamento real. Não obstante, considera-se que eles sejam importantes ao entendimento do fenômeno em questão.

Novamente, os resultados do número de Mach na seção de entrada M_1 , em função do número de Mach na seção de saída M_2 , são apresentados apenas para dois microorifícios, as amostras de rubi $D423L0.60$ e $D034L07.4$, cujos resultados são apresentados, respectivamente, nas figuras 6.1.44 e 6.1.45.

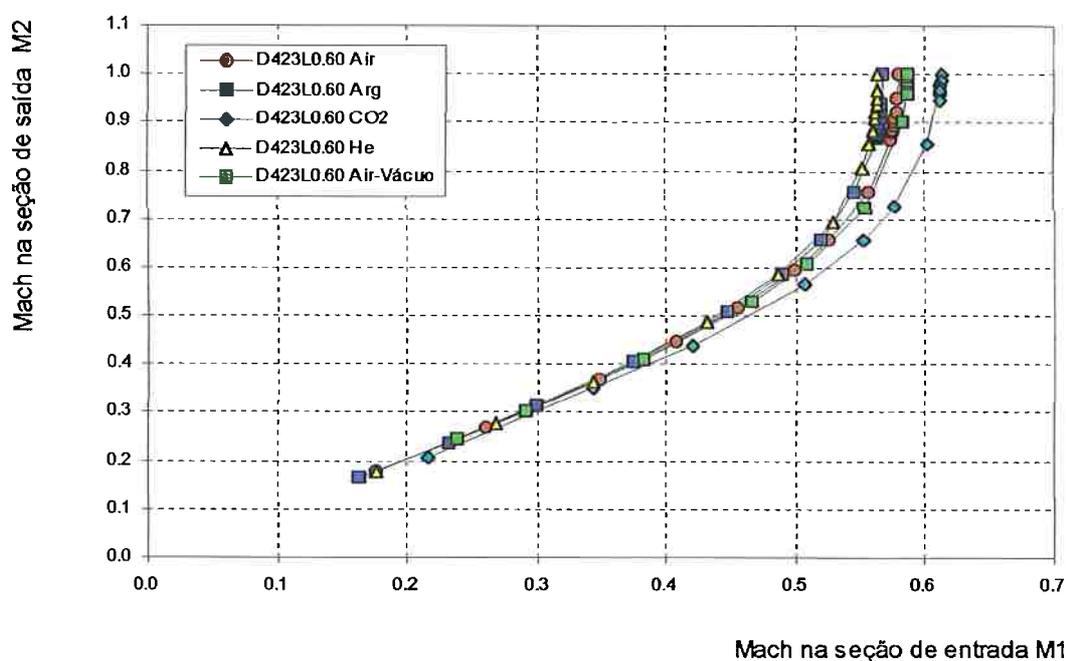


Figura 6.1.44. Número de Mach na saída M_2 em função do número de Mach na entrada M_1 (amostra de rubi $D423L0.60$, operação na pressão com ar seco, argônio, CO_2 e hélio; e no vácuo, com ar ambiente).

Observa-se que em baixos números de Mach de entrada, ou seja $M_1 < 0,3$, o escoamento se comporta como em um regime incompressível, ou seja, M_2 é praticamente igual a M_1 . Na medida em que M_1 aumenta, os efeitos de compressibilidade do escoamento determinam processos de expansão do gás cada vez mais acentuados, estabelecendo velocidades mais altas ao fluido e, conseqüentemente, M_2 maiores. O regime de

escoamento se torna crítico para valores de M_1 ao redor de 0,56 até 0,61, dependendo do tipo de gás, e nessas condições, segundo o modelo utilizado, o número de Mach junto à seção de saída é admitido unitário.

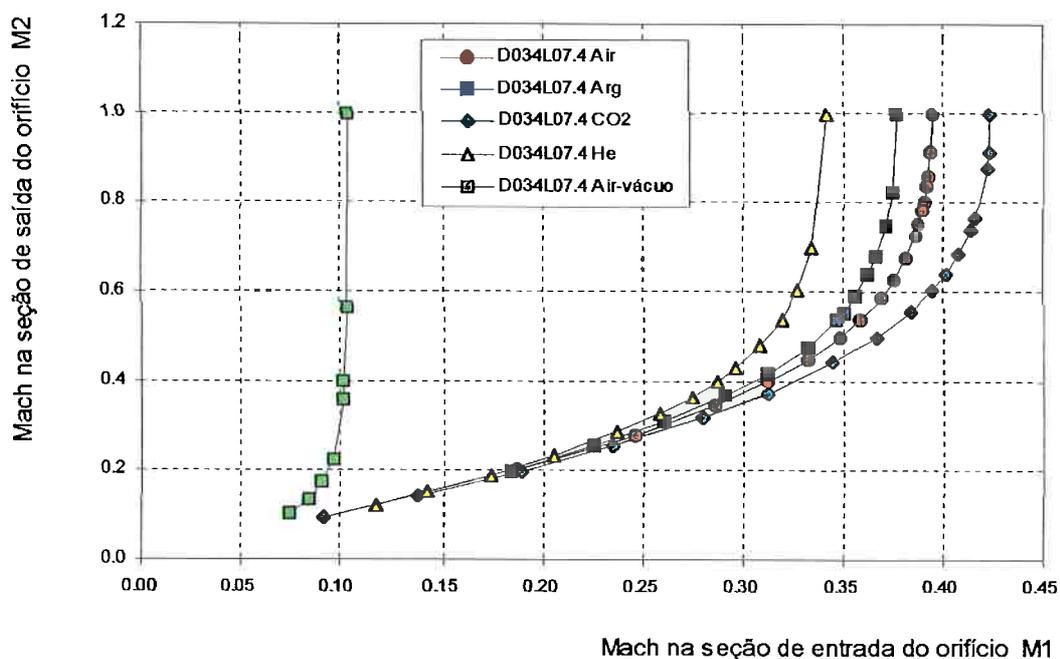


Figura 6.1.45. Número de Mach na saída M_2 em função do número de Mach na entrada M_1 (amostra de rubi $D034L07.4$, operação na pressão com ar seco, argônio, CO_2 e hélio; e no vácuo, com ar ambiente).

O gráfico da figura 6.1.45, quando comparado ao anterior mostra que, com a redução do diâmetro da restrição e o aumento na relação L/D , o número de Mach na entrada do orifício tende a diminuir, uma vez que a neste caso, a expansão do fluido acaba se dando ao longo do microorifício de formato cilíndrico cuja relação L/D é de 7,4.

A curva de $M_1 \times M_2$ para o caso da operação sob vácuo indica que o Mach na entrada é bastante baixo se comparado ao caso da operação sob pressão, em função do seu baixo número de Reynolds. Por exemplo, para o ar, o Reynolds máximo foi de 2480 para o caso da operação sob pressão e de apenas 52 para a operação sob vácuo.

6.1.3.2 Temperatura na seção de saída em função da relação de pressões P_b/P_0

Devido ao processo de expansão que o gás sofre, a temperatura média do escoamento na saída acaba sendo reduzida, sendo que este efeito de resfriamento é proporcional à relação de calores específicos $k = c_p/c_v$, conforme já descrito na apresentação do modelo teórico, feita no capítulo anterior.

Dessa maneira, teoricamente, quanto maior o valor de k , menor será a temperatura do gás na saída do microorifício. Este fato pode ser constatado através da figura 6.1.46, que apresenta o comportamento dos valores de temperatura T_2 do gás na seção de saída plotados em função da relação de pressões P_b/P_0 para o caso do microorifício de rubi $D423L0.60$.

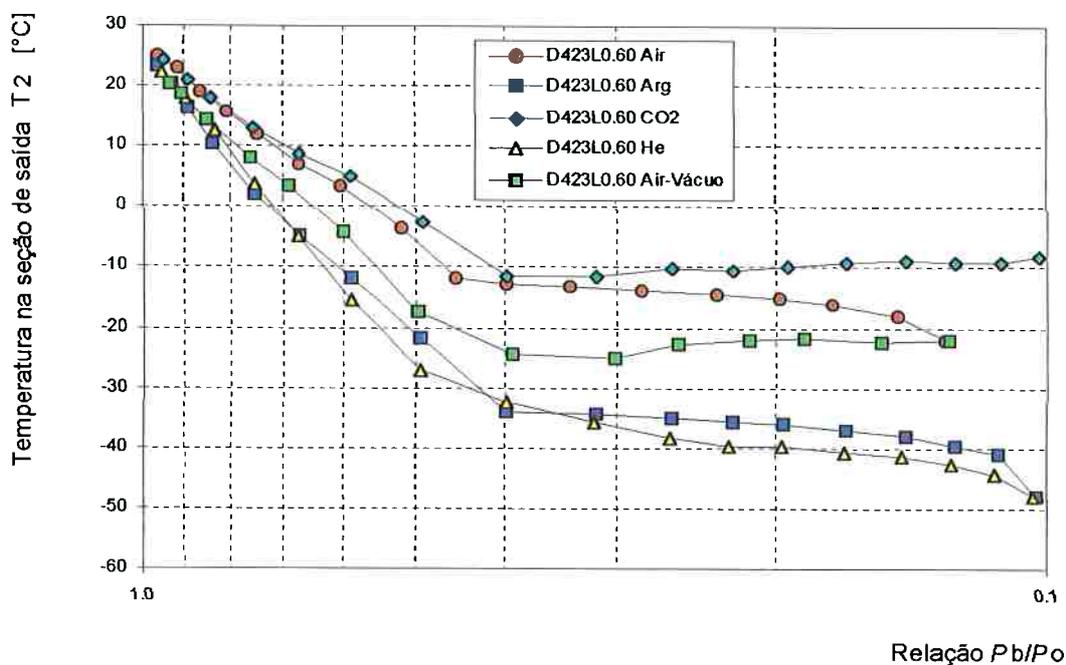


Figura 6.1.46. Temperatura na saída T_2 em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostra de rubi $D423L0.60$).

De acordo com os valores apresentados na tabela 6.3, os gases hélio e argônio apresentam valores praticamente iguais para o k , em torno de 1,66, enquanto o ar seco e o CO_2 apresentam valores de k de 1,4 e 1,288, respectivamente.

6.1.3.3 Pressão na seção de saída em função da relação de pressões P_b/P_0

A exemplo da temperatura, o comportamento da pressão em um escoamento compressível depende da relação de calores específicos k . Fazendo uso do mesmo modelo teórico proposto e com base nos dados experimentais medidos, foram estimados os valores da pressão absoluta junto à seção de saída do microorifício. Os resultados obtidos para os diferentes gases utilizados são apresentados na figura 6.1.47 em função da relação de pressões P_b/P_0 para a amostra $D423L0.60$.

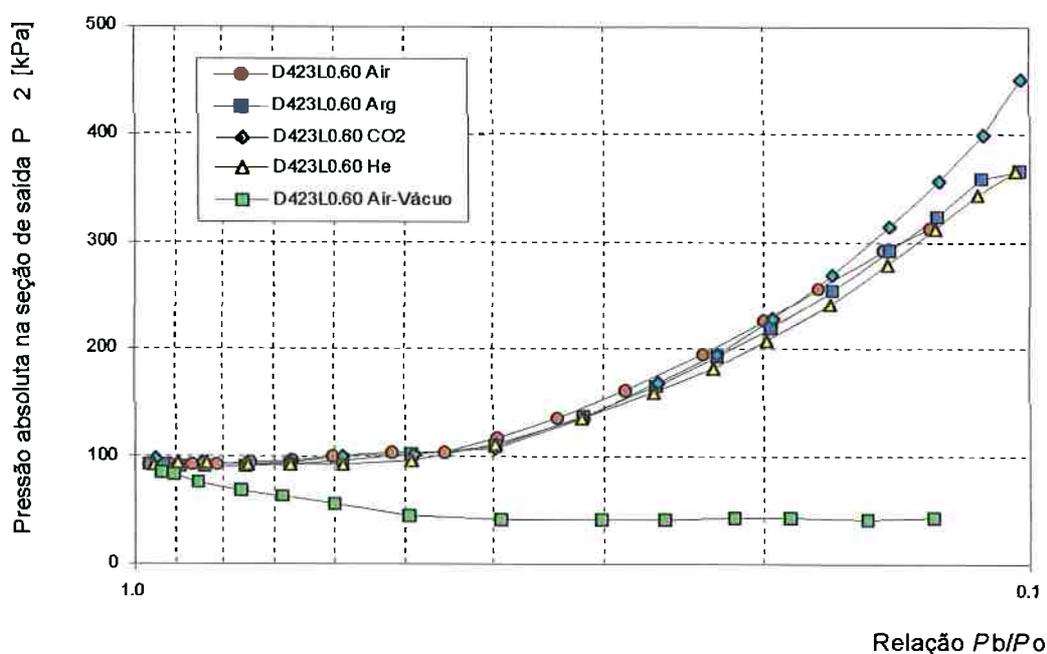


Figura 6.1.47. Pressão absoluta na saída P_2 em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostra de rubi $D423L0.60$).

É importante esclarecer que a pressão plotada na figura 6.1.47 é a pressão absoluta calculada para a seção transversal localizada exatamente na saída do microorifício. Em todos os casos abordados, tanto no caso da operação sob pressão quanto no vácuo, os valores de pressão P_2 resultaram maiores do que a pressão P_b existente no reservatório de descarga.

Como já foi comentado anteriormente, isto se deve ao fato de que o escoamento junto à seção de saída do microorifício encontra-se em uma condição de sub-expansão. Ou seja, mesmo após deixar o orifício, o gás continua a se expandir por um determinado trecho a jusante do orifício, transformando a sua energia armazenada na forma de pressão em velocidade do escoamento.

6.1.3.4 Massa específica na seção de saída em função da massa específica na seção de entrada

No gráfico da figura 6.1.48 são apresentados os valores da massa específica do gás na seção de saída do microorifício plotados em função da massa específica na seção de entrada, sendo que ambos os parâmetros foram calculados a partir dos valores experimentais medidos e da aplicação do modelo teórico.

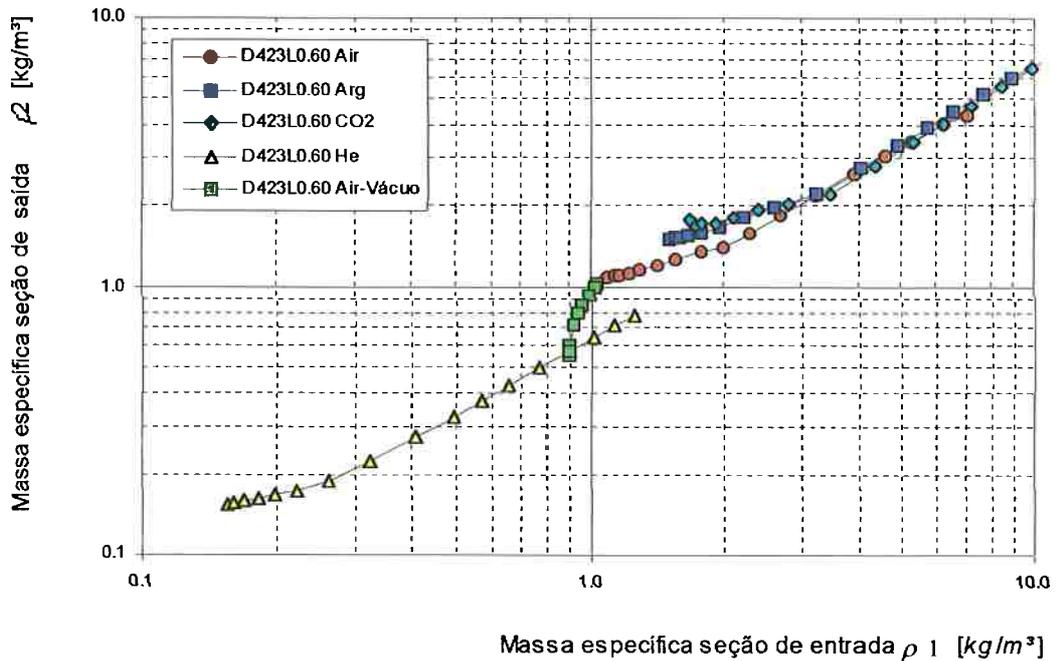


Figura 6.1.48. Massa específica na seção de saída ρ_2 em função da massa específica na seção de entrada ρ_1 (amostra de rubi D423L0.60).

A partir destes resultados, é possível verificar inicialmente que, a faixa de variação das massas específicas quando da operação sob pressão é muito maior que na operação sob vácuo, causada pela maior faixa de variação das pressões absolutas de estagnação P_0 neste primeiro caso.

Também, é possível verificar que, em relações de pressões P_b/P_0 elevadas, as massas específicas de entrada e de saída são praticamente iguais, porque o escoamento ainda se encontra dentro de um regime *quasi*-incompressível.

Para a operação sob pressão, quando o regime de escoamento se torna crítico, a variação da massa específica na saída é linearmente dependente da massa específica de entrada, que continua a crescer com o aumento da pressão de estagnação P_0 . Já para a operação sob vácuo, as massas específicas tanto de entrada quanto a de saída tendem a se estabilizar quando atingem o regime crítico.

6.2 Microorifícios de cerâmica verde

Neste item, são apresentados e discutidos os resultados experimentais obtidos na investigação do escoamento compressível de gases em regime crítico, utilizando-se um conjunto de sete microorifícios de cerâmica verde.

O diâmetro médio dos orifícios destas amostras variava na faixa de 91 a 213 μm , e todas elas apresentavam um comprimento de furo de 750 μm , o que resultava em relações de comprimento pelo diâmetro L/D na faixa de entre 3,5 e 8,2, conforme apresentado na tabela 6.1.1.

A intenção de se analisar os resultados experimentais fornecidos por estes microorifícios foi a de se verificar o efeito causado pela utilização de um processo de fabricação diferente, baseado na usinagem da cerâmica verde com microbrocas, o que resultava em um tipo de acabamento de qualidade inferior ao dos microorifícios de rubi, e com uma rugosidade superficial maior.

Na realidade, algumas destas amostras de cerâmica verde utilizadas eram bastante similares entre si. Entretanto, todas foram ensaiadas com o intuito de se verificar a capacidade de proporcionar resultados repetitivos e similares entre eles.

6.2.1 Aspectos construtivos dos microorifícios de cerâmica verde

As figuras 6.1.1 a 6.1.7 apresentam fotografias das 7 amostras de cerâmica verde utilizadas na investigação, obtidas através de um microscópio eletrônico (MEV).

As fotos, tomadas sempre a partir de um ponto de vista frontal à face de entrada do gás, permitem visualizar as características dos microorifícios utilizados, principalmente sob o aspecto da circularidade dos furos das amostras.



Figura 6.2.1. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 213 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 3,5 (amostra $D213L03.5$).

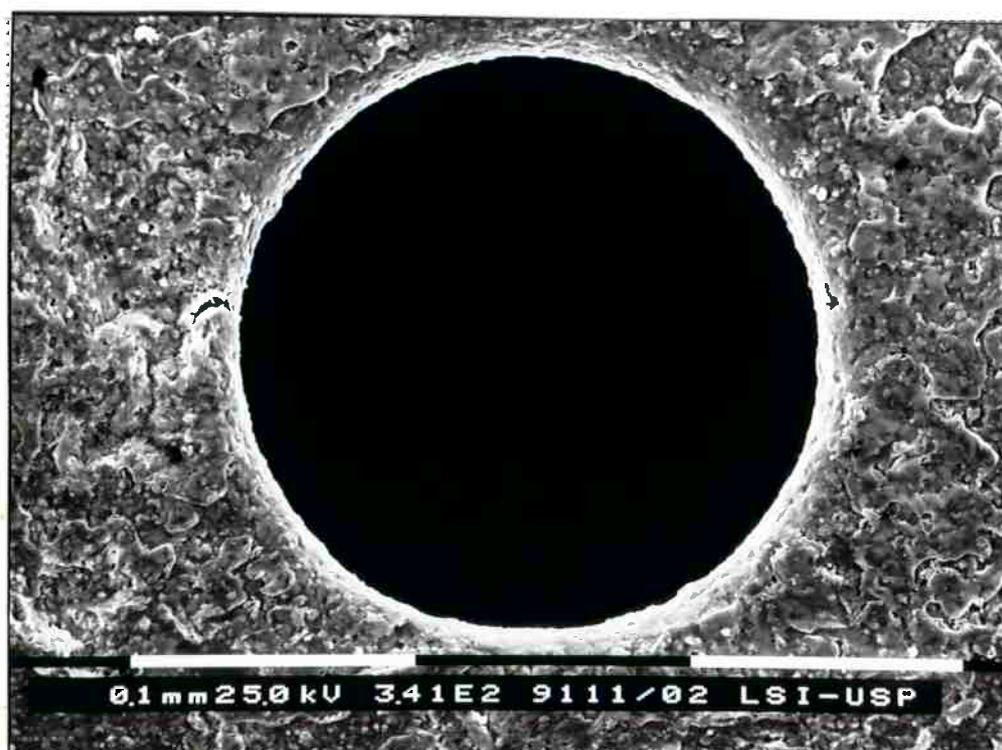


Figura 6.2.2. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 209 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 3,6 (amostra $D209L03.6$).

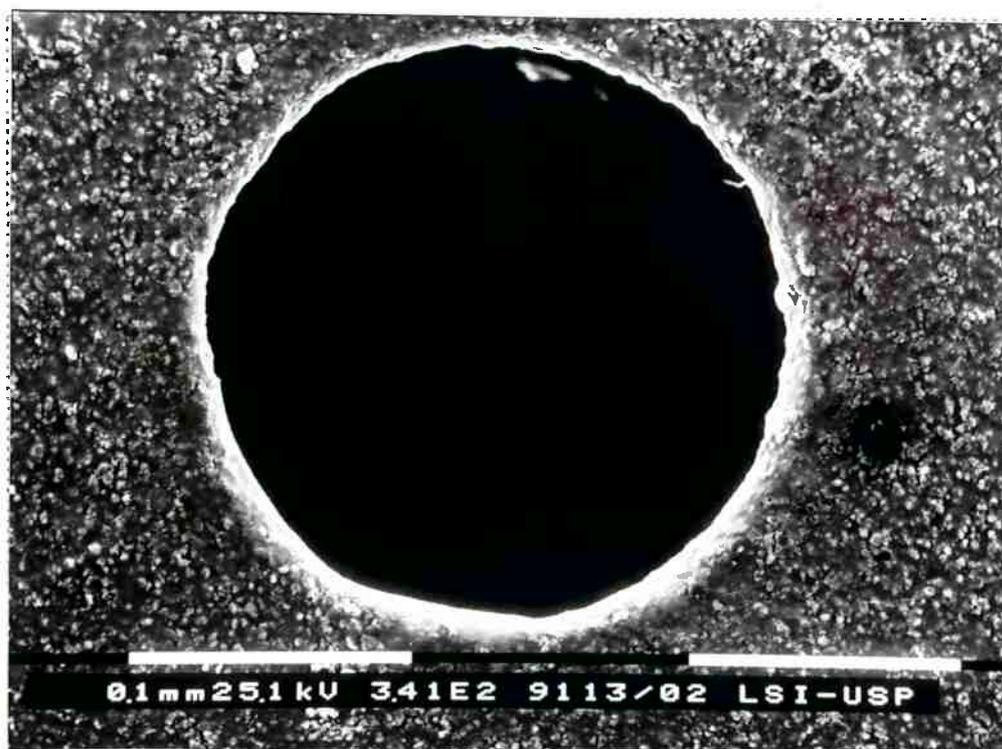


Figura 6.2.3. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 207 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 3,6 (amostra $D207L03.6$).

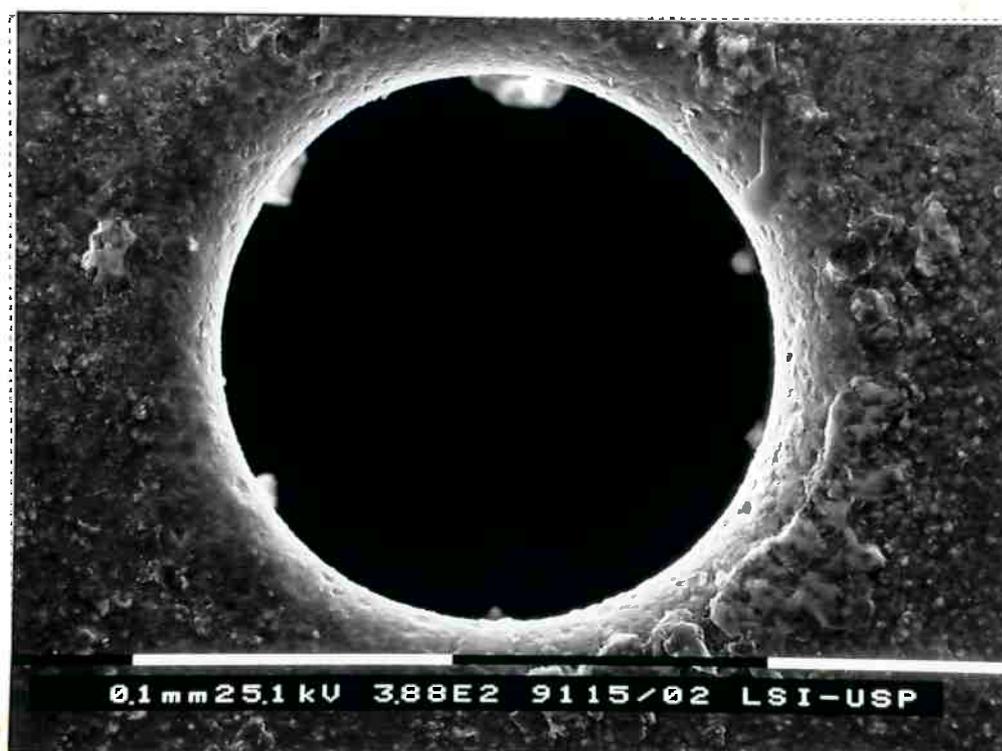


Figura 6.2.4. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 188 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 4,0 (amostra $D188L04.0$).



Figura 6.2.5. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 186 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 4,0 (amostra $D186L04.0$).



Figura 6.2.6. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 93 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 8,1 (amostra $D093L08.1$).



Figura 6.2.7. Fotografia do microorifício de cerâmica verde de diâmetro D 91 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 8.2 (amostra $D091L08.2$).

Embora as imagens não permitam observar o interior das amostras, é possível verificar que a cilindricidade de alguns dos furos não é tão boa como a das amostras de rubi, as bordas dos orifícios não apresentam cantos-vivos perfeitos e, principalmente, a qualidade do acabamento da superfície interna aos furos é relativamente pobre. Pode-se verificar inclusive a presença de pequenos ressaltos e ondulações em algumas das amostras.

As fotos não permitem quantificar a rugosidade superficial, entretanto, estima-se grosseiramente que ela não seja inferior a 5 μm .

Conforme mencionado anteriormente, embora este conjunto de orifícios tenha sido gerado a partir da usinagem da cerâmica verde utilizando-se apenas duas microbrocas, de 100 e de 200 μm de diâmetro, as fotografias evidenciam a existência de diferenças qualitativas e dimensionais entre as amostras, resultado do processo manual utilizado na sua fabricação.

6.2.2 Resultados experimentais obtidos para as amostras de cerâmica verde

Todos os 7 microorifícios construídos em cerâmica verde foram submetidos a testes com ar seco, argônio, gás carbônico e hélio, porém, somente em regime de pressurização. Os resultados experimentais obtidos são apresentados e discutidos a seguir.

6.2.2.1 Vazão volumétrica referida às condições de estagnação

A figura 6.2.8 apresenta os resultados de vazão volumétrica de ar seco referida às condições de estagnação Q_0 em função da relação de pressões P_b/P_0 , obtidas para o conjunto de microorifícios construídos em cerâmica verde.

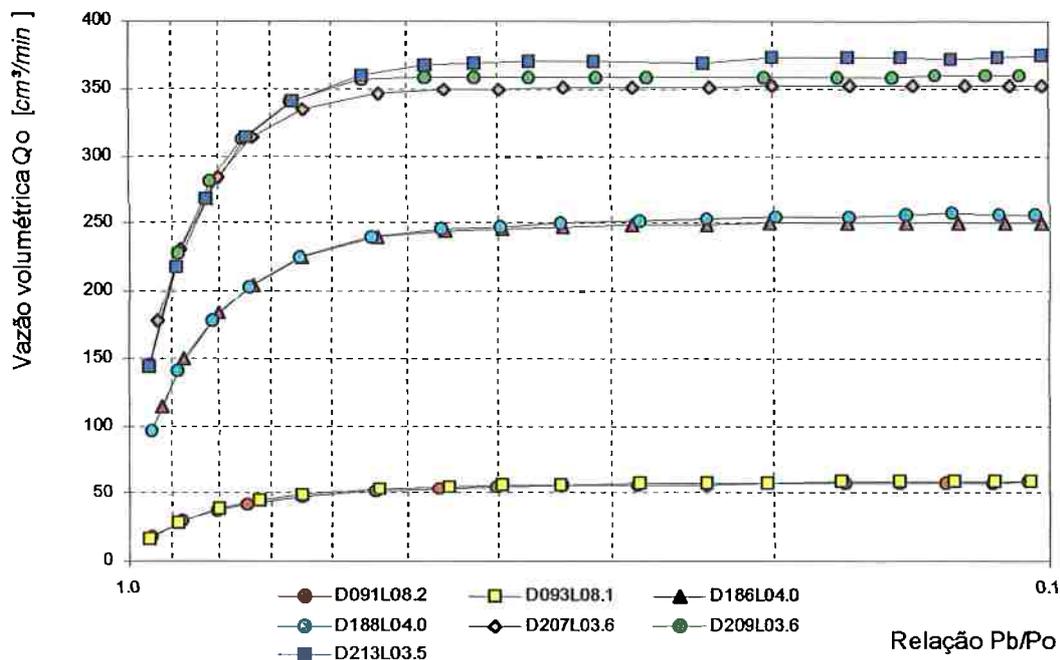


Figura 6.2.8. Vazão volumétrica Q_0 de ar seco referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_b/P_0 (cerâmica verde, operação sob pressão).

Os gráficos dos resultados de Q_0 versus P_b/P_0 levantados para o argônio, CO₂ e hélio, por serem bastante similares ao gráfico anterior, não serão apresentados neste capítulo, encontrando-se disponíveis anexos ao trabalho.

O gráfico da figura 6.2.8 mostra que os orifícios de diâmetro similar apresentam uma boa concordância nas curvas de vazão Q_0 . Também, é possível observar que para os orifícios de menor diâmetro, a vazão Q_0 de ar continua a aumentar levemente com o aumento da pressão P_0 , enquanto que para as amostras de maior diâmetro, a vazão tende a se estabilizar sob um regime crítico.

A relação de pressão de blocagem também segue a mesma tendência mostrada pelos orifícios de rubi, apresentando um valor mais elevado para as amostras de maior diâmetro.

Para permitir avaliar o comportamento de cada tipo de gás utilizado em um orifício de cerâmica verde, a figura 6.2.9 apresenta os resultados de Q_0 versus P_b/P_0 obtidos para a amostra D186L04.0, de 186 μm de diâmetro e uma relação L/D de 4.

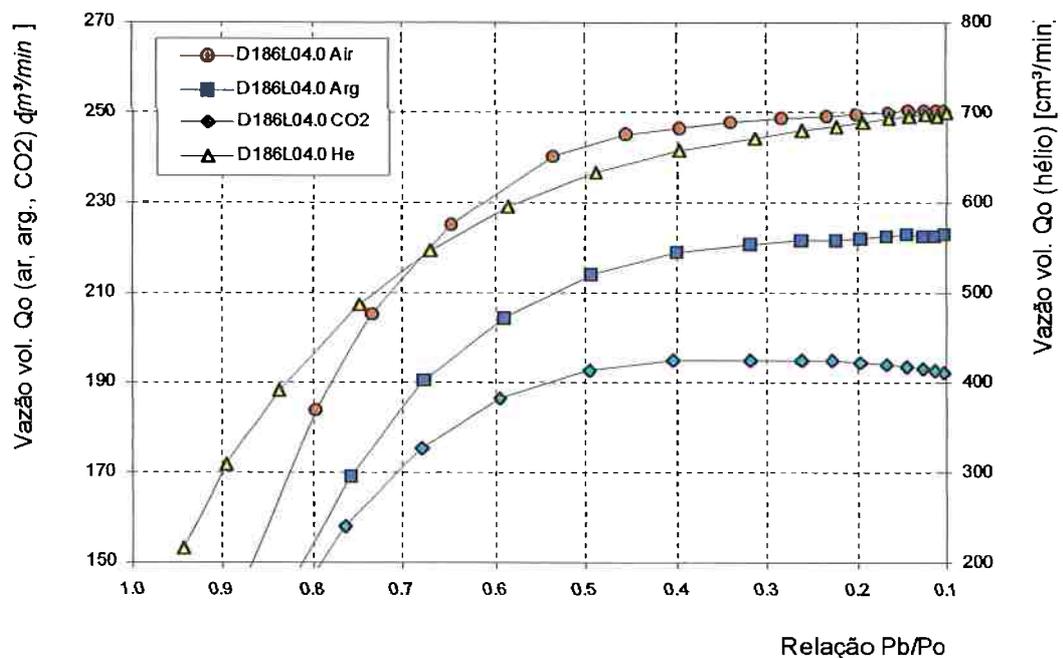


Figura 6.2.9. Vazão volumétrica Q_0 em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostra D186L04.0 de cerâmica verde, operação com ar, argônio, CO₂ e hélio, sob pressão).

A fim de possibilitar a apresentação dos resultados em um mesmo gráfico, os valores de Q_0 para o ar seco, argônio e CO_2 estão referidos ao eixo esquerdo das ordenadas, ao passo que os valores de Q_0 obtidos para o hélio estão referidos ao eixo direito.

É possível verificar que, similarmente ao observado no caso do microorifício de rubi, a vazão Q_0 dos gases ar, argônio e hélio tendem a aumentar mesmo após o estabelecimento de um regime crítico do escoamento. A vazão Q_0 do CO_2 , por sua vez, diminui a exemplo do que ocorria no caso do rubi analisado anteriormente, mostrando o efeito da maior compressibilidade do CO_2 , conforme já discutido.

6.2.2.2 Coeficiente de descarga

Na figura 6.2.10 são apresentados os valores experimentais dos coeficientes de descarga obtidos para as amostras de cerâmica verde, desta vez operando com gás hélio, em regime de pressurização.

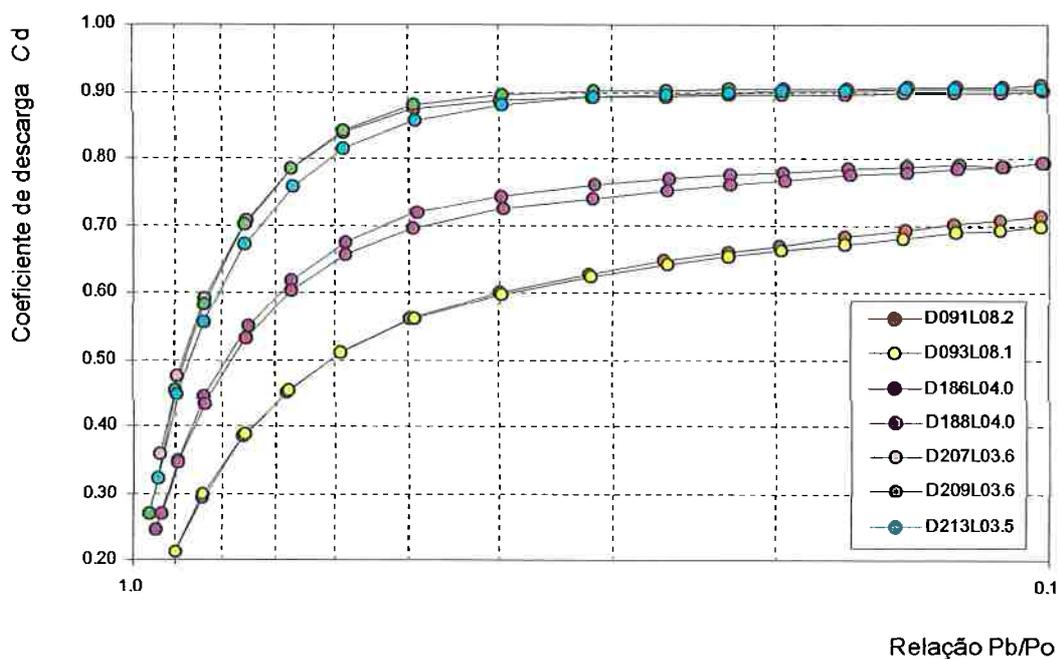


Figura 6.2.10. Coeficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de cerâmica verde, operação com gás hélio, em regime de pressurização).

Os resultados indicam, para o gás hélio, que o coeficiente de descarga das amostras de diâmetro maior apresenta um valor estável da ordem de 0,90, mas que para os orifícios de diâmetros menores, o coeficiente de descarga não se estabiliza. Este comportamento é similar ao observado para o caso das amostras de rubi, operando com hélio sob pressão, cujos resultados foram apresentados na figura 6.1.37.

Com o intuito de realizar uma comparação entre os coeficientes de descarga de dois orifícios de diâmetros similares, a figura 6.2.11 apresenta os resultados do coeficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_b/P_0 , obtidos para as amostras $D213L03.5$, de cerâmica verde, e $D218L01.2$, de rubi, ambas operando com ar, argônio, CO₂ e hélio, sob regime de pressurização.

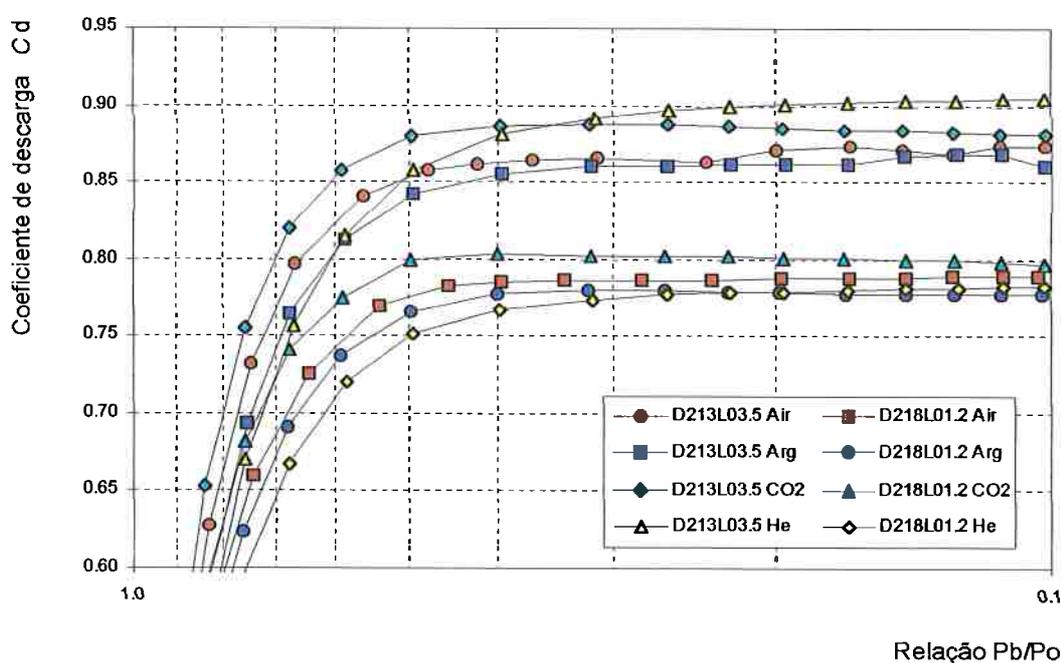


Figura 6.2.11. Coeficiente de descarga C_d em função da relação de pressões P_b/P_0 (comparação entre as amostras $D213L03.5$ de cerâmica verde e $D218L01.2$ de rubi, para ar, argônio, CO₂ e hélio, operação sob pressão).

É possível verificar que a amostra de cerâmica verde apresenta valores de coeficiente de descarga da ordem de 10% maiores que a amostra de rubi.

6.2.2.3 Vazão em massa e número de Reynolds

Os gráficos dos resultados experimentais obtidos para a vazão em massa e o número de Reynolds para o conjunto de microorifícios de cerâmica verde, possuem praticamente os mesmos formatos dos gráficos das figura 6.1.28 a 6.1.31 e 6.1.42 e 6.1.43, relativas às amostras de rubi aboradas no item 6.1, não sendo, portanto, apresentadas no presente item.

6.2.3 Análise de parâmetros estimados a partir da aplicação do modelo teórico

Mach na saída em função do Mach na entrada. Os valores de M_2 em função de M_1 , obtidos a partir da aplicação do modelo teórico para o microorifício de cerâmica verde *D093L08.1*, são apresentados no gráfico da figura 6.2.12.

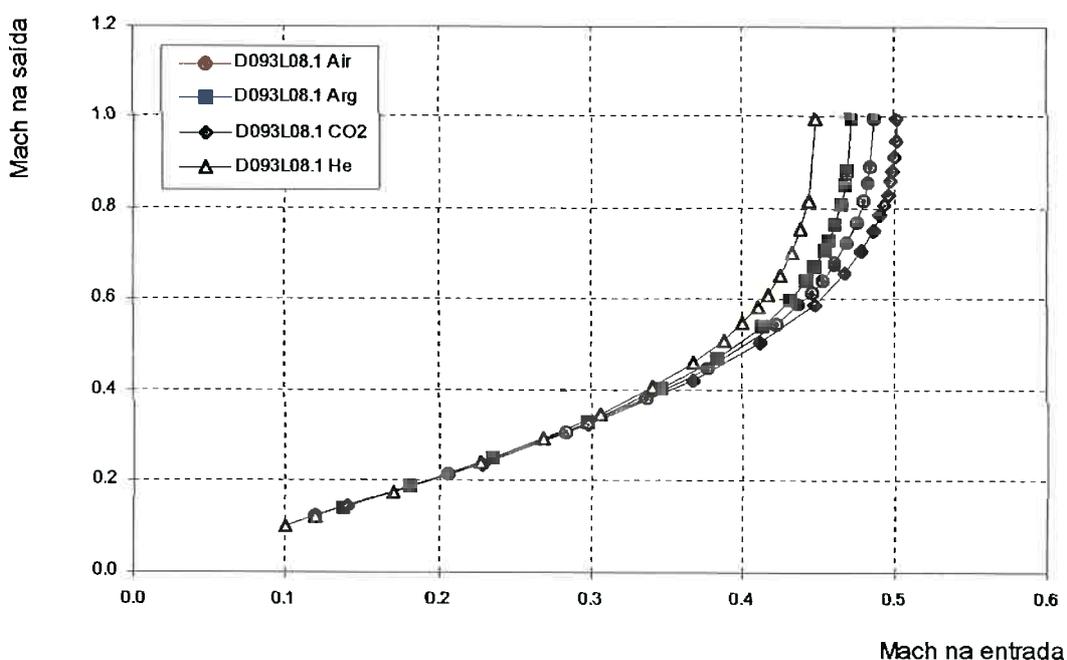


Figura 6.2.12. Número de Mach na saída M_2 em função do número de Mach na entrada M_1 (amostra *D093L08.1*)

Observa-se que, analogamente ao que ocorria no caso da amostra de rubi *D034L07.4*, de relação $L/D=7,4$ e cujos resultados encontram-se apresentados na figura 6.1.45, o escoamento na amostra de cerâmica verde *D093L08.1* comporta-se como incompressível apenas em baixos números de Mach na entrada, da ordem de 0,2 ou 0,3. A partir daí, os efeitos de atrito do fluido com as paredes devido ao comprimento relativamente longo e à rugosidade superficial da amostra, faz com que o escoamento se torne cada vez mais compressível, com baixos números de Mach na seção de entrada do orifício, e altos na seção de saída.

Temperatura, pressão e massa específica na saída. Os gráficos dos valores calculados para a temperatura, pressão e massa específica na saída do microorifício de cerâmica verde não serão apresentados, pois são similares aos respectivos gráficos referentes ao microorifício de rubi, já analisados anteriormente.

6.3 Capilares de aço inoxidável

Neste item, são apresentados e discutidos os resultados experimentais obtidos na investigação do escoamento compressível de gases em regime crítico, utilizando-se uma família de oito tubos capilares construídos em aço inoxidável.

Todas as amostras de capilar possuíam o mesmo diâmetro interno médio D de 427,4 μm , sendo que seus comprimentos L variavam entre 3,4 e 68 mm, estabelecendo diferentes relações de L/D na faixa de 8 a 160, conforme apresentado na tabela 6.1.1.

A objetivo de se utilizar esta família de tubos capilares foi o de se analisar o comportamento do escoamento de Fanno, determinado pelo atrito do fluido com as paredes, verificando-se os efeitos causados pela variação da relação L/D , mantendo-se D constante.

6.3.1 Aspectos construtivos dos tubos capilares

Como todas as amostras possuíam basicamente o mesmo formato de entrada e de saída, a figura 6.3.1 apresenta uma fotografia de uma das amostras de capilar utilizadas na investigação, obtida através de um microscópio eletrônico (MEV).

A foto, tomada a partir de um ponto de vista frontal à face de entrada do gás, permite observar a presença de resíduos resultantes do processo de faceamento do tubo capilar. Entretanto, é também possível verificar que a amostra apresenta um furo com boa circularidade, e a entrada possui cantos-vivos em bom estado.

Embora a imagem não permita observar o interior da amostra, a rugosidade superficial interna destes capilares foi medida conforme apresentado no capítulo 3, sub-item 3.3.4, obtendo-se um valor médio de 1,6282 μm .

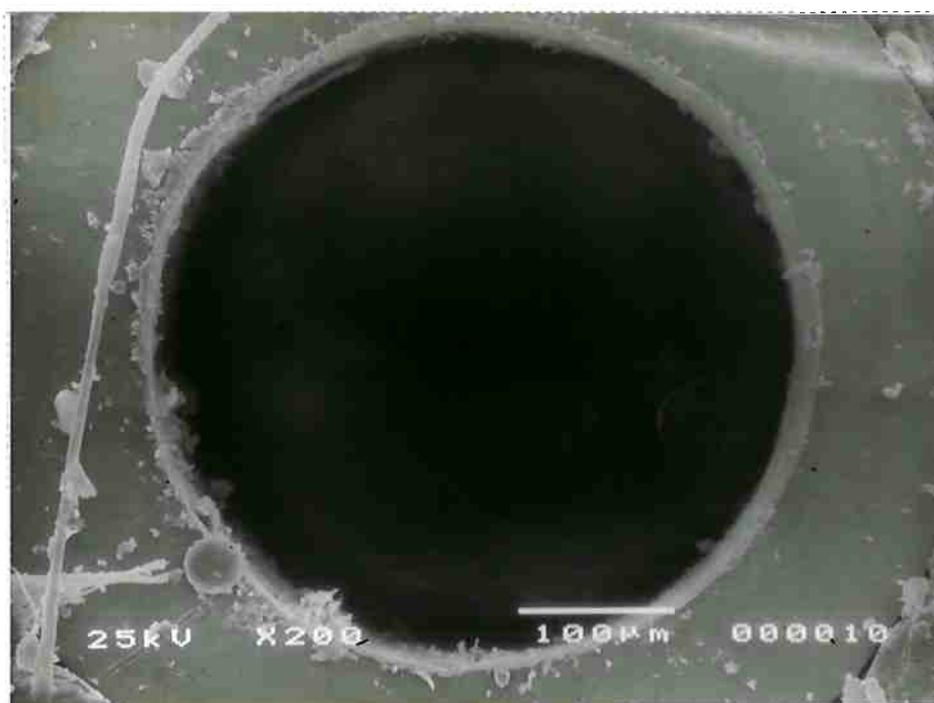


Figura 6.3.1. Fotografia do tubo capilar de aço inoxidável de diâmetro D 427,4 μm e relação comprimento pelo diâmetro L/D 8 (amostra $D437L008$).

6.3.2 Resultados experimentais obtidos para as amostras de capilar

Todas as amostras da família de tubos capilares foram submetidas a testes sob regime de vácuo com ar ambiente. Sob regime de pressurização, à exceção da amostra $D427L008$, todas as demais foram submetidas a testes com ar seco.

Os resultados experimentais obtidos são apresentados e discutidos a seguir.

6.3.2.1 Vazão volumétrica referida às condições de estagnação

As figuras 6.3.2 e 6.3.3 apresentam os resultados de vazão volumétrica de ar referida às condições de estagnação Q_0 em função da relação de pressões P_V/P_0 , obtidos para o conjunto de capilares operando, respectivamente, sob regimes de pressurização e de vácuo.

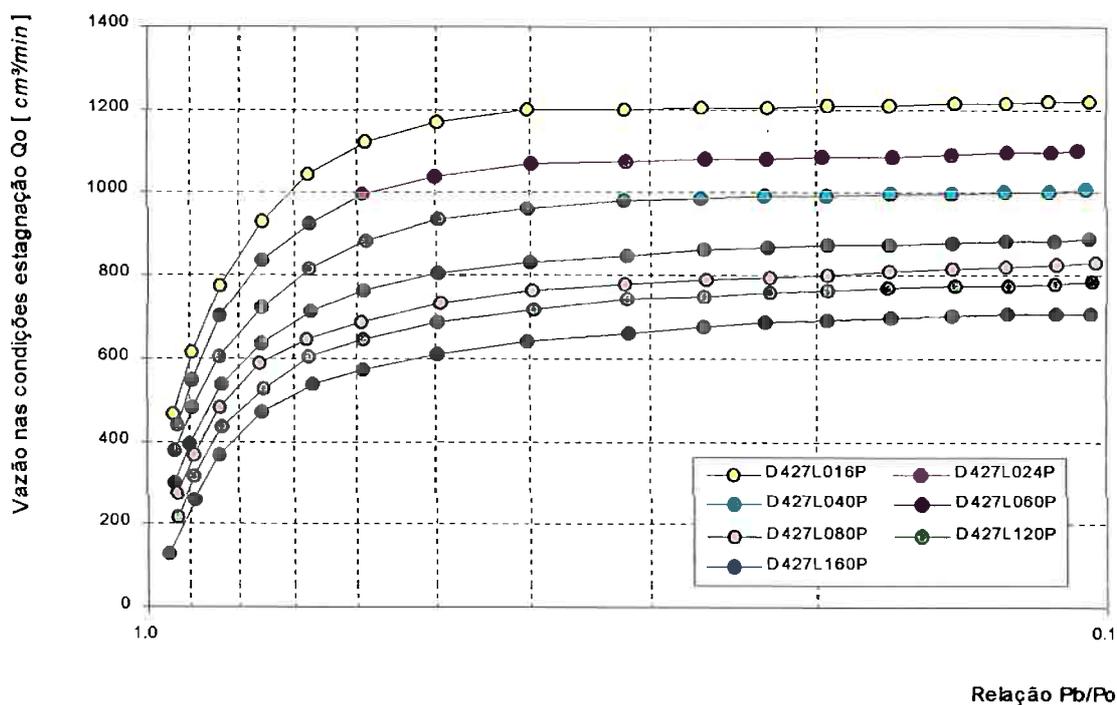


Figura 6.3.2. Vazão volumétrica Q_0 de ar seco referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de capilar, operação sob pressão).

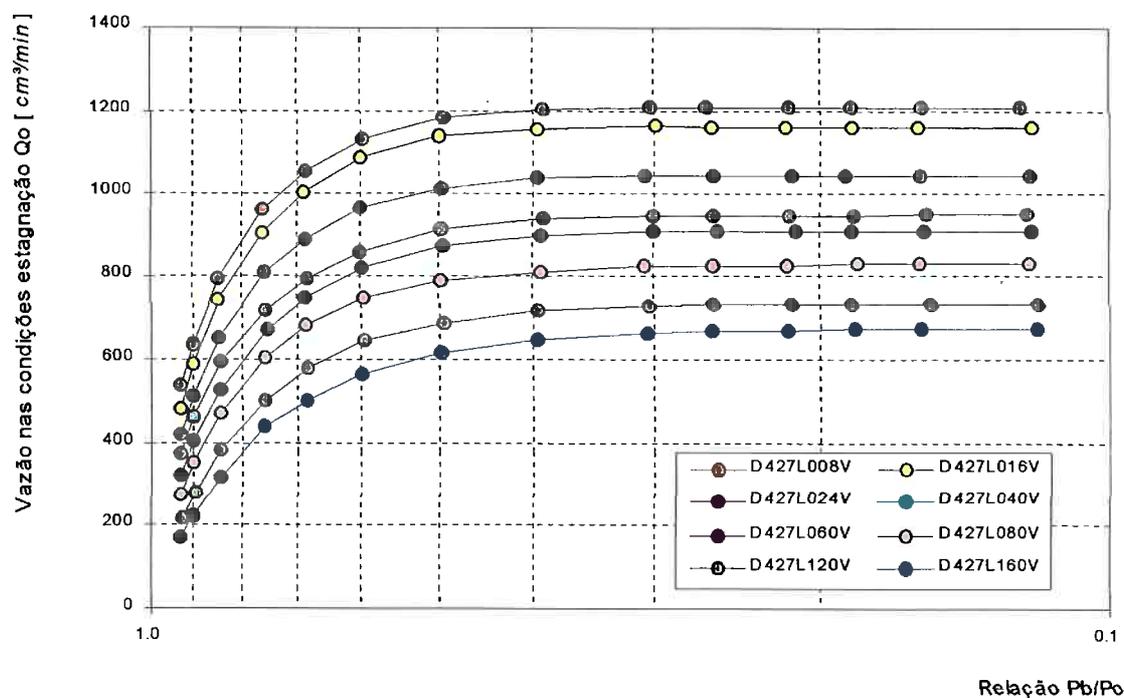


Figura 6.3.3. Vazão volumétrica Q_0 de ar ambiente referida às condições de estagnação, em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de capilar, operação sob vácuo).

As figuras 6.3.2 e 6.3.3 permitem observar com clareza as diferenças de comportamento entre os regimes de operação sob pressão e sob vácuo. Conforme mencionado no caso das amostras de rubi, a blocagem do escoamento sob vácuo é estável resultando valores de Q_0 constantes em regime crítico. Sob pressão, entretanto, mesmo no regime crítico, os valores de Q_0 não se estabilizam, apresentando uma tendência de crescimento com a diminuição da relação de P_v/P_0 . Observa-se que este efeito é mais evidenciado para relações de L/D maiores.

6.3.2.2 Vazão em massa

As figuras 6.3.4 e 6.3.5 apresentam os resultados experimentais obtidos para a vazão em massa em função da relação de pressões P_v/P_0 , obtidos para o conjunto de capilares operando, respectivamente, sob regimes de pressurização e de vácuo.

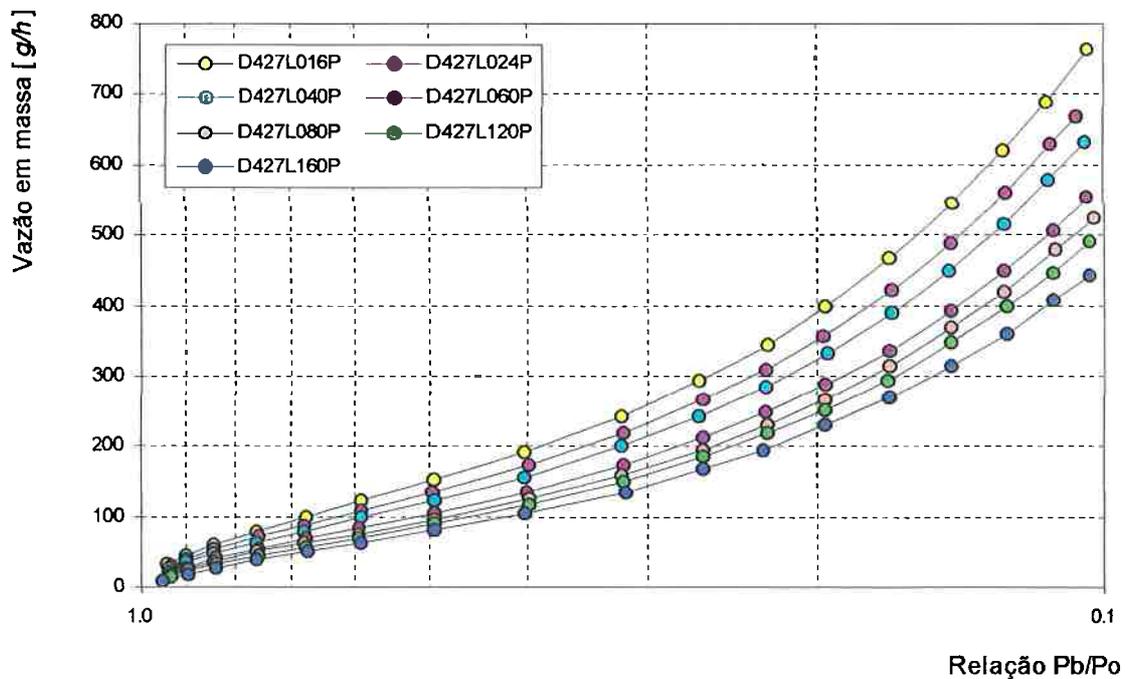


Figura 6.3.4. Vazão em massa de ar seco em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de capilar, operação sob pressão).

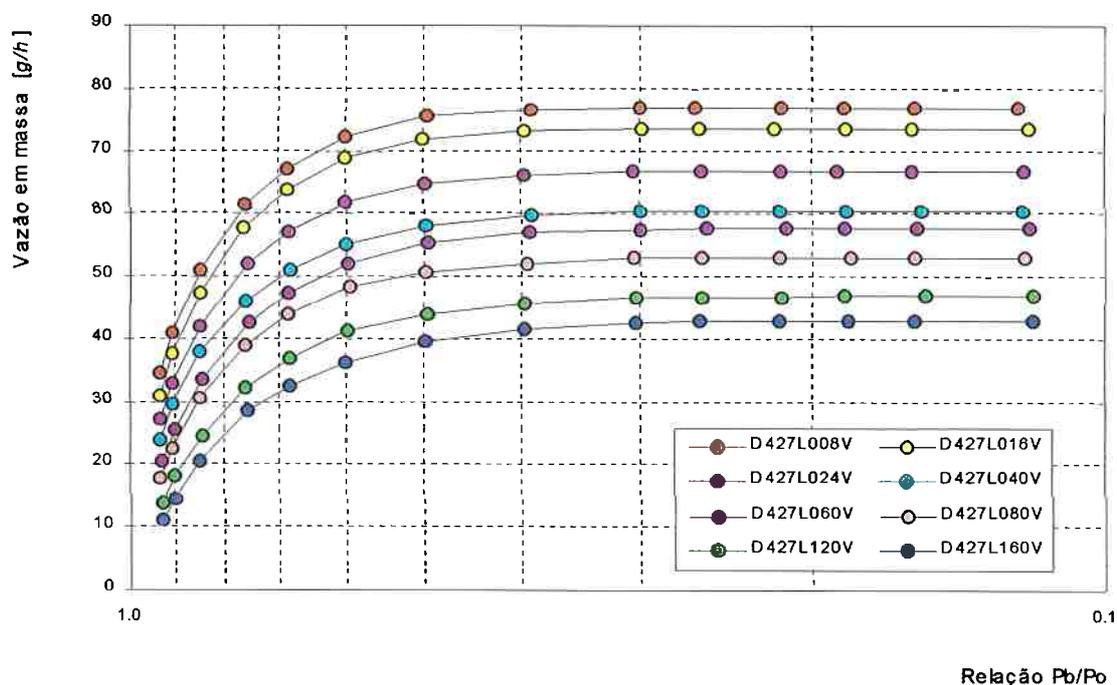


Figura 6.3.5. Vazão em massa de ar ambiente em função da relação de pressões P_b/P_0 (amostras de capilar, operação sob vácuo).

Novamente, a exemplo do caso das amostras de rubi, as curvas de vazão em massa de ar função da relação de pressões P_b/P_0 obtidas para as amostras de tubos capilares possuem formas absolutamente diferentes para os regimes de operação sob pressão e sob vácuo. Este fato é decorrente das diferenças existentes entre as massas específicas referentes às condições de estagnação na pressão (ρ_0 variável) e no vácuo (ρ_0 constante).

6.3.2.3 Coeficiente de descarga

Nas figuras 6.3.6 e 6.3.7 são apresentados os valores experimentais dos coeficientes de descarga em função do número de Reynolds na seção de entrada, obtidos para o conjunto de capilares operando, respectivamente, sob regimes de pressurização e de vácuo.

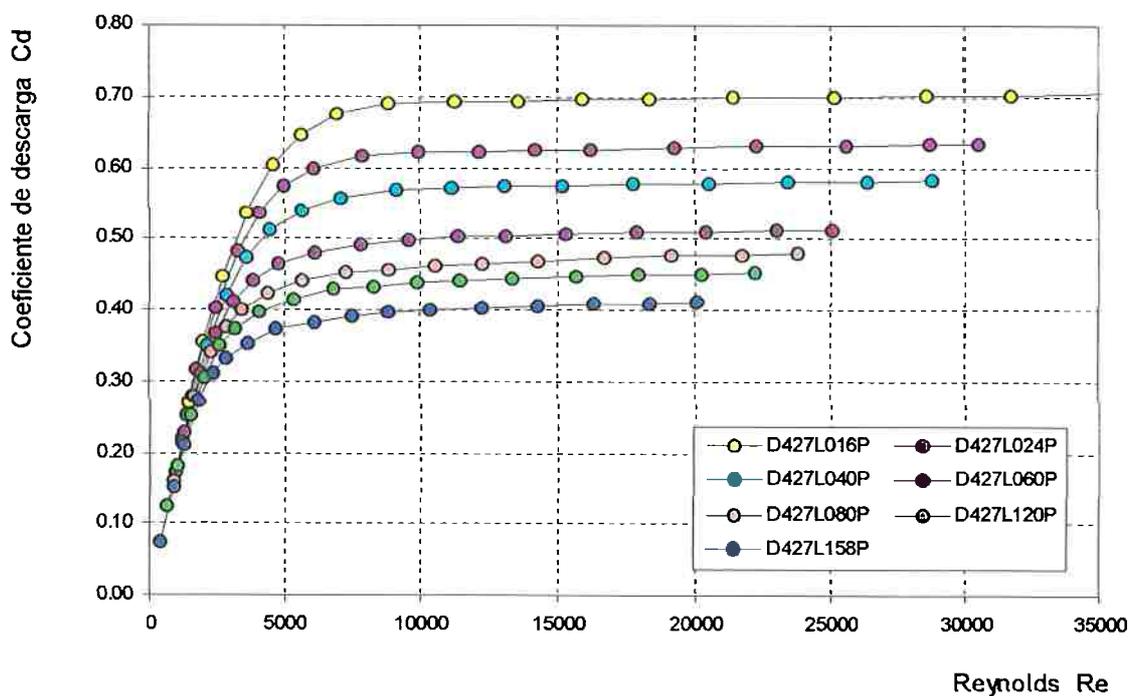


Figura 6.3.6. Coeficiente de descarga C_d em função do número de Reynolds (amostras de capilar, operação com ar seco, em regime de pressurização).

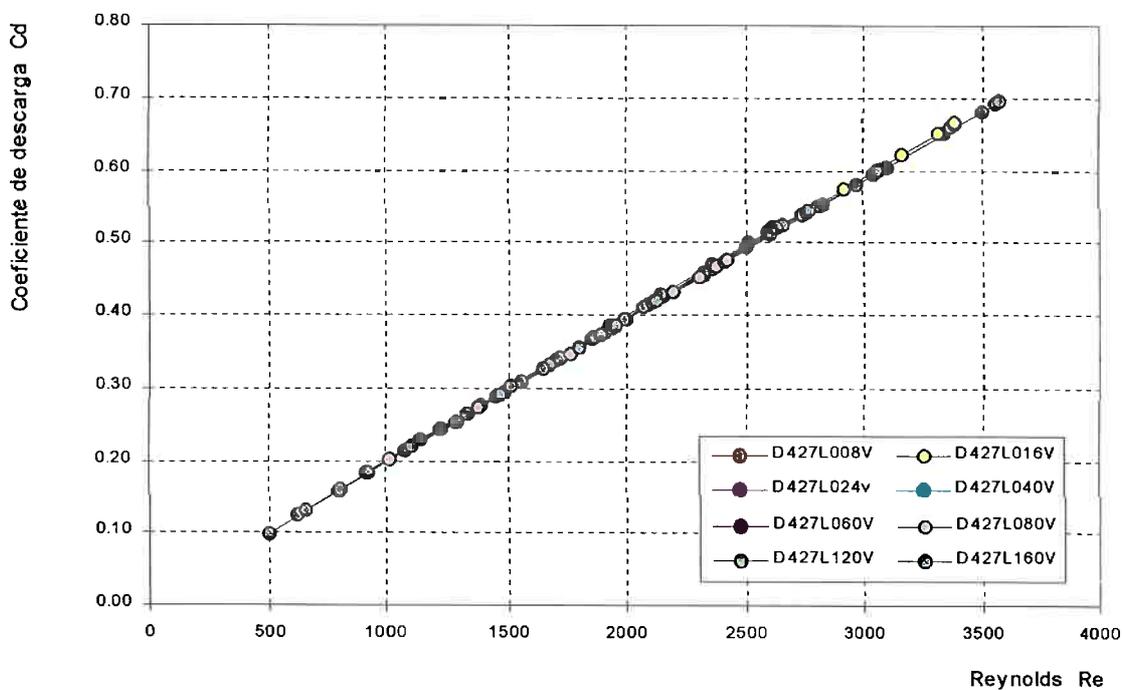


Figura 6.3.7. Coeficiente de descarga C_d em função do número de Reynolds (amostras de capilar, operação com ar ambiente, em regime de vácuo).

As figuras 6.3.6 e 6.3.7 são interessantes sob o aspecto de que mostram que os coeficientes de descarga sob um regime de operação sob pressão são dependentes do número de Reynolds. Já para uma operação sob vácuo, atingida a condição de blocagem, tanto o coeficiente de descarga e quanto o número de Reynolds se tornam constantes.

Outro aspecto interessante é a relação praticamente linear do coeficiente de descarga em função do número de Reynolds obtido no caso da operação sob vácuo.

Finalmente, os números de Reynolds no regime de operação sob pressão são muitas vezes maior que os respectivos valores obtidos para uma operação sob vácuo. Sob pressão e em condições críticas, os valores de Reynolds indicam um regime de escoamento turbulento, enquanto que sob vácuo, o regime teoricamente não se torna turbulento para as amostras ensaiadas.

6.3.3 Análise de parâmetros estimados a partir da aplicação do modelo teórico

A seguir, são apresentados os resultados obtidos a partir da aplicação do modelo teórico proposto no capítulo 5, onde é admitido um modelo isoentrópico-Fanno.

6.3.3.1 Mach na seção de saída em função do Mach na seção de entrada

Os valores de M_2 em função de M_1 , obtidos a partir da aplicação do modelo teórico para as amostras de capilar, são apresentados nos gráficos das figuras 6.3.8 e 6.3.9, respectivamente para as condições de operação sob pressão e sob vácuo.

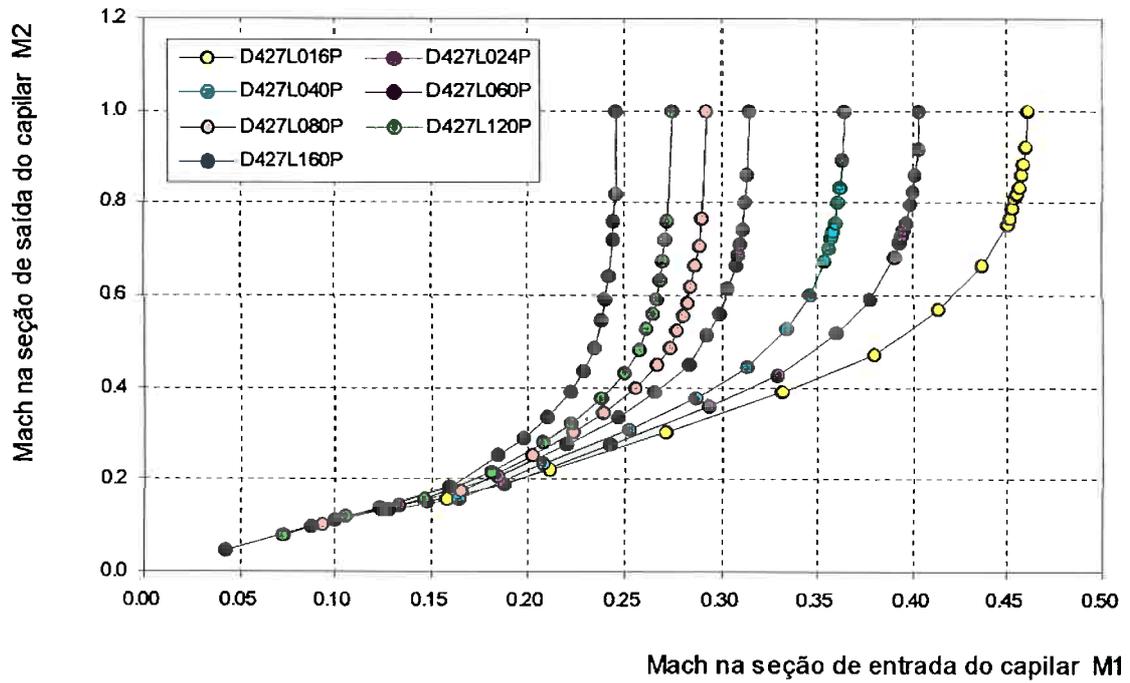


Figura 6.3.8. Número de Mach na saída M2 em função do número de Mach na entrada M1 (amostras de capilar, operação sob pressão com ar seco).

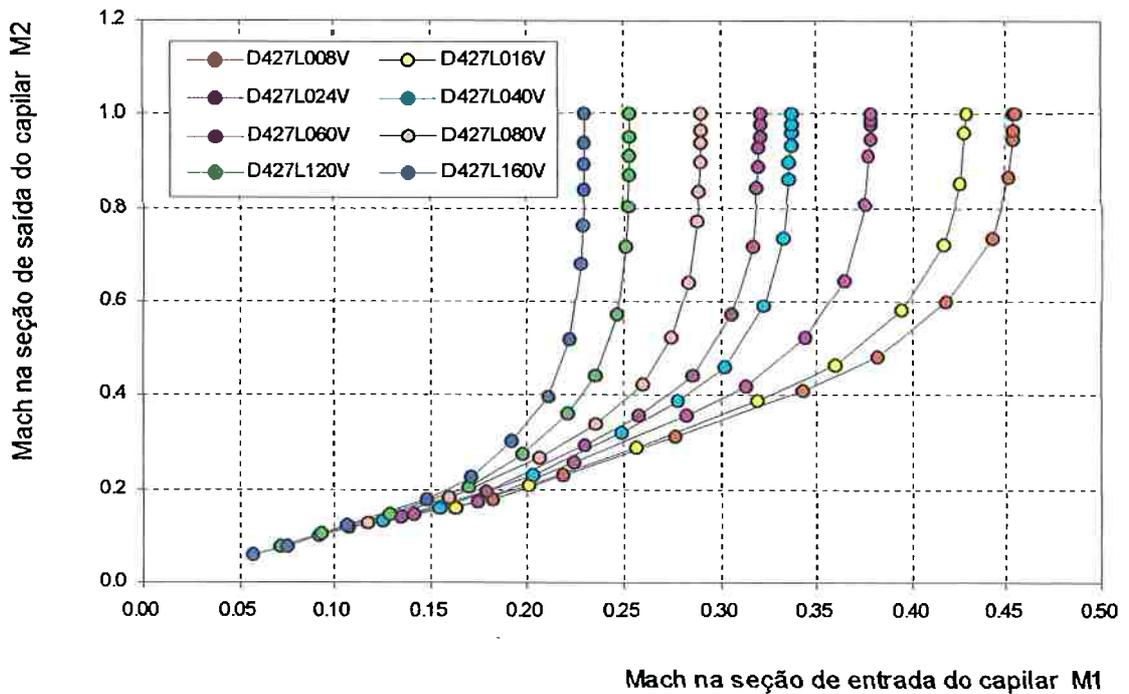


Figura 6.3.9. Número de Mach na saída M2 em função do número de Mach na entrada M1 (amostras de capilar, operação sob vácuo com ar ambiente).

As figuras 6.3.8 e 6.3.9 mostram que o comportamento dos números de Mach na seção de entrada dos tubos capilares são dependentes da relação L/D , indicando que para valores de L/D maiores, o valor de M_1 é menor.

Fisicamente, isto tem como causa o efeito significativo do atrito do fluido com as paredes, sendo este efeito maior quanto maior comprimento da amostra. Ou seja, considerando-se as mesmas condições de estagnação a montante das amostras, para o estabelecimento de regimes críticos na saída das mesmas, na seção de entrada, a parcela da energia cinética, e conseqüentemente o número de Mach M_1 devem ser menores para as amostras de maior relação L/D .

6.3.3.2 Massa específica na seção de saída

As figuras 6.3.10 e 6.3.11 apresentam os gráficos dos valores calculados para a massa específica na seção de saída das amostras de capilar utilizadas na investigação.

Elas ilustram basicamente o que ocorre com a massa específica do gás em ambos os regimes de operação. Sob um regime de operação pressurizada, a massa específica na seção de saída aumenta com a redução no valor da relação de pressões P_v/P_0 . Por sua vez, em um regime de operação sob vácuo, a massa específica diminui.

Entretanto, é importante notar que, em ambos os regimes de operação, o fluido passa por um processo de expansão em seu curso ao longo do tubo capilar.

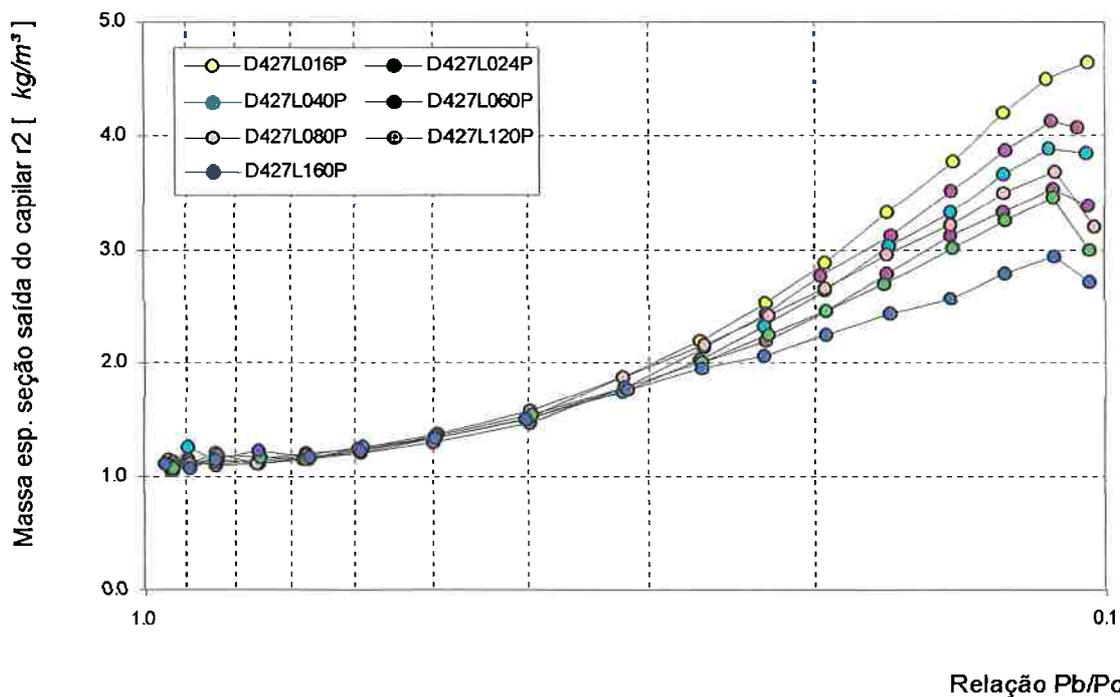


Figura 6.3.10. Massa específica na seção de saída ρ_2 em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de capilar, operação sob pressão com ar seco).

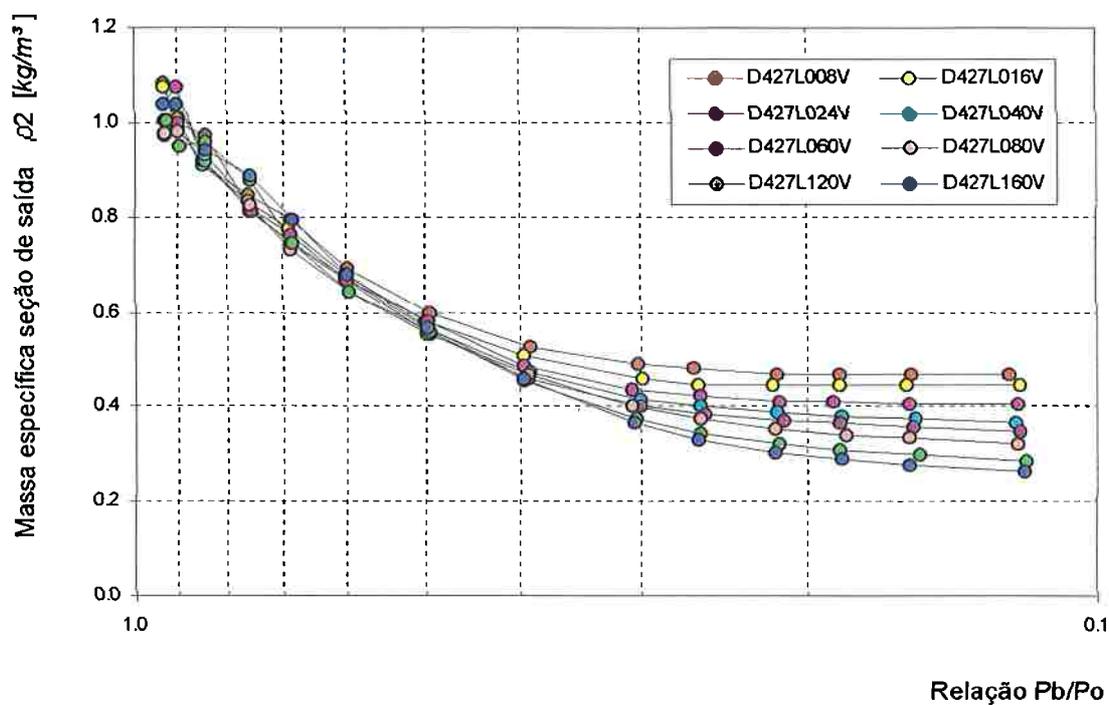


Figura 6.3.11. Massa específica na seção de saída ρ_2 em função da relação de pressões P_v/P_0 (amostras de capilar, operação sob vácuo com ar ambiente).

6.4 Resultados da simulação numérica

Neste item são apresentados os resultados obtidos através da simulação numérica do escoamento desenvolvida com a utilização do simulador FLUENT.

6.4.1 Validação do modelo numérico

Inicialmente, com o propósito de validar os resultados das simulações numéricas realizadas no FLUENT, serão apresentados gráficos comparativos dos resultados obtidos numericamente com os obtidos experimentalmente para algumas das amostras utilizadas na investigação.

Esta validação foi feita comparando-se a vazão volumétrica referida às condições de estagnação, obtida em ambos os casos através da medição da vazão mássica do fluido para diversas relações de pressão (P_B/P_0).

Na simulação numérica, para cada condição de P_B/P_0 , a vazão mássica foi obtida integrando-se os fluxos de massa em uma determinada seção transversal do escoamento. Pela aplicação das equações da continuidade e de estado, determinou-se a vazão volumétrica nas condições de estagnação.

Comparação numérico-experimental para a amostra D423L0.60. A figura 6.4.1 apresenta os resultados comparativos para a amostra *D423L0.60*, de diâmetro igual a 423 μm e uma relação $L/D=0,60$, operando sob regimes de pressurização e de vácuo, para escoamento de ar.

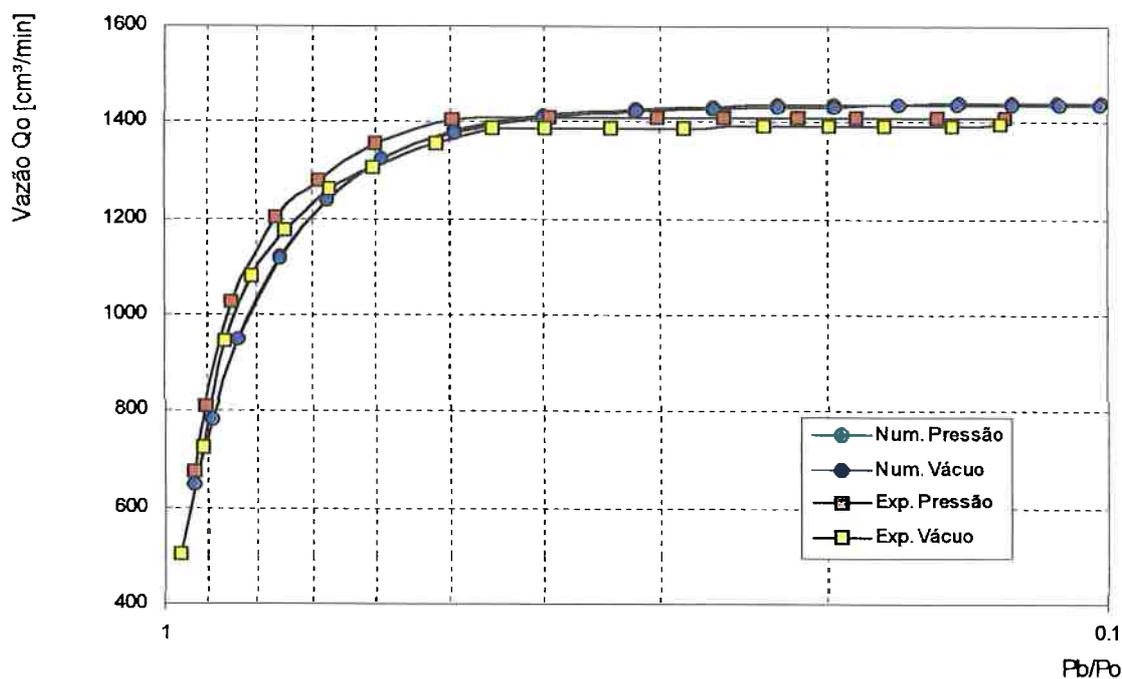


Figura 6.4.1. Comparação dos resultados de vazão volumétrica Q_0 obtidos numericamente e experimentalmente. (Amostra $D423L0.60$, ar, pressão e vácuo).

Comparação numérico experimental para a amostra $D427L016$. A figura 6.4.2 apresenta os resultados comparativos para a amostra $D427L016$, de diâmetro igual a $427 \mu\text{m}$ e uma relação $L/D=16$, operando sob regimes de pressurização e de vácuo, para escoamento de ar.

Comparação numérico experimental para a amostra $D016L016$. A figura 6.4.3 apresenta os resultados comparativos para a amostra de rubi de menor diâmetro utilizada na investigação, $D427L016$, de diâmetro igual a $15,6 \mu\text{m}$ e uma relação $L/D=16$, operando sob regimes de pressurização e de vácuo (resultados somente da simulação numérica), para escoamento de ar.

Esta amostra não foi ensaiada sob regime de vácuo devido às limitações da bancada na medição de uma vazão extremamente baixa, da ordem de $0,10 \text{ cm}^3/\text{min}$.

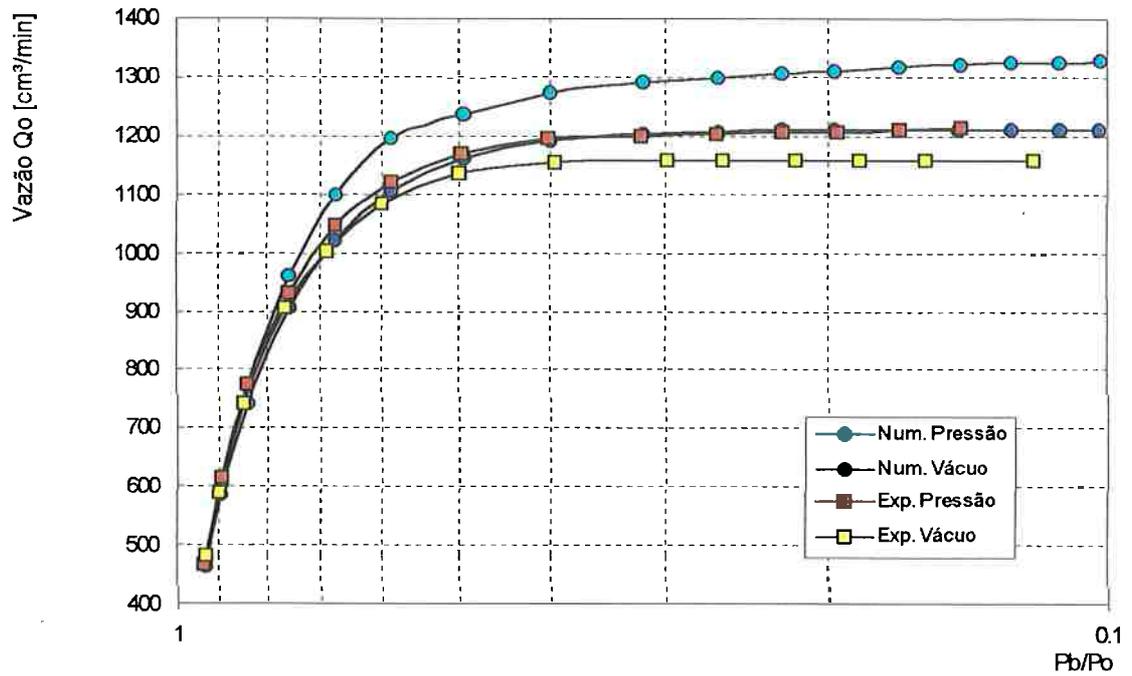


Figura 6.4.2. Comparação dos resultados de vazão volumétrica Q_0 obtidos numérica e experimentalmente. (Amostra *D427L016*, ar, pressão e vácuo).

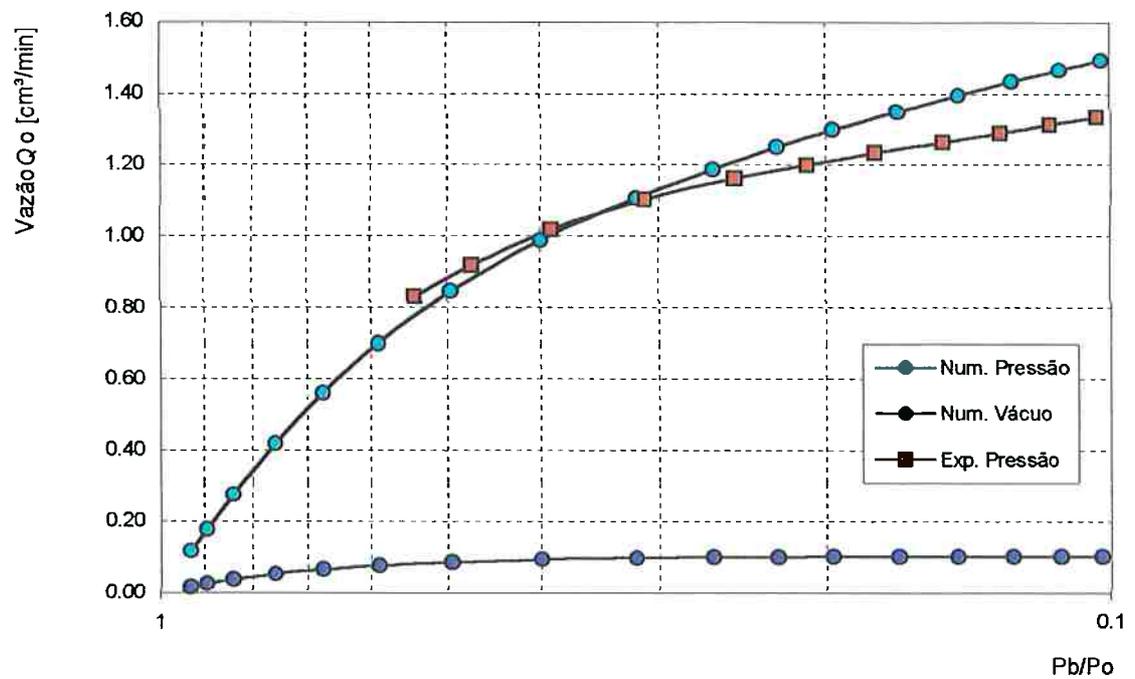


Figura 6.4.3. Comparação dos resultados de vazão volumétrica Q_0 obtidos numérica e experimentalmente. (Amostra de rubi *D016L016*, ar, pressão e vácuo).

Com base nos resultados da comparação realizada entre os valores obtidos via simulação numérica e experimentalmente, é possível concluir que o simulador pode ser utilizado como ferramenta auxiliar na caracterização do fenômeno físico, mesmo nas condições extremas investigadas.

6.4.2 Distribuição do campo de velocidades

Dentre os vários parâmetros analisados via o processo de simulação numérica, como por exemplo a distribuição de pressão, temperatura, massa específica, é apresentado a seguir os resultados referentes ao campo de velocidades representado pelo número de Mach no domínio das mesmas amostras citadas no sub-item 6.4.1.

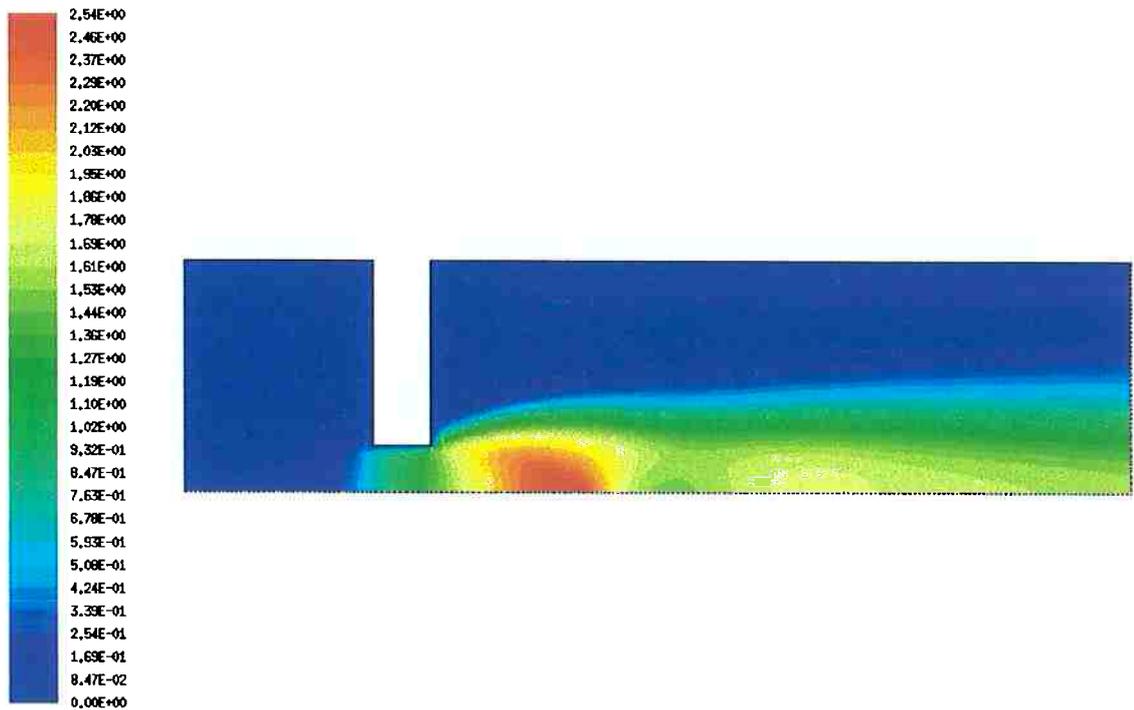


Figura 6.4.4. Campo de velocidades para a amostra $D423L0.60$, de diâmetro $D = 422,6$ μm e relação $L/D = 0,6$, para a condição de $P_0 = 820$ kPa e $P_B = 0$.

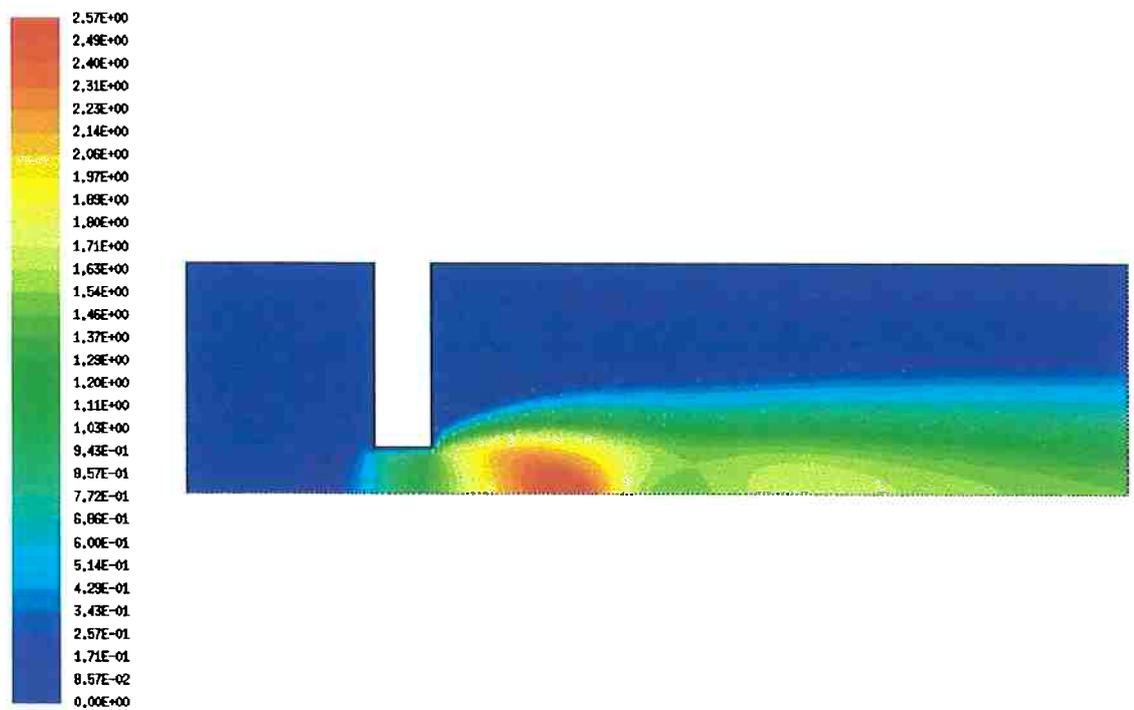


Figura 6.4.5. Campo de velocidades para a amostra $D423L0.60$, de diâmetro $D = 422,6$ μm e relação $L/D = 0,6$, para a condição de $P_0 = 0$ kPa e $P_B = -83,5$ kPa.

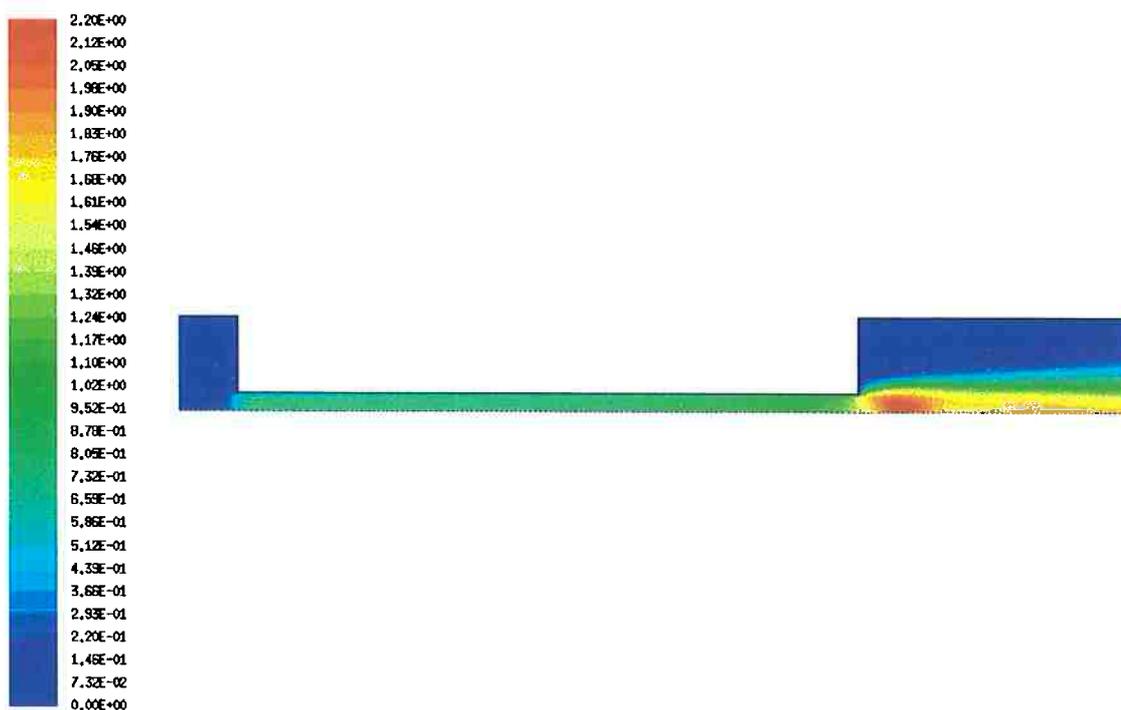


Figura 6.4.6. Campo de velocidades para a amostra $D427L016$, de diâmetro $D = 427,4$ μm e relação $L/D = 16$, para a condição de $P_0 = 820$ kPa e $P_B = 0$.

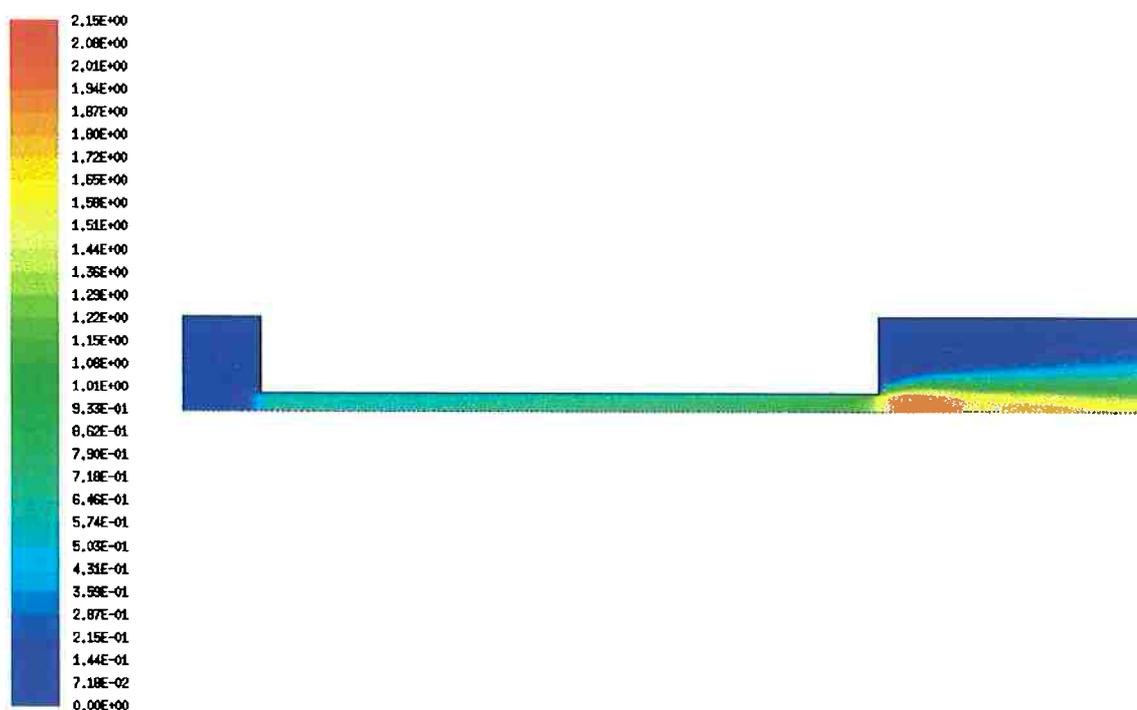


Figura 6.4.7. Campo de velocidades para a amostra $D016L016$, de diâmetro $D = 427,4$ μm e relação $L/D = 16$, para a condição de $P_0 = 0$ kPa e $P_B = -83,5$ kPa.

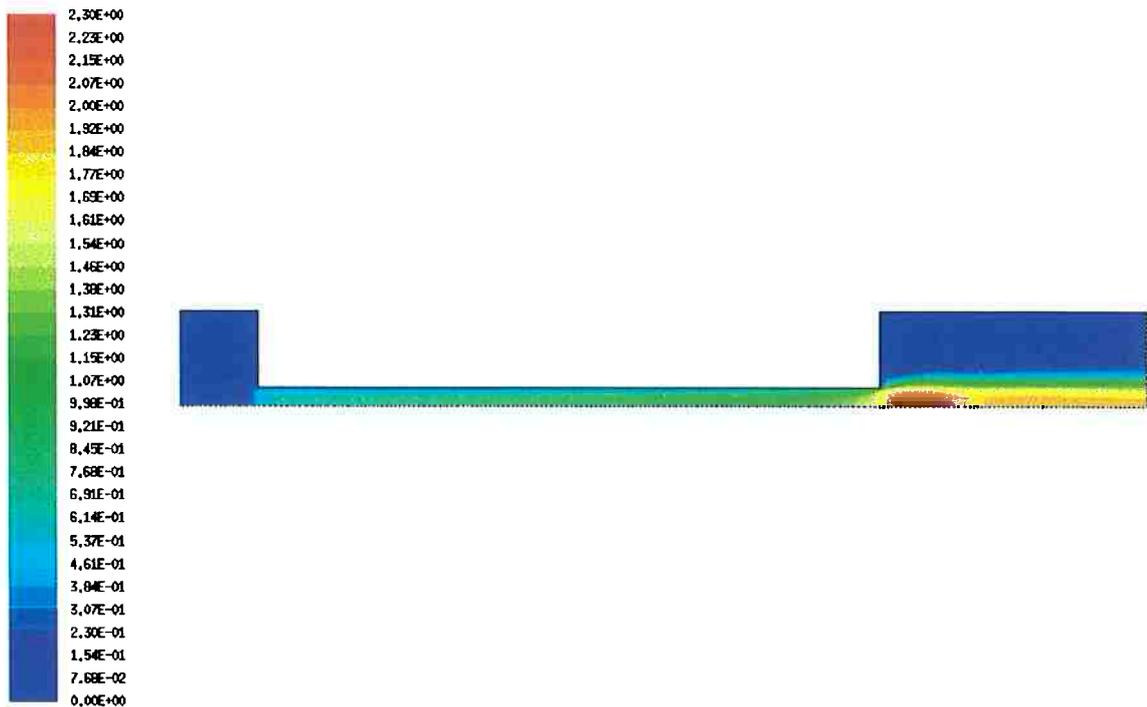


Figura 6.4.8. Campo de velocidades para a amostra *D016L016*, de diâmetro $D = 15,6$ μm e relação $L/D = 16$, para a condição de $P_0 = 820$ kPa e $P_B = 0$.

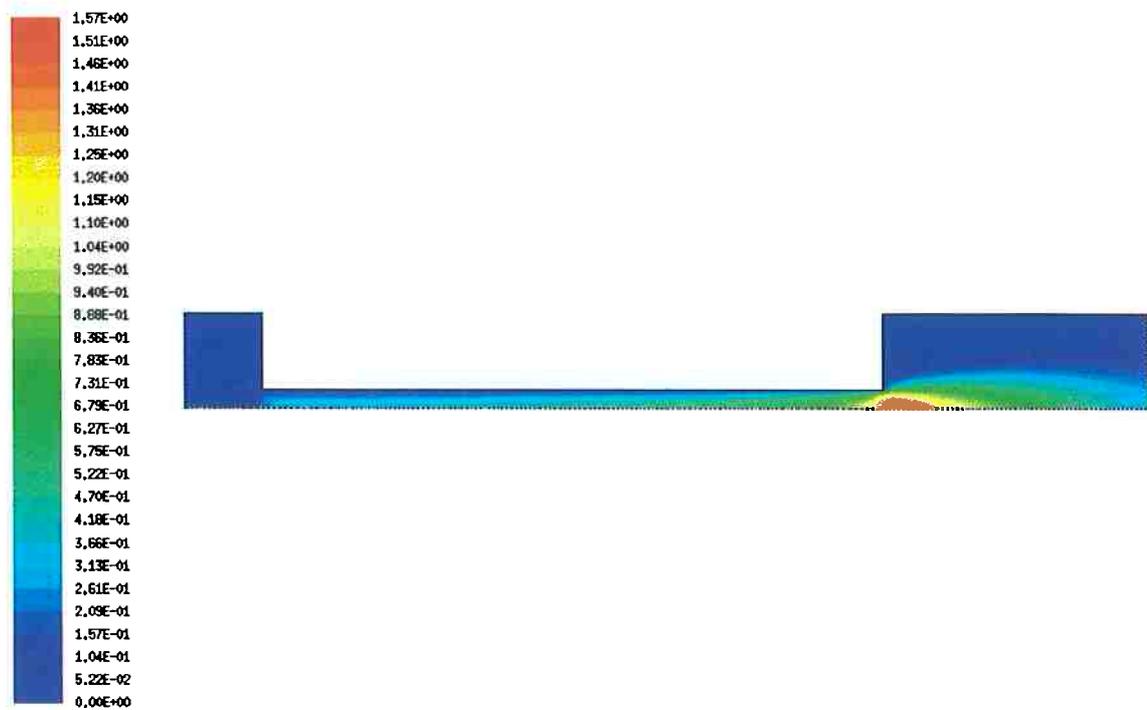


Figura 6.4.9. Campo de velocidades para a amostra *D016L016*, de diâmetro $D = 15,6$ μm e relação $L/D = 16$, para a condição de $P_0 = 0$ kPa e $P_B = -83,5$ kPa.

6.4.3 Desenvolvimento do perfil de velocidades

Objetivando analisar as diferenças apresentadas entre os regimes de escoamento crítico na operação sob vácuo e sob pressão, foi realizado um estudo sobre o perfil de velocidades estabelecido em dois orifícios de mesma relação $L/D = 16$, o primeiro com diâmetro de $15,6 \mu\text{m}$ e o segundo de $427,4 \mu\text{m}$.

Em cada uma das amostras, a partir da distribuição de velocidades calculada via simulação numérica, foi feito um ajuste de curva em cada seção transversal, de cada orifício, para diferentes relações de pressão P_b/P_0 , para operação sob pressão e sob vácuo.

O perfil de velocidades foi ajustado de acordo com a seguinte relação:

$$\frac{V}{V_{max}} = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^n \quad (6.4.1)$$

Segundo a mesma, para diferentes valores de n , o perfil de velocidades apresenta o seguinte formato:

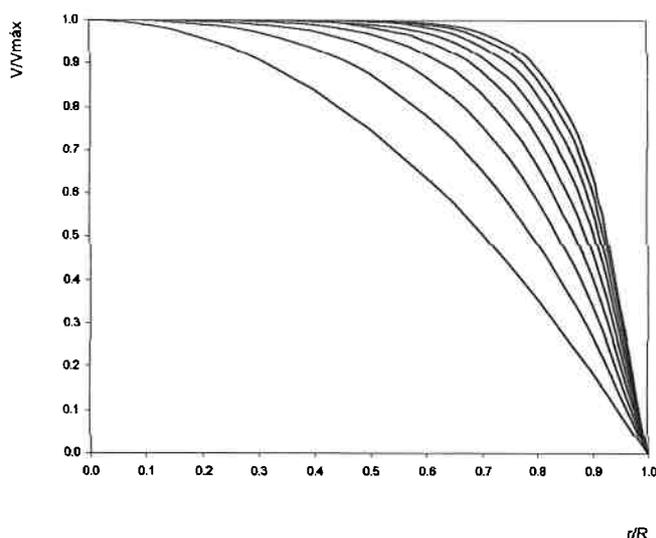


Figura 6.4.10. Perfis de velocidade para valores de n variando entre 2 e 10.

Observa-se que o objetivo principal desta aproximação não é representar de maneira precisa o perfil de velocidades determinado na simulação, mas apenas ilustrar de maneira qualitativa o comportamento do escoamento ao longo do orifício.

Desta maneira, para um valor de $n=2$, obtem-se o perfil parabólico de Poiseuille, referente a um regime de escoamento laminar plenamente desenvolvido e incompressível.

Por outro lado, valores de n maiores que 2 indicam uma tendência do perfil de velocidades se tornar menos parabólico e,consequentemente, mais plano.

Para o caso de um escoamento laminar com este formato de perfil de velocidades, o fator de atrito f pode ser representado pela seguinte relação:

$$f = \frac{16(n+2)}{Re} \quad (6.4.2)$$

Ou seja, o fator de atrito depende do número de Reynolds e do parâmetro n . As figuras 6.4.11 e 6.4.12 mostram como os perfis de velocidades, segundo a aproximação adotada, variam ao longo do orifício para as diferentes relações de pressão P_b/P_0 e Reynolds analisadas.

Observa-se, também, que para a mesma relação de pressões P_b/P_0 , existe um resultado para o operação sob vácuo e outro para operação sob pressão resultando em diferentes valores médios para o número de Reynolds.

Na simulação apresentada na figura 6.4.11 foi utilizado um modelo laminar para o escoamento, enquanto que no caso apresentado na figura 6.4.12, adotou-se o modelo $k-\varepsilon$ para turbulência.

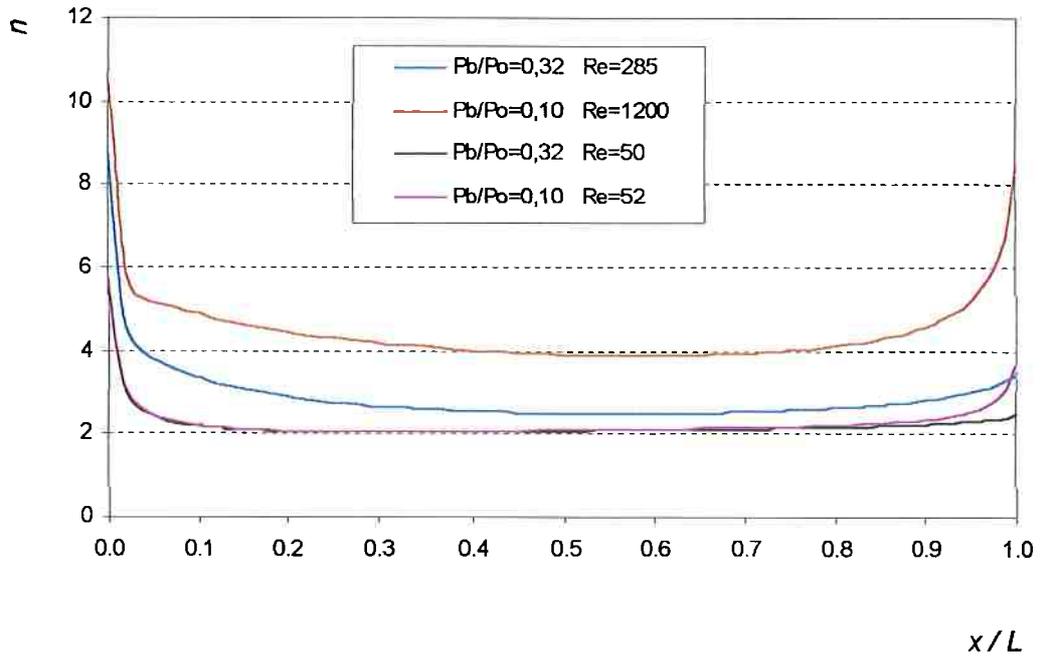


Figura 6.4.11. Perfil de velocidades ao longo do orifício de diâmetro $D = 15,6 \mu\text{m}$ e relação $L/D = 16$, para diferentes relações de pressão P_b/P_o , e operação sob pressão e sob vácuo.

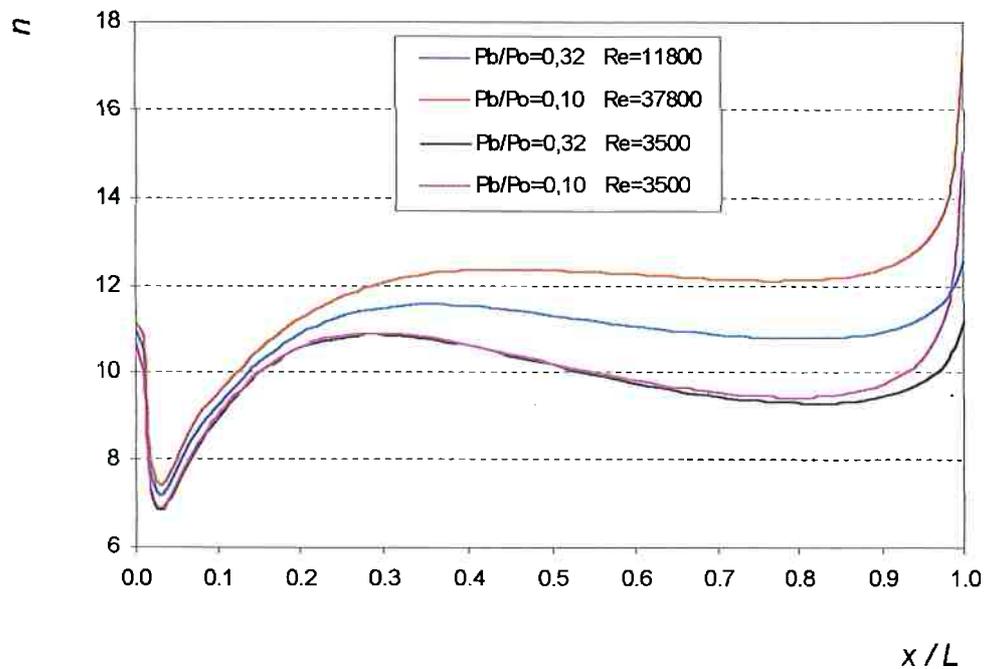


Figura 6.4.12. Perfil de velocidades ao longo do orifício de diâmetro $D = 427,4 \mu\text{m}$ e relação $L/D = 16$, para diferentes relações de pressão P_b/P_o , e operação sob pressão e sob vácuo.

Através das figuras 6.4.11 e 6.4.12, é possível observar que no regime de operação sob vácuo, os números de Reynolds não variam, assim como os valores de n , para as duas relações de pressão P_v/P_0 analisadas. O valor de n permanecendo estável, implica que o perfil de velocidades, em uma mesma seção transversal do tubo, é o mesmo, e portanto, a vazão volumétrica é a mesma. Este fato justifica o valor constante de Q_0 observado nos resultados experimentais.

Por outro lado, em um regime de operação sob pressão, observa-se que tanto os valores de n quanto os números de Reynolds apresentam uma variação considerável, indicando que os perfis de velocidade sofrem uma deformação, resultando também em uma variação do coeficiente de atrito. Estando o escoamento sob um regime crítico, a velocidade máxima é limitada à velocidade sônica e, portanto, um aumento no valor de n implica um aumento na vazão volumétrica como se pode observar pelas curvas da figura 6.4.10.

Em diâmetros maiores, o valor de n é maior conforme apresentado nas figuras 6.4.11 e 6.4.12. Porém, de acordo com as curvas da figura 6.4.10, um incremento no valor de n para n grande acarreta um aumento na vazão comparativamente inferior ao que ocorre para valores de n menores. Este fato justifica os resultados experimentais obtidos, onde o aumento da vazão volumétrica Q_0 é pequeno para diâmetros maiores e bastante considerável no caso de orifícios de diâmetro pequeno, conforme apresentado respectivamente nas curvas das figuras 6.4.2 e 6.4.3.

É importante salientar que o modelo apresentado nesta seção é apenas qualitativo, e tem o intuito de expor o comportamento geral dos diferentes tipos de escoamento observados na investigação.

7. AVALIAÇÃO DE INCERTEZAS

Sempre que efetuamos uma medição, o seu resultado nada mais é do que uma estimativa do valor verdadeiro do parâmetro medido. De fato, é impossível se saber exatamente o quanto esses dois valores diferem um do outro; assim, o que se busca com o desenvolvimento e a aplicação de um método de avaliação da incerteza associada ao resultado de uma medição, é fornecer uma estimativa tão boa quanto possível da faixa dentro da qual o valor verdadeiro provavelmente se encontra.

A avaliação das incertezas de medição de um instrumento ou de um sistema de medição de vazão exige esforços no sentido de se entender o princípio de operação utilizado pelo mesmo, conhecer os parâmetros que influenciam o processo de medição, atribuindo a eles um peso adequado e correto no cômputo geral da avaliação.

Desta maneira, o objetivo fundamental de se avaliar a incerteza de uma medição é determinar o nível de confiança a ser depositado no seu resultado.

Na presente investigação experimental, o parâmetro fundamental medido durante a realização dos ensaios foi a vazão volumétrica de gás que escoava através dos microdispositivos, em cada condição particular de operação, e que era determinada a partir de medições de vazão ou de volume, pressões estáticas e atmosférica local, e temperaturas em pontos específicos do sistema. Dependendo do caso, foi necessária a medição de outros parâmetros como o intervalo de tempo e a umidade do ar ambiente.

A vazão de gás foi medida através da utilização de quatro diferentes tipos de medidores, em função das condições de operação do sistema. Sob um regime de pressurização, foram utilizados um medidor volumétrico de gás do tipo pistão com selo de mercúrio e um medidor volumétrico do tipo rotor semi-submerso, e sob vácuo, um medidor do tipo mássico e um conjunto de buretas e pipetas.

7.1 Incerteza na medição de vazão com o padrão de vazão por pistões com selo de mercúrio e com o medidor padrão mássico

Os princípios de operação dos equipamentos padrão de vazão por pistões com selo de mercúrio e do medidor mássico foram apresentados no capítulo 4.

Em ambos os medidores, a vazão volumétrica de gás referida às condições de estagnação Q_0 é dada pela seguinte expressão:

$$Q_0 = \frac{Q_p}{1 + \frac{\text{erro}_p}{100}} \frac{\rho_{std}}{\rho_0} \quad (7.1)$$

- onde :
- Q_p é o valor da vazão indicada pelo medidor padrão de vazão
 - erro_p é o erro de medição, determinado através da calibração do medidor, [%]
 - ρ_{std} refere-se à massa específica do gás nas condições de referência adotadas pelo medidor, no caso 294,15K (21°C) e 101,325 kPa
 - ρ_0 é a massa específica do gás nas condições de estagnação, e depende essencialmente da pressão estática e da temperatura a montante do orifício, e da pressão atmosférica

Com isso, a vazão volumétrica de gás referida às condições de estagnação Q_0 depende dos seguintes parâmetros:

$$Q_0 = Q_0(P_0, T_0, P_B, Q_p, \text{erro}_p)$$

- P_0 – pressão estática a montante do orifício
- T_0 – temperatura a montante do orifício
- P_B – pressão atmosférica
- Q_p – vazão indicada pelo padrão de vazão
- erro_p – erro de medição da vazão pelo padrão (%)

O valor referente a cada um dos parâmetros definidos anteriormente é afetado por uma incerteza sistemática e uma incerteza aleatória.

Uma descrição resumida destes tipos de incertezas é fornecida a seguir.

Incerteza aleatória

A incerteza aleatória de uma medição é igual à metade da faixa dentro da qual se espera que o valor verdadeiro da medida se encontre, segundo um nível de confiança específico. Em medições de vazão de fluidos, é normal a adoção de um nível de confiança de 95%, sendo este o valor utilizado na presente avaliação.

Incerteza sistemática

As incertezas sistemáticas são fruto de “inexatidões” inerentes ao instrumento ou equipamento utilizado e às condições de medição, e deveriam, sempre que possível, ser estimadas experimentalmente, seja por meio de uma calibração do medidor, pela mudança da instrumentação ou mesmo pela variação das condições de medição.

Quando isto não é possível, torna-se necessário fazer um julgamento baseado na experiência e nas características do instrumento envolvido na medição.

Combinação de incertezas

A combinação das incertezas aleatórias e sistemáticas totais é feita através do método da raiz quadrada da soma dos quadrados, resultando em uma incerteza global dada por:

$$\varepsilon_{global} = \sqrt{\varepsilon_{sistemático}^2 + \varepsilon_{aleatório}^2} \quad (7.2)$$

A incerteza de cada parâmetro é dada por $\varepsilon_i \frac{\partial Q_0}{\partial X_i}$, onde ε_i é a incerteza global do

parâmetro X_i , ou seja $P_0, T_0, P_B, Q_p, erro_p$.

Assim, a incerteza global da vazão volumétrica de gás referida às condições de estagnação, Q_0 , é dada pela seguinte expressão:

$$\Delta Q_0 = \sqrt{\sum \left(\frac{\partial Q_0}{\partial X_i} \right)^2} \quad (7.3)$$

7.2 Incerteza na medição de vazão com o medidor padrão do tipo rotor semi-submerso e com o sistema bureta/pipeta

Estes são medidores de vazão que utilizam o princípio volumétrico, ou seja, a vazão é determinada por meio da medição de um volume conhecido durante um intervalo de tempo. Desse modo, a expressão para a vazão volumétrica de gás referida às condições de estagnação é dada por:

$$Q_0 = \frac{\Delta V / \Delta t}{1 + \frac{\text{erro}_p}{100}} \cdot \frac{\rho_p}{\rho_0} \quad (7.4)$$

onde :

- ΔV é o volume de medição no medidor padrão ou na bureta/pipeta
- Δt é o intervalo de tempo de medição
- erro_p é o erro de medição, determinado através da calibração do medidor, [%]
- ρ_p é a massa específica do gás nas condições de pressão e de temperatura do padrão
- ρ_0 é a massa específica do gás nas condições de estagnação

Observe-se que a massa específica do gás no padrão depende das condições de temperatura e pressão estática no padrão, e também da pressão atmosférica local.

Por sua vez, a massa específica do gás referida às condições de estagnação depende da pressão estática e da temperatura a montante do orifício, e da pressão atmosférica local.

Portanto, resumindo, a vazão a montante do orifício depende dos seguintes parâmetros:

$$Q_0 = Q_0(P_0, T_0, P_B, P_p, T_p, \Delta V, \Delta t, \text{erro}_p)$$

A incerteza global referente a cada parâmetro é estimada a partir da incerteza aleatória e da incerteza sistemática do mesmo, utilizando-se a mesma expressão (7.2).

A incerteza de cada parâmetro é dada por $\varepsilon_i \frac{\partial Q_0}{\partial X_i}$, onde ε_i é a incerteza global do parâmetro X_i , ou seja $P_0, T_0, P_B, P_p, T_p, \Delta V, \Delta t, \text{erro}_p$.

Assim, a incerteza global da vazão volumétrica de gás referida às condições de estagnação, Q_0 , é dada pela seguinte expressão:

$$\Delta Q_0 = \sqrt{\sum \left(\frac{\partial Q_0}{\partial X_i} \right)^2} \quad (7.3)$$

Massa específica do gás.

A vazão volumétrica de um gás é função direta de sua massa específica, que por sua vez, para uma determinada condição de pressão estática, temperatura e pressão atmosférica local é, dada por:

$$\rho = \frac{P + P_B}{Z(T, P + P_B) \frac{\mathcal{R}}{M} (T + 273,15)} \quad (7.4)$$

onde:

- P pressão estática do gás, Pa
- P_B pressão atmosférica local, Pa
- T temperatura do gás, °C
- \mathcal{R} constante universal dos gases, J/kmol.K
- M massa molar do gás, kg/kmol
- P_r pressão reduzida do gás $P_r = P/P_c$
- P_c pressão crítica do gás, kPa
- T_r temperatura reduzida do gás $T_r = T/T_c$
- T_c temperatura crítica do gás, K
- ω fator acêntrico do gás
- Z , o fator de compressibilidade do gás, dado por:

$$Z = 1 + \frac{P_r}{T_r} \cdot \left[\begin{aligned} & (0,1445 + 0,073 \omega) - (0,33 - 0,46 \omega) T_r^{-1} \\ & - (0,1385 + 0,5 \omega) T_r^{-2} - (0,0121 + 0,097 \omega) \cdot T_r^{-3} - \frac{0,0073 \omega}{T_r^8} \end{aligned} \right]$$

As expressões para cálculo de incerteza são complexas e requerem o cálculo de diversas derivadas parciais. Estas derivadas podem ser obtidas analiticamente, porém neste trabalho foi realizada uma estimativa numérica para o cálculo das derivadas.

Para isso, foi utilizada uma aproximação de quarta ordem, de acordo com a expressão proposta por Hanna e Sandall (1995):

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{-F(x+2h) + 8F(x+h) - 8F(x-h) + F(x-2h)}{12h} \quad (7.5)$$

Nesta expressão, h foi adotado como um milésimo do valor x .

No apêndice E são fornecidos os programas que foram utilizados na avaliação das incertezas na medição de vazão.

Estes programas foram compilados com *PowerBasic Console Compiler*.

7.3 Valores obtidos na avaliação das incertezas de medição de vazão

Com base no programa desenvolvido, foi realizada uma avaliação das incertezas envolvidas na medição de vazão de gás, utilizando-se os diversos padrões de vazão.

Esta avaliação foi feita apenas nas condições limites de medição, ou seja, nos pontos de máxima e de mínima vazão, e apenas para um número limitado de amostras.

As tabelas apresentadas a seguir fornecem os resultados obtidos.

Tabela 7.1. Avaliação de incertezas na medição de vazão com o medidor padrão de vazão por pistões com selo de mercúrio.

(a) Amostra de rubi: D218L0.12, ar seco, operação na pressão, vazão máxima.				
Parâmetro	Valor medido	Inc. sistemática	Inc. aleatória	Inc. global Q_0
T_0 [°C]	28,0	0,1	0,1	
P_0 [kPa]	812,764	0,1	1,4	
P_B [mmHg]	695,770	0,02	0,02	0,81%
ρ_{std} [kg/m ³]	1,2	0	0	
Q_p [sccm]	3111,98	0	16	
$erro_p$ [%]	0	0,60	0	
(b) Amostra de rubi: D218L0.12, ar seco, operação na pressão, vazão mínima.				
Parâmetro	Valor medido	Inc. sistemática	Inc. aleatória	Inc. global Q_0
T_0 [°C]	27,9	0,1	0,1	
P_0 [kPa]	7,808	0,1	0,05	
P_B [mmHg]	697,032	0,02	0,02	0,39%
ρ_{std} [kg/m ³]	1,2	0	0	
Q_p [sccm]	162,95	0	0,48	
$erro_p$ [%]	0	0,20	0	
(c) Amostra de rubi: D218L0.12, hélio, operação na pressão, vazão máxima.				
Parâmetro	Valor medido	Inc. sistemática	Inc. aleatória	Inc. global Q_0
T_0 [°C]	29,1	0,1	0,1	
P_0 [kPa]	818,427	0,1	1,4	
P_B [mmHg]	697,684	0,02	0,02	0,83%
ρ_{std} [kg/m ³]	0,166	0	0	
Q_p [sccm]	4968,74	0	25	
$erro_p$ [%]	0	0,60	0	
(d) Amostra de rubi: D218L0.12, CO ₂ , operação na pressão, vazão mínima.				
Parâmetro	Valor medido	Inc. sistemática	Inc. aleatória	Inc. global Q_0
T_0 [°C]	25,0	0,1	0,1	
P_0 [kPa]	5,362	0,1	0,05	
P_B [mmHg]	700,384	0,02	0,02	0,38%
ρ_{std} [kg/m ³]	1,823	0	0	
Q_p [sccm]	115,48	0	0,48	
$erro_p$ [%]	0	0,20	0	

Tabela 7.2. Avaliação de incertezas na medição de vazão com o medidor padrão de vazão do tipo rotor semi-submerso.

(a) Amostra de rubi: *D426L0.60*, ar, operação na pressão, vazão máxima.

Parâmetro	Valor medido	Inc. sistemática	Inc. aleatória	Inc. global Q_0
T_0 [°C]	27,8	0,1	0,1	
P_0 [kPa]	624,002	0,1	1,4	
P_B [mmHg]	696,620	0,02	0,02	
V [dm ³]	9,0	0	0	0,54%
Δt [s]	118,01	0,02	0,05	
T_p [°C]	27,4	0,1	0,1	
P_p [Pa]	47	10	10	
$erro_p$ [%]	1,01	0,50	0	

(b) Amostra de rubi: *D426L0.60*, ar, operação na pressão, vazão máxima.

Parâmetro	Valor medido	Inc. sistemática	Inc. aleatória	Inc. global Q_0
T_0 [°C]	27,1	0,1	0,1	
P_0 [kPa]	8,664	0,1	0,05	
P_B [mmHg]	698,136	0,02	0,02	
V [dm ³]	1,0	0	0	0,51%
Δt [s]	193,27	0,02	0,05	
T_p [°C]	26,9	0,1	0,1	
P_p [Pa]	19	10	10	
$erro_p$ [%]	0,93	0,50	0	

Tabela 7.3. Avaliação de incertezas na medição de vazão com o medidor padrão de vazão tipo bureta.

(a) Amostra de rubi: *D076L03.3*, ar, operação no vácuo, vazão máxima.

Parâmetro	Valor medido	Inc. sistemática	Inc. aleatória	Inc. global Q_0
T_0 [°C]	22,4	0,1	0,1	
P_0 [kPa]	-0,024	0,001	0,001	
P_B [mmHg]	704,026	0,02	0,02	
V [cm ³]	25	0	0	0,51%
Δt [s]	43,34	0,02	0,2	
T_p [°C]	22,5	0,1	0,1	
P_p [Pa]	0	1	1	
$erro_p$ [%]	0,44	0,20	0	

(b) Amostra de rubi: D076L03.3, ar, operação no vácuo, vazão mínima.

Parâmetro	Valor medido	Inc. sistemática	Inc. aleatória	Inc. global Q_0
T_0 [°C]	21,5	0,1	0,1	
P_0 [kPa]	-0.009	0,001	0,001	
P_B [mmHg]	703,995	0,02	0,02	
V [cm ³]	25	0	0	0,51%
Δt [s]	107,08	0,02	0,5	
T_p [°C]	22,1	0,1	0,1	
P_p [Pa]	0	1	1	
$erro_p$ [%]	0,44	0,20	0	

Tabela 7.4. Avaliação de incertezas na medição de vazão com o medidor padrão de vazão tipo pipeta.

(a) Amostra de rubi: D034L07.4, ar, operação no vácuo, vazão mínima.

Parâmetro	Valor medido	Inc. sistemática	Inc. aleatória	Inc. global Q_0
T_0 [°C]	20,5	0,1	0,1	
P_0 [kPa]	-0.007	0,001	0,001	
P_B [mmHg]	701,959	0,02	0,02	
V [cm ³]	50	0,25	0,5	1,23%
Δt [s]	98,96	0,02	0,5	
T_p [°C]	20,8	0,1	0,1	
P_p [Pa]	0	1	1	
$erro_p$ [%]	0	0	0	

(b) Amostra de rubi: D034L07.4, ar, operação no vácuo, vazão máxima.

Parâmetro	Valor medido	Inc. sistemática	Inc. aleatória	Inc. global Q_0
T_0 [°C]	20,7	0,1	0,1	
P_0 [kPa]	-0.018	0,001	0,001	
P_B [mmHg]	702,354	0,02	0,02	
V [cm ³]	70	0,35	0,7	1,20%
Δt [s]	46,35	0,02	0,2	
T_p [°C]	20,5	0,1	0,1	
P_p [Pa]	0	0,001	0,001	
$erro_p$ [%]	0	0	0	

Tabela 7.5. Avaliação de incertezas na medição de vazão com o medidor padrão de vazão mássico.

(a) Amostra de aço (capilar): <i>D427L008</i> , ar seco, operação no vácuo, vazão máxima.				
Parâmetro	Valor medido	Inc. sistemática	Inc. aleatória	Inc. global Q_0
T_0 [°C]	25,4	0,1	0,1	
P_0 [kPa]	1,352	0,01	0,01	
P_B [mmHg]	702,172	0,02	0,02	0,54%
ρ_{std} [kg/m ³]	1,2	0	0	
Q_p [sccm]	1070	0	2,14	
$erro_p$ [%]	-0,04	0,50	0	

(b) Amostra de aço (capilar): <i>D427L008</i> , ar seco, operação no vácuo, vazão mínima.				
Parâmetro	Valor medido	Inc. sistemática	Inc. aleatória	Inc. global Q_0
T_0 [°C]	25,1	0,1	0,1	
P_0 [kPa]	0,533	0,01	0,01	
P_B [mmHg]	702,672	0,02	0,02	0,54%
ρ_{std} [kg/m ³]	1,2	0	0	
Q_p [sccm]	480	0	0,96	
$erro_p$ [%]	0,12	0,50	0	

É importante ressaltar que, no caso específico desta investigação, o parâmetro mais importante a ser considerado é o da incerteza aleatória, uma vez que ela traduz de uma maneira direta a capacidade do sistema de medição de obtenção de resultados experimentais repetitivos.

A incerteza sistemática, por sua vez, não é um fator crítico considerando-se que o objetivo buscado com o trabalho experimental não é o de se realizar uma calibração dos microorifícios, mas sim proporcionar resultados que possibilitem uma comparação entre os regimes críticos de escoamento estabelecidos nas diferentes amostras ensaiadas.

8. CONCLUSÕES

O presente trabalho de investigação foi desenvolvido com o objetivo de estudar o comportamento de escoamentos de gás em regime crítico através de orifícios e tubos capilares de dimensões reduzidas. Para isso, foram utilizados microdispositivos construídos em rubi, cerâmica e aço inoxidável, com diâmetros variando de 15,6 a 427 μm , e apresentando relações de comprimento pelo diâmetro na faixa de 0,60 a 160.

Foi realizado um extenso trabalho de investigação experimental onde as amostras foram testadas com ar, argônio, CO₂ e hélio, operando sob diferentes relações de pressão P_b/P_0 , desde valores próximos à unidade até da ordem de 0,1, e tanto nos regimes de operação sob pressão quanto sob vácuo.

Os resultados experimentais proporcionaram evidências acerca de uma série de fenômenos que se estabelecem em elementos de restrição desta dimensão operando sob condições críticas, sendo que, a partir destes resultados, é possível estabelecer uma série de conclusões, conforme descrito a seguir.

Dentro da faixa de dimensões de amostra em que foi desenvolvida a investigação, o fenômeno da blocagem do escoamento ocorre, mesmo em elementos de restrição de pequeno diâmetro e, conforme verificado, em números de Reynolds da ordem de até 40.

Entretanto, foi observado que existe uma diferença fundamental entre os regimes críticos de escoamento estabelecidos para uma condição de operação sob pressão e outra sob vácuo.

Quando o escoamento é gerado por meio de uma redução na pressão do reservatório de descarga, provocando-se um vácuo na saída do microdispositivo, a uma determinada relação de pressões P_b/P_0 , o escoamento se torna crítico. Para relações de P_b/P_0 menores que esta relação crítica de blocagem, que apresenta um valor diferente para cada tipo de amostra, a vazão volumétrica de gás referida às condições de estagnação Q_0 se mantém constante, indicando uma blocagem estável, e com um coeficiente de descarga fixo.

Porém, para um regime de operação sob pressão, onde o escoamento é estabelecido através de um aumento na pressão P_0 do reservatório de suprimento, os resultados obtidos mostraram que esta blocagem não se mantém constante, mesmo após ter sido atingida a relação crítica de blocagem, tendo sido observado que a vazão volumétrica Q_0 tende a aumentar, sendo este aumento mais pronunciado no caso dos microdispositivos de menor diâmetro.

O tipo de gás utilizado também influencia no regime crítico de escoamento estabelecido em um microorifício, sendo o fator de compressibilidade do gás um parâmetro importante na definição do padrão de blocagem. Dentre os gases utilizados, o CO_2 apresenta uma característica interessante devido à sua alta compressibilidade, o que determina que a blocagem de um escoamento com este tipo de gás, apresente valores de vazão Q_0 decrescentes com a redução da relação P_v/P_0 , mesmo em um regime de operação sob pressão.

Nos orifícios de relação L/D pequenos, similares a placas de orifício espessas, os efeitos de atrito do fluido com as paredes é desprezível, sendo que a blocagem do escoamento está relacionada à formação de uma *vena contracta*, onde as linhas de corrente, convergindo em direção à entrada do orifício, estabelecem uma seção transversal mínima no jato a jusante do plano de saída do dispositivo.

Nos elementos de restrição de relação L/D maiores, a aceleração do fluido ocorre devido ao atrito com as paredes, apresentando um núcleo de expansão junto à seção de saída do dispositivo onde são estabelecidas as velocidades críticas do escoamento. Em uma operação sob vácuo, a posição deste núcleo de expansão é praticamente fixa, ocorrendo invariavelmente junto ao plano de saída do orifício. Porém, em um regime de operação sob pressão, a localização deste núcleo varia em função da relação de pressões P_v/P_0 ,

deslocando-se para posições mais a jusante do plano de saída com a diminuição do valor de P_b/P_0 , evidenciando, desse modo, os efeitos de subexpansão do escoamento.

Os resultados obtidos através de simulação numérica foram bastante satisfatórios, permitindo concluir que a simulação numérica é capaz de proporcionar soluções com resultados representativos do processo investigado. É possível que, com a adoção de condições de contorno mais apropriadas, com modelos de turbulência melhores, geometrias e malhas mais refinadas, inclusão de valores de rugosidade corretas, o simulador seja capaz de modelar de maneira ainda mais fiel o fenômeno.

Sob o ponto de vista da aplicação tecnológica dos microdispositivos investigados, os resultados obtidos indicam que os microorifícios e tubos capilares, operando em regime crítico, podem ser perfeitamente aplicados na medição e controle de baixas vazões de gás, desde valores inferiores a $1\text{cm}^3/\text{min}$. Na operação sob vácuo, a estabilidade no coeficiente de descarga destes elementos de restrição permite a realização de medições de vazão com incertezas relativamente baixas, da ordem de $\pm 1\%$, dependendo essencialmente do padrão utilizado na sua calibração. Por outro lado, operando sob um regime de pressurização, a utilização destes microdispositivos exige que uma calibração prévia seja realizada ao longo da faixa de relações de pressão de trabalho e, preferencialmente, com o mesmo tipo de gás a ser utilizado na operação.

Finalmente, o presente trabalho de investigação foi realizado utilizando-se microdispositivos de dimensão reduzida, e onde a miniaturização apresenta-se como um fator que dificulta sobremaneira os processos de fabricação, impondo restrições à obtenção de amostras com geometrias e qualidade de acabamento controladas. Entretanto, considerando-se que em boa parte das situações investigadas o escoamento ocorria em regime laminar, observou-se que parâmetros como circularidade do furo e rugosidade superficial não exerciam influência significativa nos resultados obtidos.

Proposta de trabalhos futuros

O escopo da presente tese foi a investigação de regimes críticos de escoamento estabelecidos em orifícios e tubos capilares de dimensão reduzida, concentrando a análise nos ditos escoamentos por simples atrito, ou de Fanno.

Frente à dificuldade de se efetuar a medição das diferentes propriedades do escoamento em dispositivos desta dimensão, torna-se interessante a utilização da ferramenta de simulação numérica na caracterização de escoamentos deste tipo. Esta fato dá margem a uma série de investigações que poderiam ser realizadas, por exemplo, na verificação da influência da modificação dos formatos dos orifícios, com a inclusão de uma seção convergente na entrada, ou mesmo um divergente na saída. A determinação dos limites dimensionais e operacionais para estes tipos de elementos de restrição, onde o escoamento poderia deixar de ser tratado como contínuo, entrando nos regimes de escorregamento ou *slip flow*, poderiam ser igualmente investigados.

Embora o processo de fabricação seja um fator limitante, uma vez superado este obstáculo tecnológico, seria interessante a realização de investigações de escoamentos críticos em modelos isoentrópicos, utilizando-se para isso microbocais sônicos de perfil convergente-divergente, ou mesmo simplesmente convergente. Os efeitos de camada limite nestas microestruturas poderiam se tornar preponderantes frente às dimensões reduzidas de garganta, merecendo o estabelecimento de novas correlações, diferentes das atualmente utilizadas nas normas ISO 9300 (1990), válidas para bocais maiores operando sob Reynolds acima de 10^5 .

Finalmente, esta tese contribui para a abertura de uma nova vertente técnico-científica, onde outros fenômenos como *vortex shedding* e efeito Coanda, normalmente observados em macroestruturas, poderiam ser estudados visando a aplicação em microescoamentos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANDERSON, J.D.Jr. **Modern compressible flow - With historical perspective.** New York, N.Y., McGraw-Hill Book Company, 1982.

ANDERSON, J.D.Jr. **Fundamentals of aerodynamics.** New York, N.Y., McGraw-Hill Book Company, 1984.

ARNBERG, B.T. Review of critical flowmeters for gas flow measurements. **Journal of Basic Engineering**, v.84, p.447-460, Dec., 1962.

ASME-ANSI MFC-7M-1987 **Measurement of gas flow by means of critical flow Venturi nozzles.** The American Society of Mechanical Engineers. United Engineering Center, 245 East, 47th Street, New York, N.Y. 1987.

BERG, H.R. VAN DEN; SELDAN, C.A. TEN; GULIK, P.S. VAN DER. Compressible laminar flow in a capillary, **Journal of Fluid Mechanics**, v.246, p.1-20, 1993.

BIGNELL, N. The use of small sonic nozzles at low Reynolds number. In: The 9th International Conference on Flow Measurement FLOMEKO'98. Lund, Sweden, 1998. **Proceedings.** ITF, 1998. p.327-332.

BIRD PRECISION. **Precision orifices.** Waltham, MA, 1998.

BIRD PRECISION. **Jewel bearings.** Waltham, MA, 1998.

BRAGG, S.L. Effect of compressibility on the discharge coefficient of orifices and convergent nozzles. **Journal of Mechanical Engineers Science**, 2 (1), 1960.

BRAIN, T.J.S.; MACDONALD, L.M. Evaluation of the performance of small-scale critical Venturi using the NEL gravimetric gas flow standard test facility. In: Fluid Flow Measurement in the Mid-1070'S. **Proceedings.** Edinburgh, United Kingdom, 1975. p.103-125.

BRAIN, T.J.S.; REID, J. **Performance of small diameter cylindrical critical-flow nozzles.** East Kilbride, Glasgow: National Engineering Laboratory, June, 1973. (NEL Report No 546).

EMDEN, Wiedeman's 'Annalen', Bd. 69, p. 264 e 426 (1899).

GRACE, H.P.; LAPPLE, C.E. Discharge coefficients of small-diameter orifices and flow nozzles. **Transactions of the ASME**, p.639-647, July, 1951.

GREY, R.E.; WILSTED, H.D. Performance of conical jet nozzles in terms of flow and velocity coefficients. NACA TN 1757, Nov. 1948.

GUTERMUTH, **Zeitschrift VDI**, p.75, 1904.

HANNA, O.T., SANDALL, O.C. **Computational Methods in Chemical Engineering**, Prentice-Hall, New Jersey, 1995.

HAYAKAWA, M. et al. Development of the transfer standard with sonic Venturi nozzles for small mass flow rate of gases. In: The 9th International Conference on Flow Measurement FLOMEKO'98. Lund, Sweden, 1998. **Proceedings**. ITF, 1998. p.303-307.

HARLEY, J.C. et al. Gas flow in micro-channels. **Journal of Fluid Mechanics**, v.285, p.257-274, 1995.

HARTSHORN, **Proc. Roy. Soc., s.A**, v.94, 1917.

HILBRATH, H.S.; DILL, W.P.; WACKER, W.A. **The choking pressure ratio of a critical flow Venturi**. New York, ASME, 1973. (ASME Paper n° 73 WA/FM-7).

ISHIBASHI, M. et al. Precise calibration of critical nozzles of various shapes at the Reynolds number of $0,8 \sim 2,5 \times 10^5$. In: 7th International Conference on Flow Measurement. Flow Measurement in the Mid 90's. NEL-National Engineering Laboratory, East Kilbride, Glasgow, 1994. **Proceedings**. Session 6, paper 1.

ISHIBASHI, M. et al. Calibration of critical nozzles by critical nozzles. In: The 9th International Conference on Flow Measurement FLOMEKO'98. Lund, Sweden, 1998. **Proceedings**. ITF, 1998. p.31-36.

ISO 9300: 1990. **Measurement of gas flow by means of critical Venturi nozzles**. ISO-International Organisation for Standardisation. Switzerland. 1990.

JOBSON, D.A. On the flow of a compressible fluid through orifices. **Proceedings of Inst. Mech. Engrs.**, p.767-776, 1955.

JOHNSON, R.C. Calculations of real-gas effects in flow through critical-flow nozzles. **Journal of Basic Engineering**, Transactions of the ASME, p.519-526, Sept., 1964.

JOHNSON, R.C. **Real gas effects in critical flow through nozzles and tabulated thermodynamics properties**. 1965. (NASA TN D-2565).

JOHNSON, R.C. Calculations of the flow of natural gas through critical flow nozzles. **Journal of Basic Engineering**, Transactions of the ASME, p.580-589, Sept., 1970.

LAVANTE, E. VON; NATH, B.; DIETRICH, H. Effects of Instabilities on flow rates in small sonic nozzles. In: The 9th International Conference on Flow Measurement FLOMEKO'98. Lund, Sweden, 1998. **Proceedings**. ITF, 1998. p.221-226.

LIEPMANN, H.W.; ROSHKO, A. **Elements of gas dynamics**. New York, N.Y., John Wiley & Sons, Inc., 1957. (Galcit Aeronautical Series).

MEDLOCK, R.S. The historical development of flowmetering. **Measurement and Control**, n.19, June, 1986.

MILLER, R.W. **Flow measurement engineering handbook**. New York, N.Y., McGraw-Hill Publishing Company, 2nd ed., 1989.

MIRALLES, B.T. On the experimental determination of the discharge coefficient of sonic nozzles for Reynolds numbers from 4×10^4 to 2×10^5 . In: The 9th International Conference on Flow Measurement FLOMEKO'98. Lund, Sweden, 1998. **Proceedings**. ITF, 1998. p.227-232.

NAKAO, S.I. Choking phenomenon of sonic Venturi nozzles on low Reynolds numbers. In: The 9th International Conference on Flow Measurement FLOMEKO'98. Lund, Sweden, 1998. **Proceedings**. ITF, 1998. p.473-478.

Par Research Project NX-19. **Manual for the determination of supercompressibility factors for natural gas**. New York, American Gas Association, 1962.

PARK, K.A. Effects of inlet shapes of critical sonic nozzles on discharge coefficients. In: Flow Measurement FLOMEKO'93. KRISSE, Seoul, Korea, 1993. **Proceedings**. p.355-362.

PEREIRA, M.T. **Desenvolvimento de um venturi sônico como padrão para medição de vazão**. São Paulo, 1990. 163p. Dissertação (Mestrado) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo.

PEREIRA, M.T. **Investigação experimental sobre escoamentos transicionais**. São Paulo, 1997. 235p. Tese (Doutorado) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo.

PEREIRA, M.T.; RUIS, V. The use of a sonic nozzle package as a mobile calibration equipment. In: The 9th International Conference on Flow Measurement FLOMEKO'98. Lund, Sweden, 1998. **Proceedings**. ITF, 1998. p.321-325.

PERRY, J.A. Critical flow through sharp-edged orifices. **Transactions of the ASME**, v.71, p.757-764, Oct. 1949.

PRANDTL, L. "Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung," **Proc. Third Internat. Math. Cong.**, Heidelberg, (tradução para o inglês em **NACA Technical Memo**, 452), 1904.

PRANDTL, L. '**Physikalische Zeitschrift**', p.599 (1904), e p.23 (1907).

PRAUSE, R.H. **An experimental investigation on the effects of the back pressure on the pressure distribution for compressible laminar flow in a choked-flow tube**. Bachelor of Science thesis, Massachusetts Institute of Technology, June, 1960.

RAYLEIGH, L. On the dynamics of revolving fluids. **Proc. Ry. Soc. London**. s.A, v.93, p.148-154, 1916.

REYNOLDS, O. On the flow of gases. **Proceedings of the Manchester Literary and Philosophical Society**, v.25, p.55, 1885.

ROBINSON, D.I., et al. A critical appraisal of techniques for the determination of extremely low gas flow rates. In: International Conference on Flow Measurement in the MID 80's. NEL-National Engineering Laboratory, East Kilbride, Glasgow, 1986. **Proceedings**. paper 10.3.

SHAPIRO, A.H. **The dynamics and thermodynamics of compressible flow**. New York, N.Y., John Wiley & Sons, 1953. v.1.

SHAPIRO, A.H. **The dynamics and thermodynamics of compressible flow**. New York, N.Y., John Wiley & Sons, 1954. v.2.

SMITH, R.E.; MATZ, R.J. A theoretical method of determining discharge coefficients for venturis operating at critical flow conditions. **Journal of Basic Engineering**, v.84, n.4, p.434-446, 1962.

SREEKANT, A.K. Slip flow through long circular tubes. In: The 6th International Symposium On Rarefied Gas Dynamics, M.I.T., July, 1968. **Proceedings**. Eds. L. Trilling e H.Y. Wachman. Rarefied Gas Dynamics, New York, Academic Press, 1969.

STANTON, T.E., **On the flow of gases at high speeds**, Proceedings of The Royal Society of London, series A, vol. 111, plates 6 and 7, p. 306-339, Mar. 1926.

STODOLA, A. **Steam and gas turbines**. New York, N.Y., McGraw-Hill Book Company, 1927.

STOKES, G.G. Report of recent researches in hydrodynamics. **Reports of Meetings of The British Association for the Advancement of Science**, v. 1 (relating to the 16th Meeting), 1846.

STRATFORD, B.S. The calculation of the discharge coefficient of profiled choked nozzles and the optimum profile for absolute air flow measurement. **Journal of the Royal Aeronautical Society**, n.68, p.237-245, 1964.

TIETJENS, O.G., Flow of gases at a rate exceeding the acoustic velocity. **Transactions of the ASME**, APM-53-4, v.53, p.49, 1931.

YOO, S.Y. et al. Experimental study on the factors influencing discharge coefficients of sonic nozzle. In: Flow Measurement FLOMEKO'93. KRIS, Seoul, Korea, 1993. **Proceedings**. p.363-371.

WANTZEL, L.; SAINT VENANT, A.J.C. Mémoire et expériences sur l'écoulement de l'air, déterminé par les différence de pressions considérables, **Journal de l'École Royale Polytechnique**, s.1, v. 16, p.306-339, 1839.

WEIR, A. Jr.; YORK, J. L.; MORRISON, R. B. Two-and three-dimensional flow of air through square-edged sonic orifices. **Transactions of the ASME**, p.481-488, Apr. 1956.

WEISBACH. Versuche über die Auströmung der Luft unter hohem Druck (Tests on the discharge of air at high pressures), **Zivilingenieure**, Leipzig, v.12, p.85, 1866.

WHITE, F. M. **Viscous fluid flow**. 2nd ed. McGraw-Hill, Inc. New York, 1991.

WILDE, H. On the velocity with which air rushes into a vacuum, and on some other phenomena attending the discharge of atmospheres at higher into atmospheres of lower density. **Proceedings of the Manchester Literary and Philosophical Society**, v.25, p.17, 1885.

ZEUNER, 'Technische Thermodynamic', Leipzig, 1905.

ZUCROW, M. J.; HOFFMAN, J. D. **Gas Dynamics**. New York, N. Y., John Wiley & Sons, Inc., 1976. v.1.

APÊNDICE A

PROCESSO DE FABRICAÇÃO DOS MICROORIFÍCIOS DE RUBI

PROCESSO DE FABRICAÇÃO DOS MICROORIFÍCIOS DE RUBI

1. Processo de fabricação do rubi sintético

Em 1892, Auguste Verneuil, um professor do *Paris Conservatory of Arts and Crafts*, movido pelo desejo de aperfeiçoar a cristalização do rubi sintético, deu origem à industrialização deste material como ela é conhecida atualmente.

Quando é feita uma mistura de sulfato de alumínio altamente puro e amônia, o produto resultante dá origem a um cristal denominado alumina amoniacal. Para a obtenção de safiras coloridas, são adicionados óxidos ou sais metálicos neste ponto do processo de fabricação. Por exemplo, níquel para o amarelo e cromo para o vermelho. É interessante ressaltar que todas as safiras sintéticas, independentemente da cor (azul, branca, transparente ou amarela), são denominadas simplesmente de safira, exceto a safira de cor vermelha que é comumente chamada de rubi. Esta mistura, muito parecida com o açúcar cristal, é submetida a um processo de calcinação a 1200°C, sendo que o produto resultante é o óxido de alumínio.

A fase final do processo é a fusão e a cristalização da alumina finamente peneirada sobre uma chama de oxigênio. Neste processo, uma peneira cheia de pó é montada sobre uma mola em um recipiente hermético. Uma leve batida dada por um pequeno martelo libera uma quantidade ajustável de alumina que é derrubada sobre a chama de oxigênio. A alumina se funde na parte mais quente da chama, a aproximadamente 2000°C, e se cristaliza na superfície de um suporte onde a alumina, conhecida como *boule*, é formada em camadas sucessivas conhecidas como zonas de crescimento. Durante a formação do *boule*, um processo que dura de 3 a 5 horas, um came faz com que o pequeno martelo seja sistematicamente acionado, de tal modo que toda nova

camada a ser refinada esteja sempre na mesma região da chama. Após obter o crescimento do *boule* até as dimensões desejadas, o fluxo de alumina é interrompido.

O *boule*, sendo altamente sensível ao toque mecânico nesta fase, é dividido ao meio, exatamente no eixo óptico. Ressalta-se que, normalmente, as técnicas de microusinagem, eletro-erosão ou simples moldagem, não proporcionam um método técnico e economicamente adequado à fabricação de orifícios em rubis, especialmente nos casos onde se busca tanto a produção em larga escala como a precisão dimensional.

2 Processo de fabricação dos microorifícios em rubi sintético

O processo de fabricação dos orifícios de rubi utilizados na investigação é bastante simples e consiste na alimentação automática dos discos de rubi, ou *blanks*, previamente cortados, através de uma sistema vibratório sincronizado que, ao final, posiciona e prende com precisão as peças em uma mesa de furação. Os discos de rubi são, então, submetidos individualmente a uma operação de furação a laser. Uma descarga de laser com duração de milisegundos libera uma quantidade bastante grande de energia, furando a peça por fusão do material. O orifício resultante é, obviamente, subdimensionado em termos das dimensões finais da amostra desejada e, além disso, o acabamento superficial não é perfeito. Porém, este processo de furação permite a obtenção de um grande número de peças furadas em pouco tempo.

A seguir, as peças furadas são agrupadas uma após a outra em uma fileira de aproximadamente 5000 unidades, passando pelos seus orifícios alinhados um fio longo de polimento embebido em uma pasta de pó de diamante. As peças furadas são mantidas estacionárias enquanto que o fio oscila para frente e para trás.

Este movimento de vai e vem alarga o furo gradualmente até o seu diâmetro final. A figura 1 ilustra o processo.

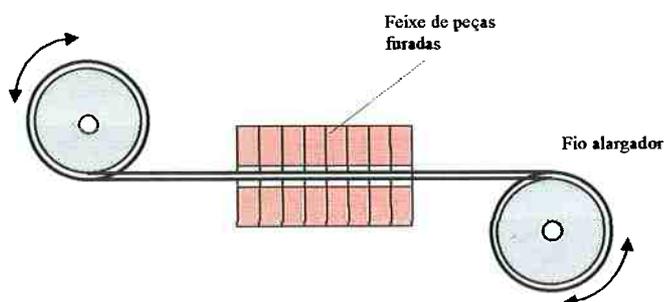


Figura 1. Processo de acabamento superficial dos microorifícios de rubi.

Como o fio de desgaste é circular, os orifícios resultantes apresentam normalmente uma circularidade bastante boa. O resultado final é um lote grande de orifícios idênticos com uma tolerância no diâmetro interno da ordem de 5 μm ou menos, uma circularidade de 1 a 2 μm ou melhor, e orifícios com acabamento superficial interno altamente polido. As principais propriedades do rubi sintético são apresentadas na tabela 1.

Tabela 1. Características do rubi sintético.

Propriedades físicas	sistema cristalino	hexagonal
	fórmula química	Al_2O_3
	pureza	99,99%
	clivagem	concoidal
Propriedades térmicas	ponto de fusão	2050°C
	ponto de amolecimento	1800°C
	calor específico a 25°C	0,18 cal/g
	condutibilidade térmica a 25°C	0,1 cal/s.cm. °C
Propriedades mecânicas	dureza Mohs	9
	módulo de elasticidade (Young E)	$4,4 \times 10^6 \text{ kg/cm}^2$
	módulo de ruptura a 25°C	4000 kg/cm^2
	tensão de compressão a 25°C	21000 kg/cm^2
Propriedades químicas	ataque de ácidos e alcalis a 300°C	imune
	porosidade	muito baixa
Propriedades elétricas	constante dielétrica	7,5 a 10,5
	resistência elétrica a 500°C	$10^{11} \Omega/\text{cm}$

APÊNDICE B

PROCESSO DE FABRICAÇÃO DA CERÂMICA VERDE

PROCESSO DE FABRICAÇÃO DA CERÂMICA VERDE

1. Processo de fabricação da cerâmica verde

As cerâmicas verdes são materiais compostos de cerâmicas refratárias com granulação uniforme, sendo o substrato básico destas cerâmicas normalmente constituído de alumina (Al_2O_3), mas é possível fabricá-las com outros elementos cerâmicos como o BeO, de alta condutividade térmica, ou cerâmicas fotovoltaicas ou mesmo piezoelétricas.

A composição usual inclui o vidro como ligante, a fim de diminuir a temperatura de processamento, além de materiais orgânicos como elementos ligantes e de controle de viscosidade.

A fita de cerâmica verde é formada espalhando-se a formulação desejada em forma de pasta sobre um substrato portador móvel, normalmente um filme fino de acetato de celulose, Teflon ou Mylar.

A formação da fita é realizada através de um processo no qual uma faca ajustável define a espessura desejada da mesma, como mostrado na figura 1.

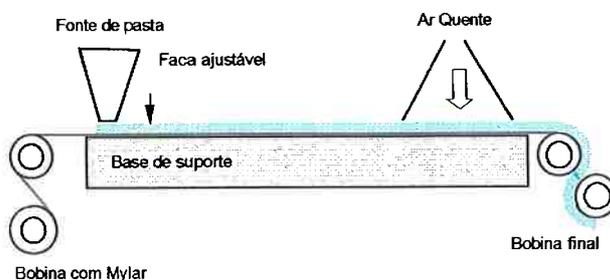


Figura 1. Processo de fabricação de fitas de cerâmica verde.

Após um recozimento suave, realizado para retirar parte dos solventes utilizados, obtém-se uma fita delgada, altamente maleável, e que permite ser trabalhada antes do processo de queima.

As fitas de cerâmica verde são cortadas para a obtenção de folhas de camada padrão, de 3 x 3 polegadas como mostrado na figura 2.

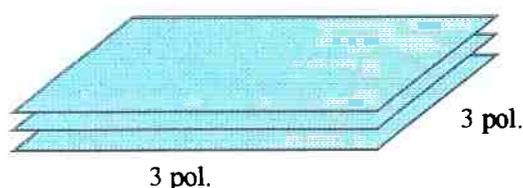


Figura 2. Folhas de camada padrão obtidas a partir de uma fita de cerâmica verde.

Estas folhas podem ser justapostas e laminadas para a obtenção de espessuras maiores de material. O número máximo de camadas justapostas recomendado é da ordem de 50, porém, já foram reportadas aplicações com até 100 camadas. Na justaposição, as camadas de cerâmica verde devem ser rotacionadas sucessivamente de 90° para compensar eventuais problemas de textura induzidos durante o processo de moldagem.

O processo de laminação é realizado numa prensa hidráulica com pressões da ordem de 20 MPa e a uma temperatura de 80°C, durante 10 minutos.

Concluído este processo, o laminado, ainda bastante maleável, está pronto para ser conformado através de um processo de usinagem ou estampagem. Em verde, a menor via ou cavidade possível de ser estampada é da ordem de 25 µm. Porém, esta via ou cavidade diminui um pouco de tamanho devido ao encolhimento que sofre o material durante o processo de sinterização. A formulação da cerâmica verde utilizada na investigação, fabricada pela Du Pont, apresenta um encolhimento de cerca de 12% no

plano $x-y$ e de 15% no eixo z . Este encolhimento é uniforme e fixo, dependendo basicamente da pressão de laminação. Portanto, controlando-se esta pressão, é possível prever e incorporar estas contrações quando do projeto de um microdispositivo.

O tamanho de grão, e por conseguinte a rugosidade média superficial da lâmina de cerâmica queimada, é de cerca de $0,3 \mu\text{m}$, sua condutância térmica é de aproximadamente 3 W/mK , e o seu coeficiente de expansão térmica é de $5,8 \text{ ppm/}^\circ\text{C}$.

Após trabalhado, o material deve ser submetido a um processo de sinterização, o que pode ser realizado utilizando-se um forno elétrico.

Após a queima, a cerâmica verde se torna um material extremamente rígido e resistente. Por exemplo, a resistência à flexão da formulação a base de alumina é de 320 MPa , o que permite a obtenção de uma estrutura bastante robusta após a queima.

Outra boa característica da cerâmica verde é que ela é imune à maioria dos produtos químicos corrosivos para os quais o silício ou o vidro não seriam adequados.

A porosidade da cerâmica verde é baixa devido ao uso de um material vítreo como ligante da alumina. Porém, este parâmetro depende fundamentalmente da pressão utilizada durante o processo de laminação.

Mesmo após a queima, estes materiais podem ser submetidos a usinagens de acabamento utilizando-se ferramentas de diamante ou o próprio laser, com o objetivo de definir o seu formato e as suas dimensões finais.

APÊNDICE C

PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO DE UM PICNÔMETRO A HÉLIO

(Modelo AccuPyc 1330)

PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO DE UM PICNÔMETRO A HÉLIO

(Modelo AccuPyc 1330)

A picnometria baseia-se na medição da massa e do volume de uma amostra que pode ser sólida, de formato regular ou irregular, inteiros, em grãos, ou mesmo em pó.

Um esquema simplificado do instrumento é mostrado na figura A.1.

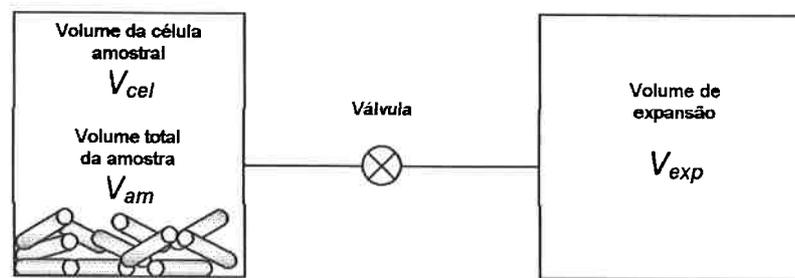


Figura A.1. Esquema do princípio de operação de um picnômetro a gás.

O instrumento possui duas células, uma amostral, de volume V_{cel} , e outra de expansão, de volume V_{exp} . Interligando estas duas células, existe um tubo com uma válvula de bloqueio.

O princípio de funcionamento do instrumento é descrito a seguir.

Após a preparação das amostras, que consiste no corte do capilar em pequenos segmentos, lavagem com solvente, e secagem, as amostras são depositadas no interior da célula amostral. Inicialmente, ambas as células V_{cel} e V_{exp} encontram-se à temperatura ambiente T_a e pressão ambiente P_a , então, a válvula de bloqueio é fechada.

O volume V_{cel} é carregado com hélio até uma pressão inicial P_i . A equação dos gases, aplicada ao volume V_{cel} resulta:

$$P_i (V_{cel} - V_{am}) = n_{cel} R T_a \quad (\text{A.1})$$

onde n_{cel} é o número de moles do gás na célula amostral, R é a constante do gás e T_a é a temperatura ambiente.

Analogamente, a equação dos gases aplicada ao volume V_{exp} torna-se:

$$P_a V_{exp} = n_{exp} R T_a \quad (A.2)$$

onde n_{exp} é o número de moles do gás na célula de expansão.

Uma vez estabilizadas as condições de pressão e de temperatura, são realizadas as medidas destes parâmetros. Então, a válvula é aberta e a pressão atinge um valor final de valor intermediário P_f , e a equação do balanço de massa se torna:

$$P_f (V_{cel} - V_{am} + V_{exp}) = n_{cel} R T_a + n_{exp} R T_a \quad (A.3)$$

Substituindo-se as equações (A.1) e (A.2) em (A.3):

$$P_f (V_{cel} - V_{am} + V_{exp}) = P_i (V_{cel} - V_{am}) + P_a V_{exp} \quad (A.4)$$

ou:

$$(P_f - P_i) (V_{cel} - V_{am}) = (P_a - P_f) V_{exp} \quad (A.5)$$

então:

$$(V_{cel} - V_{am}) = \frac{P_a - P_f}{P_f - P_i} V_{exp} \quad (A.6)$$

Adicionando-se e subtraindo-se P_a no denominador e rearranjando, resulta:

$$-V_{am} = -V_{cel} + \frac{(P_a - P_f) V_{exp}}{(P_f - P_a) - (P_i - P_a)} \quad (A.7)$$

Dividindo-se por $(P_a - P_f)$ em ambos o numerador e o denominador:

$$V_{am} = V_{cel} - \frac{V_{exp}}{-1 - \frac{P_i - P_a}{P_a - P_f}} \quad (A.8)$$

ou

$$V_{am} = V_{cel} - \frac{V_{exp}}{\frac{P_i - P_a}{P_f - P_a} - 1} \quad (A.9)$$

Uma vez que as pressões P_i , P_f , e P_a são expressas nas equações (A.1) até (A.9) como pressões absolutas e a equação (A.9) é estabelecida de tal forma que P_a é subtraída de ambas as pressões P_i e P_f , antes da sua utilização, estas diferenças podem ser redefinidas em termos de pressões diferenciais:

$$\Delta P_i = (P_i - P_a) \quad (\text{A.10})$$

$$\Delta P_f = (P_f - P_a) \quad (\text{A.11})$$

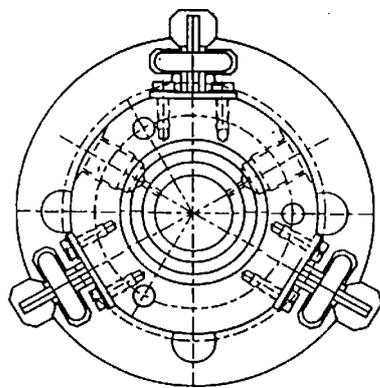
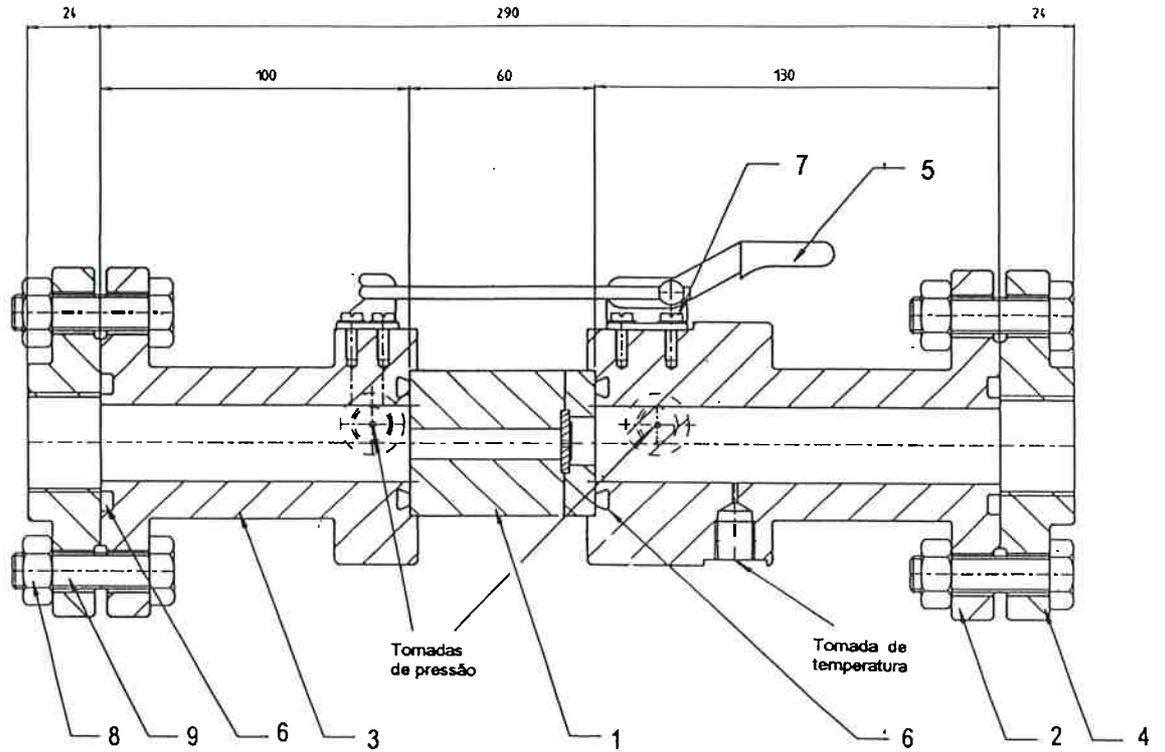
E, assim, a equação (A.9) pode ser reescrita na seguinte forma

$$V_{am} = V_{cel} - \frac{V_{exp}}{\Delta P_i / \Delta P_f - 1} \quad (\text{A.12})$$

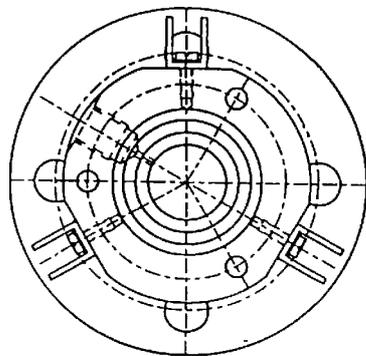
Assim, a equação (A.12) constitui-se na equação de trabalho do picnômetro. Os volumes V_{cel} e V_{exp} são calibrados e as pressões são medidas por meio de transdutores do tipo diferencial. Previamente às medições, o aparelho realiza automaticamente uma série de purgas no sistema a fim de garantir a presença unicamente do gás de medição, no caso o hélio de alta pureza.

APÊNDICE D

DESENHOS DO CONJUNTO ACOPLADOR E DO FIXADOR DE MICRODISPOSITIVOS



TUBO DE ENTRADA

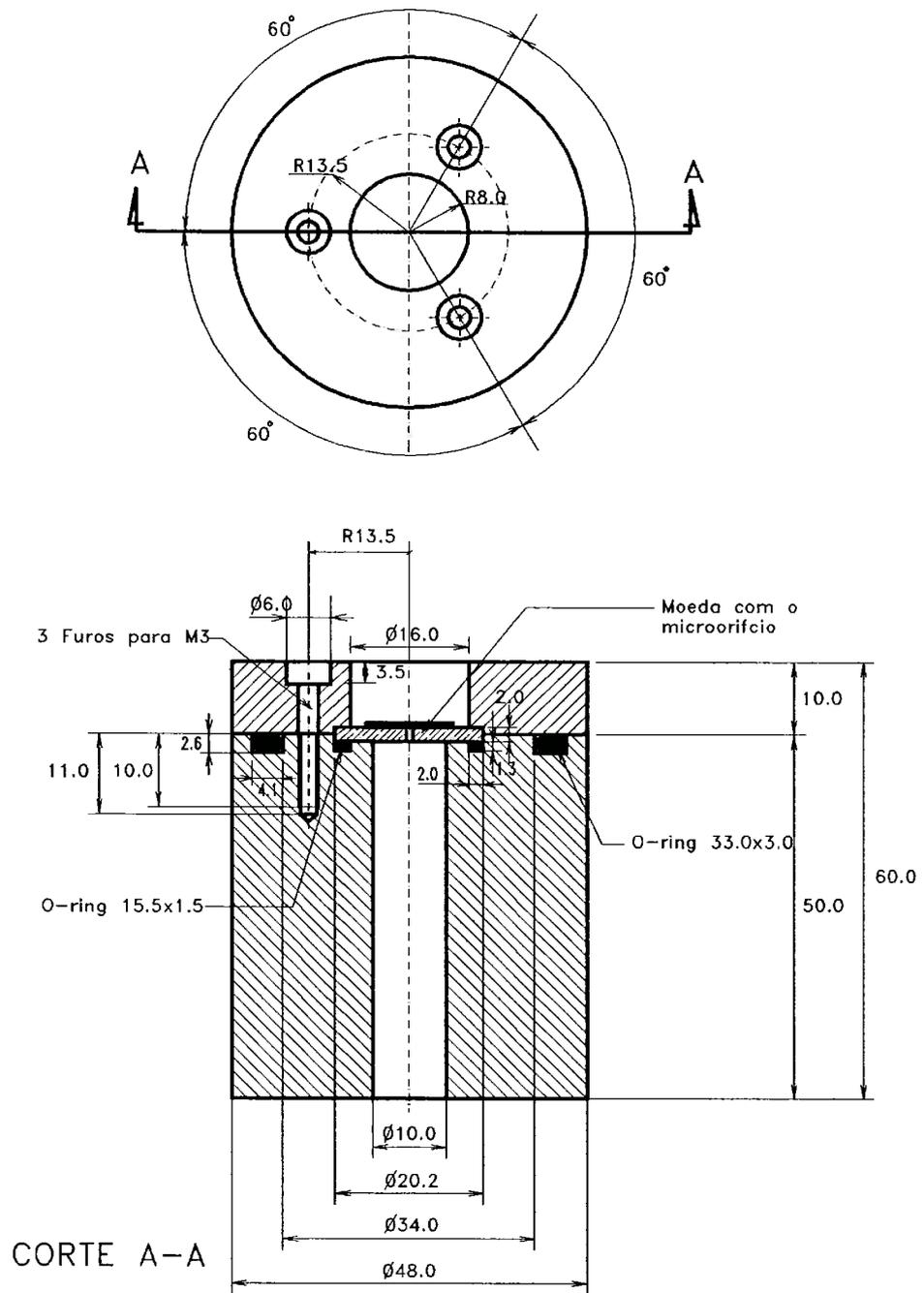


TUBO DE SAÍDA

ITEM	QUANT.	DESCRIÇÃO	ESPECIFICAÇÃO
1	1	Fixador de microdispositivos	
2	1	Tubo de entrada	2168-5100-019
3	1	Tubo de solda	2168-5100-020
4	2	Flange de 1"	Reisser
5	3	Prendedor com alavanca	De-sta-co
6	4	O-ring 32x5	Busak+Chamban
7	18	Parafuso DIN 912	M 4 x 10
8	8	Porca DIN 934	M 12
9	8	Parafuso DIN 931	M 12 x 50

		Escala: 1:1	P:VP2166
		Material: Aço anodizado	
Data/	Nome/	Denominação:	
12.7.98	Kon	Conjunto acoplador	
Original:			
EHLER PRÜFTECHNIK		Nº: 2168-5100-000/1	

Figura 1. Desenho do conjunto acoplador.



Desenho de conjunto

Material: Aço inox AISI 304 ou 316

Medidas em milímetros

Figura 2. Desenho do fixador de microdispositivos.

APÊNDICE E

PROGRAMAS UTILIZADOS PARA A AVALIAÇÃO DE INCERTEZAS NA MEDIÇÃO DE VAZÃO

PROGRAMA 1: SIERRA

```
Calcula a incerteza na medida da vazão de estagnação para o padrão
SIERRA
DEFDBL A-Z
DECLARE FUNCTION Q0(T, P, PB,DSTD, QP, erro) AS DOUBLE
FUNCTION PBMAIN()
    LOCAL CH AS STRING, GAS AS LONG, File AS STRING
    GLOBAL MM AS DOUBLE, Tcr AS DOUBLE, Pcr AS DOUBLE, w AS DOUBLE
    GLOBAL R AS DOUBLE
    LOCAL T AS DOUBLE, P AS DOUBLE, PB AS DOUBLE, DSTD AS DOUBLE, QP
AS DOUBLE
    LOCAL erro AS DOUBLE
    R = 8.31441
    PRINT "GASES DISPONÍVEIS: 1-AIR, 2-AR, 3-CO2, 4-He"
    LINE INPUT "Entre com o gas desejado: ", CH
    GAS = VAL(CH)
    MM = VAL(READ$(GAS))
    Pcr = VAL(READ$(GAS + 4))
    Tcr = VAL(READ$(GAS+8))
    w = VAL(READ$(GAS+12))
    LOCAL eT AS DOUBLE, eTs AS DOUBLE, eTa AS DOUBLE
    LOCAL eP AS DOUBLE, ePs AS DOUBLE, ePa AS DOUBLE
    LOCAL ePB AS DOUBLE, ePBs AS DOUBLE, ePBa AS DOUBLE
    LOCAL eDSTD AS DOUBLE, eDSTDs AS DOUBLE, eDSTDa AS DOUBLE
    LOCAL eerro AS DOUBLE, eerroS AS DOUBLE, eerroa AS DOUBLE
    LINE INPUT "Entre com o nome do arquivo com as incertezas dos
diversos parametros: ", File
    'Ler o arquivo com os parâmetros:
    OPEN File FOR INPUT AS #1
    INPUT #1, T, eTs, eTa
    INPUT #1, P, ePs, ePa
    INPUT #1, PB, ePBs, ePBa
    INPUT #1, DSTD, eDSTDs, eDSTDa
    INPUT #1, QP, eQPs, eQPa
    INPUT #1, erro, eerroS, eerroa
    CLOSE #1
    eT = SQR(eTa^2 + eTs^2)
    eP = SQR(ePa^2 + ePs^2)
    ePB = SQR(ePBa^2 + ePBs^2)
    eDSTD = SQR(eDSTDa^2 + eDSTDs^2)
    eQP = SQR(eQPa^2 + eQPs^2)
    eerro = SQR(eerroa^2 + eerroS^2)
    LOCAL dT AS DOUBLE, dP AS DOUBLE, dPB AS DOUBLE, dDSTD AS DOUBLE,
dQP AS DOUBLE
    LOCAL Q AS DOUBLE, Value AS DOUBLE, F1 AS DOUBLE, F2 AS DOUBLE
    LOCAL F_1 AS DOUBLE, F_2 AS DOUBLE
    'Calculo das derivadas
    Q = Q0(T,P,PB,DSTD,QP,erro)
    'dQ0/dT
    h = MAX(ABS(T)*0.0001, 0.000001)
    F1 = Q0(T+h,P,PB,DSTD,QP,erro)
    F2 = Q0(T+2*h,P,PB,DSTD,QP,erro)
    F_1 = Q0(T-h,P,PB,DSTD,QP,erro)
    F_2 = Q0(T-2*h,P,PB,DSTD,QP,erro)
    dT = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)
    'dQ0/dP
    h = MAX(ABS(P)*0.0001, 0.000001)
```

```

F1 = Q0(T,P+h,PB,DSTD,QP,erro)
F2 = Q0(T,P+2*h,PB,DSTD,QP,erro)
F_1 = Q0(T,P-h,PB,DSTD,QP,erro)
F_2 = Q0(T,P-2*h,PB,DSTD,QP,erro)
dP = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)
'dQ0/dPB
h = MAX(ABS(PB)*0.0001, 0.000001)
F1 = Q0(T,P,PB+h,DSTD,QP,erro)
F2 = Q0(T,P,PB+2*h,DSTD,QP,erro)
F_1 = Q0(T,P,PB-h,DSTD,QP,erro)
F_2 = Q0(T,P,PB-2*h,DSTD,QP,erro)
dPB = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)
'dQ0/dDSTD
h = MAX(ABS(DSTD)*0.0001, 0.000001)
F1 = Q0(T,P,PB,DSTD+h,QP,erro)
F2 = Q0(T,P,PB,DSTD+2*h,QP,erro)
F_1 = Q0(T,P,PB,DSTD-h,QP,erro)
F_2 = Q0(T,P,PB,DSTD-2*h,QP,erro)
dDSTD = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)
'dQ0/dQP
h = MAX(ABS(QP)*0.0001, 0.000001)
F1 = Q0(T,P,PB,DSTD,QP+h,erro)
F2 = Q0(T,P,PB,DSTD,QP+2*h,erro)
F_1 = Q0(T,P,PB,DSTD,QP-h,erro)
F_2 = Q0(T,P,PB,DSTD,QP-2*h,erro)
dQP = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)
'dQ0/derro
h = MAX(ABS(erro)*0.0001, 0.000001)
F1 = Q0(T,P,PB,DSTD,QP,erro+h)
F2 = Q0(T,P,PB,DSTD,QP,erro+2*h)
F_1 = Q0(T,P,PB,DSTD,QP,erro-h)
F_2 = Q0(T,P,PB,DSTD,QP,erro-2*h)
derro = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)
'*****
*
'Calcular a incerteza
LOCAL Incert AS DOUBLE
Incert = (eT * dT) ^2
Incert = Incert + (eP * dP) ^2
Incert = Incert + (ePB* dPB) ^2
Incert = Incert + (eDSTD * dDSTD) ^2
Incert = Incert + (eQP * dQP) ^2
Incert = Incert + (eerro*derro)^2
Incert = SQR(Incert)
PRINT "A incerteza e':..... ", Incert
PRINT "A incerteza relativa e' (%):..... ", 100*Incert / Q
PRINT "Pressione qualquer tecla para continuar..."
WAITKEY$
EXIT FUNCTION
'Propriedades dos gases:
'Peso molecular
DATA "28.9645", "39.948", "44.0098", "4.0026"
'Pressões críticas:
DATA "3771", "4865", "7382", "229"
'Temperaturas críticas:
DATA "132.45", "150.8", "304.3", "5.3"
'Fator acêntrico:
DATA "0.04", "-0.004", "0.231", "-0.387"
END FUNCTION
FUNCTION Q0(T, P, PB,DSTD, QP, erro) AS DOUBLE

```

```

LOCAL Z AS DOUBLE, Tr AS DOUBLE, Pr AS DOUBLE, Patm AS DOUBLE
LOCAL Ro AS DOUBLE
Patm = PB * 133.322368421 / 1000
Tr = (T+273.15) / Tcr
Pr = (P + Patm) / Pcr
'Calculo do fator de compressibilidade:
Z = pr/Tr
Z = Z * ( (0.1445+0.073*w) - (0.33-0.46*w)/Tr - (0.1385 + 0.5*w) /
(Tr*Tr) -
-(0.0121+0.097*w)/(Tr^3) -0.0073*w/(Tr^8) )
Z = Z+1
Ro = (P + Patm) / (Z*R/MM * (T + 273.15))
'Determinação de Q0
FUNCTION = QP / (1 + erro/100) * DSTD / Ro
END FUNCTION

```

PROGRAMA 2: WTM

```
'Calcula a incerteza na medida da vazão de estagnação para o padrão WTM
$DIM ALL
DECLARE FUNCTION Q0(T AS DOUBLE, P AS DOUBLE, PB AS DOUBLE, Vol AS DOUBLE,
Tempo AS DOUBLE, Tp AS DOUBLE, Pp AS DOUBLE, erro AS DOUBLE) AS DOUBLE
DECLARE FUNCTION Densidade(T AS DOUBLE, P AS DOUBLE) AS DOUBLE
FUNCTION PBMAIN()
  LOCAL CH AS STRING, GAS AS LONG, File AS STRING
  GLOBAL MM AS DOUBLE, Tcr AS DOUBLE, Pcr AS DOUBLE, w AS DOUBLE
  GLOBAL R AS DOUBLE
  LOCAL T AS DOUBLE, P AS DOUBLE, PB AS DOUBLE, Tp AS DOUBLE, Pp AS DOUBLE, Vol
AS DOUBLE, Tempo AS DOUBLE
  LOCAL erro AS DOUBLE
  R = 8.31441
  PRINT "GASES DISPONÍVEIS: 1-AIR, 2-AR, 3-CO2, 4-He"
  LINE INPUT "Entre com o gas desejado: ", CH
  GAS = VAL(CH)
  MM = VAL(READ$(GAS))
  Pcr = VAL(READ$(GAS + 4))
  Tcr = VAL(READ$(GAS+8))
  w = VAL(READ$(GAS+12))
  LOCAL eT AS DOUBLE, eTs AS DOUBLE, eTa AS DOUBLE
  LOCAL eP AS DOUBLE, ePs AS DOUBLE, ePa AS DOUBLE
  LOCAL ePB AS DOUBLE, ePBs AS DOUBLE, ePBa AS DOUBLE
  LOCAL eVol AS DOUBLE, eVols AS DOUBLE, eVola AS DOUBLE
  LOCAL eTempo AS DOUBLE, eTempos AS DOUBLE, eTempoa AS DOUBLE
  LOCAL ePp AS DOUBLE, ePps AS DOUBLE, ePpa AS DOUBLE
  LOCAL eTp AS DOUBLE, eTps AS DOUBLE, eTpa AS DOUBLE
  LOCAL eerro AS DOUBLE, eerroS AS DOUBLE, eerroa AS DOUBLE
  LINE INPUT "Entre com o nome do arquivo com as incertezas dos diversos parametros: ", File
  'Ler o arquivo com os parâmetros:
  OPEN File FOR INPUT AS #1
  INPUT #1, T, eTs, eTa
  INPUT #1, P, ePs, ePa
  INPUT #1, PB, ePBs, ePBa
  INPUT #1, Vol, eVols, eVola
  INPUT #1, Tempo, eTempos, eTempoa
  INPUT #1, Tp, eTps, eTpa
  INPUT #1, Pp, ePps, ePpa
  INPUT #1, erro, eerroS, eerroa
  CLOSE #1
  eT = SQR(eTa^2 + eTs^2)
  eP = SQR(ePa^2 + ePs^2)
  ePB = SQR(ePBa^2 + ePBs^2)
  eVol = SQR(eVola^2 + eVols^2)
  eTempo = SQR(eTempoa^2 + eTempos^2)
  ePp = SQR(ePpa^2 + ePps^2)
  eTp = SQR(eTpa^2 + eTps^2)
  eerro = SQR(eerroa^2 + eerroS^2)
  LOCAL dT AS DOUBLE, dP AS DOUBLE, dPB AS DOUBLE, dTp AS DOUBLE, dPp AS
DOUBLE
  LOCAL dVol AS DOUBLE, dTempo AS DOUBLE, derro AS DOUBLE
  LOCAL Q AS DOUBLE, Value AS DOUBLE, F1 AS DOUBLE, F2 AS DOUBLE
  LOCAL F_1 AS DOUBLE, F_2 AS DOUBLE
  LOCAL h AS DOUBLE
```

'Calculo das derivadas

Q = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

'dQ0/dT

h = MAX(ABS(T)*0.0001, 0.000001)

F1 = Q0(T+h,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

F2 = Q0(T+2*h,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

F_1 = Q0(T-h,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

F_2 = Q0(T-2*h,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

dT = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)

'dQ0/dP

h = MAX(ABS(P)*0.0001, 0.000001)

F1 = Q0(T,P+h,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

F2 = Q0(T,P+2*h,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

F_1 = Q0(T,P-h,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

F_2 = Q0(T,P-2*h,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

dP = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)

'dQ0/dPB

h = MAX(ABS(PB)*0.0001, 0.000001)

F1 = Q0(T,P,PB+h, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

F2 = Q0(T,P,PB+2*h, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

F_1 = Q0(T,P,PB-h, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

F_2 = Q0(T,P,PB-2*h, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro)

dPB = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)

'dQ0/dTp

h = MAX(ABS(Tp)*0.0001, 0.000001)

F1 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp+h, Pp,erro)

F2 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp+2*h, Pp,erro)

F_1 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp-h, Pp,erro)

F_2 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp-2*h, Pp,erro)

dTp = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)

'dQ0/dPp

h = MAX(ABS(Pp)*0.0001, 0.000001)

F1 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp+h,erro)

F2 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp+2*h,erro)

F_1 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp-h,erro)

F_2 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp-2*h,erro)

dPp = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)

'dQ0/dVol

h = MAX(ABS(Vol)*0.0001, 0.000001)

F1 = Q0(T,P,PB, Vol+h, Tempo, Tp, Pp,erro)

F2 = Q0(T,P,PB, Vol+2*h, Tempo, Tp, Pp,erro)

F_1 = Q0(T,P,PB, Vol-h, Tempo, Tp, Pp,erro)

F_2 = Q0(T,P,PB, Vol-2*h, Tempo, Tp, Pp,erro)

dVol = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)

'dQ0/dTempo

h = MAX(ABS(Tempo)*0.0001, 0.000001)

F1 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo+h, Tp, Pp,erro)

F2 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo+2*h, Tp, Pp,erro)

F_1 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo-h, Tp, Pp,erro)

F_2 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo-2*h, Tp, Pp,erro)

dTempo = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)

'dQ0/derro

h = MAX(ABS(erro)*0.0001, 0.000001)

F1 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro+h)

F2 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro+2*h)

F_1 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro-h)

F_2 = Q0(T,P,PB, Vol, Tempo, Tp, Pp,erro-2*h)

derro = (-F2 + 8*F1 - 8*F_1 + F_2) / (12*h)

```

'Calcular a incerteza
LOCAL Incert AS DOUBLE
Incert = (eT * dT) ^2
Incert = Incert + (eP * dP) ^2
Incert = Incert + (ePB* dPB) ^2
Incert = Incert + (eVol*dVol) ^2
Incert = Incert + (eTempo* dTempo)^2
Incert = Incert + (eTp * dTp) ^2
Incert = Incert + (ePp * dPp) ^2
Incert = Incert + (eerro*derro)^2
Incert = SQR(Incert)
PRINT "Vazao no Padrao: ", Vol / Tempo
PRINT "Vazao no Orificio: ", Q
PRINT "A incerteza e':..... ", Incert
PRINT "A incerteza relativa e' (%):..... ", 100*Incert / Q
PRINT "Pressione qualquer tecla para continuar..."
WAITKEY$
EXIT FUNCTION
'Propriedades dos gases:
'Peso molecular
DATA "28.9645", "39.948", "44.0098", "4.0026"
'Pressões críticas:
DATA "3771", "4865", "7382", "229"
'Temperaturas críticas:
DATA "132.45", "150.8", "304.3", "5.3"
'Fator acêntrico:
DATA "0.04", "-0.004", "0.231", "-0.387"
END FUNCTION
FUNCTION Q0(T AS DOUBLE, P AS DOUBLE, PB AS DOUBLE, Vol AS DOUBLE, Tempo AS
DOUBLE, Tp AS DOUBLE, Pp AS DOUBLE, erro AS DOUBLE) AS DOUBLE
LOCAL Z AS DOUBLE, Tr AS DOUBLE, Pr AS DOUBLE, Patm AS DOUBLE
LOCAL Ro AS DOUBLE, RoStd AS DOUBLE, Qp AS DOUBLE
Patm = PB * 133.322368421 / 1000
Qp = Vol / Tempo
Tr = (T+273.15) / Tcr
Pr = (P + Patm) / Pcr
Ro = Densidade(T, P+Patm)
RoStd = Densidade(Tp, Pp + Patm)
'Determinação de Q0
FUNCTION = Qp / (1 + erro/100) * RoStd / Ro
END FUNCTION
FUNCTION Densidade(T AS DOUBLE, P AS DOUBLE) AS DOUBLE
'Calcula a densidade de um fluido segundo a seguinte
'lei: d = P/(ZRT)
'P: kPa (abs.)
'T: C
LOCAL Tr AS DOUBLE, Pr AS DOUBLE, Z AS DOUBLE
Tr = (T+273.15) / Tcr
Pr = (P) / Pcr
Z = pr/Tr
Z = Z * ( (0.1445+0.073*w) - (0.33-0.46*w)/Tr - (0.1385 + 0.5*w) / (Tr*Tr) -
-(0.0121+0.097*w)/(Tr^3) -0.0073*w/(Tr^8) )
Z = Z+1
FUNCTION = P / (Z*R/MM * (T + 273.15))
END FUNCTION

```