

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA**

Rodrigo Adrián Pizarro Recabarren

**MODELAÇÃO DA FORÇA DE ADESÃO EM VÁLVULAS DE
COMPRESSORES CONSIDERANDO FENÔMENOS
INTERFACIAIS NA PELÍCULA DE ÓLEO LUBRIFICANTE**

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Mecânica.

Orientador:
Prof. Jader Riso Barbosa Jr., Ph. D.

Coorientador:
Prof. César José Deschamps, Ph. D.

Florianópolis
2014

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Pizarro Rodrigo, Rodrigo Adrián

Modelação da força de adesão em válvulas de compressores considerando fenômenos interfaciais na película de óleo lubrificante / Rodrigo Adrián Pizarro Rodrigo ; orientador, Jader Riso Barbosa Júnior ; coorientador, César José Deschamps. - Florianópolis, SC, 2014.

295 p.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Inclui referências

1. Engenharia Mecânica. 2. Compressor. 3. Válvulas automáticas. 4. Força de adesão. 5. Óleo lubrificante. I. Barbosa Júnior, Jader Riso. II. Deschamps, César José. III. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. IV. Título.

Rodrigo Adrián Pizarro Recabarren

**MODELAÇÃO DA FORÇA DE ADESÃO EM VÁLVULAS DE
COMPRESSORES CONSIDERANDO FENÔMENOS
INTERFACIAIS NA PELÍCULA DE ÓLEO LUBRIFICANTE**

Esta Tese foi julgada adequada para obtenção do Título de Doutor em Engenharia Mecânica, e aprovada em sua forma final pelo Programa Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Florianópolis, 06 de junho de 2014.

Prof. Jader Riso Barbosa Jr, Ph. D. - Orientador

Prof. César José Deschamps, Ph. D. - Coorientador

Prof. Armando Albertazzi Gonçalves Jr., Dr. Eng. - Coordenador do Curso

Banca Examinadora:

Prof. Jader Riso Barbosa Júnior, Ph. D. - Presidente

Prof. Marcio da Silveira Carvalho, Ph. D. (PUC-Rio /Relator)

Prof. Francisco Ricardo da Cunha, Ph. D. (UnB)

Prof. José Vladimir de Oliveira, Dr. Eng. (EQA/UFSC)

Prof. Paulo César Philippi, Dr. Eng.

Prof. Amir Antônio Martins de Oliveira Jr., Ph. D

Este trabalho é dedicado às pessoas mais importantes da minha vida, meus pais, Adrián e Wandany, e minha noiva, Paola.

AGRADECIMENTOS

Aos professores César José Deschamps e Jader Riso Barbosa Jr., pela orientação e dedicação, sem as quais este trabalho não seria uma experiência exitosa;

Aos membros da Banca Examinadora, Amir Antônio Martins de Oliveira Jr., Francisco Ricardo da Cunha, José Vladimir de Oliveira, Marcio da Silveira Carvalho e Paulo César Philippi pela disposição em avaliar o presente trabalho;

Às diferentes pessoas que tornaram possível a realização deste trabalho, sobretudo aos colegas Caio Cesar Silva Dallalba, Diogo Moser, Rafael Massabki França, Sérgio Galliza Filho e Thiago Rubens Vieira Ebel, os quais trabalharam, sem medir esforços, na montagem e realização dos diferentes testes experimentais;

Aos técnicos, Jorge Lubas, Marcelo Cardoso Ribeiro, Pedro Oliveira Cardoso, Rafael Dantas de Souza, Rafael Valdir de Lima e Robson Rodrigues dos Santos, por estarem sempre dispostos a ajudar nos momentos em que os obstáculos surgiram;

Aos grandes amigos que conquistei durante todo este longo caminho, especialmente a Dalton Bertoldi, Evandro Dário (Totó), João Paulo Dias, João Ernesto, Juliano Heidrich, Marcus Alves, Moisés Marcelino e Thiago Voigdlener, os quais foram fundamentais para o meu crescimento como pesquisador e, sobretudo, como ser humano;

Ao corpo docente do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, pelos conhecimentos transmitidos ao longo desses anos e incentivo na busca pelo saber;

Ao POLO – Laboratórios de Pesquisa em Refrigeração e Termofísica, pelo fornecimento de todos os equipamentos e instalações necessários para a execução desta pesquisa;

À EMBRACO e ao CNPq pelo apoio e financiamento deste trabalho;

A todas as pessoas que estiveram, de forma direta ou indireta, me apoiando durante toda esta longa jornada.

“O êxito da vida não se mede pelo
caminho que você conquistou, mas sim
pelas dificuldades que superou no
caminho.”

Abraham Lincoln

RESUMO

Em condições ideais, válvulas automáticas de sucção e descarga devem abrir ou fechar, de forma instantânea, no momento em que a pressão no interior do cilindro de compressão se iguala às pressões nas respectivas câmaras de sucção e descarga. Entretanto, na realidade, isto não acontece devido a efeitos como a inércia das válvulas, perdas viscosas e à existência de uma força de adesão provocada pela presença de uma película de óleo entre a válvula e o assento.

A força de adesão é provocada pela deformação do filme de óleo que ingressa principalmente pela folga pistão cilindro e se deposita entre a válvula e o assento. A presença do óleo provoca um atraso na abertura das válvulas, tendo em vista que uma maior diferença de pressão é necessária entre o cilindro e as câmaras de sucção e descarga, reduzindo as eficiências volumétrica e isentrópica do compressor.

Neste trabalho, é proposto um modelo matemático para investigar fenômenos de adesão provocados por um filme de óleo entre superfícies sólidas de geometrias planas e esféricas. O modelo foi aplicado para quantificar a força de adesão em válvulas de compressores e sua influência no comportamento dinâmico das válvulas durante a abertura. Parâmetros necessários para o fechamento do modelo, como o ângulo de contato entre a película de óleo e a superfície (com e sem a dissolução de fluido refrigerante no óleo) e a tensão interfacial foram obtidos por meio de experimentos em bancadas construídas especificamente para este estudo.

De acordo com os resultados experimentais, a tensão interfacial óleo-refrigerante diminui com o aumento da solubilidade, gerando uma redução dos efeitos da força de capilaridade no fenômeno de adesão. Por outro lado, o ângulo de contato, independentemente da rugosidade das superfícies, do tipo de configuração geométrica utilizada e da solubilidade da mistura, apresenta um alto grau de molhabilidade na superfície, o que traz como resultado a intensificação dos efeitos das forças de tensão superficial.

Por último, os resultados numéricos demonstraram que o sistema de sucção é mais sensível aos efeitos de adesão gerados pela presença da película de óleo entre a válvula e o assento.

Palavra chave: Refrigeração, compressores, válvulas, força de adesão, óleo lubrificante.

ABSTRACT

At ideal conditions, suction and discharge valves open and close instantaneously when the cylinder pressure becomes equal to the pressures in the suction and discharge chambers. However, in real systems, it does not occur because of viscous losses, valve inertia effects and due to an adhesion effect that is caused by the presence of an oil film between the valve and the seat.

The adhesion force is caused by the deformation of the lubricating oil film that reaches the space between the valve and the film through the piston-cylinder gap. This causes a delay in the valve opening, since a larger pressure difference between the cylinder and the suction and discharge chambers is necessary to overcome the adhesion force. As a result, both the isentropic and the volumetric efficiencies of the compressor are reduced.

In this work, a mathematical model is developed to investigate adhesion phenomena due to the presence of an oil film between solid surfaces of flat and spherical geometries. The model was applied to investigate the adhesion force in compressor valves and its influence on the dynamic behaviour of valves during the opening process. Input parameters needed to develop the model, such as the contact angle between the oil film and the surface (with and without considering refrigerant absorption in the oil) and the interfacial tension, have been determined via experimental apparatuses designed and built specifically for this purpose.

According to the experimental results, the oil-refrigerant mixture interfacial tension decreases with the refrigerant solubility, which leads to a reduction of capillary effects and film adhesion. On the other hand, the contact angle measurements indicate a significant wettability of the surface, which was seen to be independent of surface roughness, geometric configuration and solubility. This increases the contribution of interfacial tension effects.

Finally, the numerical results showed that suction systems are more sensitive to oil film adhesion phenomena than discharge systems.

Key-words: Refrigeration, compressors, valves, adhesion force, lubricant oil.

LISTA DE FIGURA

Figura 1.1 – Representação esquemática de um ciclo de refrigeração por compressão mecânica.	32
Figura 1.2 – Diagrama p – h de um ciclo de refrigeração por compressão mecânica.	33
Figura 1.3 – Componentes de um compressor hermético alternativo.	34
Figura 1.4 – Diagrama p - V de um compressor hermético alternativo.	34
Figura 2.1 – Equilíbrio de forças interfaciais na linha de contato triplo em uma gota depositada (a) sobre uma placa plana e (b) entre uma esfera e uma placa plana.	43
Figura 2.2 – Método da ascensão capilar.....	45
Figura 2.3 – Método da placa de Wilhelmy.....	46
Figura 2.4 – Método do anel de Du Nouy	46
Figura 2.5 – Método da gota pendente	47
Figura 2.6 – Método do jato livre	47
Figura 2.7 – Método da gota giratória	48
Figura 2.8 - Processo de formação da bolha na saída do capilar	49
Figura 2.9 – Representação esquemática da diferença de pressão entre o interior da bolha e o líquido ao longo do tempo.	50
Figura 2.10 - Ilustração da formação de uma bolha na extremidade de um tubo capilar no interior de um líquido.	51
Figura 2.11 - Bancada de teste para medição de tensão interfacial.	56
Figura 2.12 - Detalhe da célula de equilíbrio para medição de tensão interfacial.	57
Figura 2.13 - Diagrama esquemático do sistema de formação de bolha e de injeção de gás na célula.	58
Figura 2.14 - Diagrama esquemático do sistema de controle de temperatura: (a) cilindros externos e (b) célula de equilíbrio.	60
Figura 2.15 - Montagem e posicionamento dos instrumentos de medição na célula de equilíbrio.	62
Figura 2.16 - Influência da frequência de bolha no valor da tensão interfacial com temperatura de teste de 25°C.	73

Figura 2.17 - Variação da pressão interna da bolha durante o seu processo de formação no capilar menor e maior.	74
Figura 2.18 - Influência do volume de líquido no valor da tensão interfacial.	75
Figura 2.19 - Comparação dos valores de tensão interfacial utilizando diferentes modelos.	76
Figura 2.20 - Pressão máxima da bolha em função da solubilidade da mistura.....	78
Figura 2.21 - Comparação do comportamento da pressão máxima adimensional de cada capilar em função da solubilidade da mistura.	78
Figura 2.22 - Variação da tensão interfacial da mistura POE ISO 10 e R-134a em função da solubilidade.	79
Figura 2.23 - Comparação entre o comportamento da tensão interfacial experimental e a condição de mistura ideal.	81
Figura 3.1 – Definição do ângulo de contato entre uma gota e uma superfície sólida.	85
Figura 3.2 - Diferentes condições de molhabilidade de uma gota de líquido sobre uma superfície sólida.	86
Figura 3.3 - Bancada de teste para medição do ângulo de contato.....	90
Figura 3.4 - Detalhe da célula de equilíbrio para medição de ângulo de contato.....	91
Figura 3.5 - Sistema de alinhamento das superfícies sólidas.	93
Figura 3.6 - Diagrama esquemático do sistema de controle de temperatura da célula de equilíbrio e do cilindro externo.	94
Figura 3.7 - Diagrama esquemático do sistema de injeção de gás.	96
Figura 3.8 - Diagrama esquemático do sistema de captação de imagem. ...	97
Figura 3.9 – Tratamento de imagem típico para a determinação dos ângulos de contato de uma gota séssil.	100
Figura 3.10 - Tratamento de imagem típico para a determinação dos ângulos de contato e de espalhamento em um menisco para as configurações (a) esfera-placa e (b) esfera-esfera.	102
Figura 3.11 - Comparação dos ângulos de contato da borda direita e esquerda da gota em repouso sobre as peças 1 e 2.....	106
Figura 3.12 - Comparação dos ângulos de contato da borda direita e esquerda em diferentes condições de solubilidade.....	107

Figura 3.13 - Imagens da gota de óleo POE ISO 10 sobre a superfície aço carbono 1020 considerando diferentes condições de solubilidade.	108
Figura 3.14 - Variação dos ângulos de espalhamento médios em função da solubilidade e do afastamento entre as superfícies para as combinações (a) R6P e (b) R5P.	110
Figura 3.15 - Variação do ângulo de contato superior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as superfícies para as combinações (a) R6P e (b) R5P.	111
Figura 3.16 - Variação dos ângulos de contato inferior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as superfícies para as combinações (a) R6P e (b) R5P.	113
Figura 3.17 - Imagens do menisco de óleo em função da solubilidade e do afastamento entre as superfícies para as combinações (a) R6P e (b) R5P.	114
Figura 3.18 - Variação dos ângulos de espalhamento superior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as esferas para as combinações (a) R6R6 e (b) R5R5.	116
Figura 3.19 - Variação dos ângulos de espalhamento inferior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as esferas para as combinações (a) R6R6 e (b) R5R5.	118
Figura 3.20 - Variação dos ângulos de contato superior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as esferas para as combinações (a) R6R6 e (b) R5R5.	119
Figura 3.21 - Variação dos ângulos de contato inferior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as esferas para as combinações (a) R6R6 e (b) R5R5.	121
Figura 3.22 - Imagens do menisco de óleo em função da solubilidade e do afastamento entre as esferas para as combinações (a) R6R5 e (b) R5R6.	123
Figura 3.23 - Variação dos ângulos de contato inferior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as esferas para as combinações (a) R6R5 e (b) R5R6.	125
Figura 4.1 - Diagrama esquemático das componentes verticais das forças que atuam sobre a placa base na condição (a) estática e (b) dinâmica.	131
Figura 4.2 - Bancada de teste para medição da força de adesão.	134
Figura 4.3 - Diagrama esquemático da célula de teste.	135
Figura 4.4 - Sistema de controle de velocidade na bancada de força de adesão.	136

Figura 4.5 - Sistema de zeragem da bancada de força de adesão.....	137
Figura 4.6 - Suporte do atuador pneumático.	138
Figura 4.7 - Sistema de captação de imagens da bancada de força de adesão.	139
Figura 4.8 - Variação temporal da força de adesão para a combinação esfera-placa considerando as condições de operação do Teste 1.	144
Figura 4.9 - Variação temporal da força de adesão para a combinação esfera-placa considerando todos os testes realizados.	145
Figura 4.10 - Variação temporal do deslocamento da superfície superior considerando as condições de operação do Teste 1.	146
Figura 4.11 - Variação temporal do (a) deslocamento e da (b) velocidade da superfície superior considerando todas as condições de operação (Testes 1 a 6).	148
Figura 4.12 - Deformação dinâmica do menisco líquido para as configurações (a) R5P para o Teste 1 e (b) R6P para o Teste 4 da bancada de força de adesão.	149
Figura 5.1 - Diferentes configurações geométricas que serão utilizadas para a elaboração dos modelos matemáticos de força de adesão.	154
Figura 5.2 - Diagrama esquemático de discos paralelos com dimensões finitas afastados por uma fina película de líquido.	162
Figura 5.3 - Configuração geométrica de esfera e esfera de menisco único.	163
Figura 5.4 - Configuração geométrica de esfera e placa de menisco único.	173
Figura 5.5 - Configuração geométrica de placa e placa de menisco único.	174
Figura 5.6 - Resultados comparativos entre os modelos de conservação do volume de líquido para esfera e esfera para um afastamento de (a) 0,3mm e (b) 0,9mm.	177
Figura 5.7 - Resultados comparativos entre os modelos que relacionam os ângulos de espalhamento nas esferas para um afastamento de (a) 0,3mm e (b) 0,9mm.	179
Figura 5.8 - Variação da força de adesão estática em função do afastamento entre as esferas de raios diferentes para um volume de (a) 0,065 μ l e (b) 1,4 μ l.	181

Figura 5.9 - Resultados comparativos da força de adesão estática em função da solubilidade e da configurações entre as esferas.	183
Figura 5.10 - Variação da força de adesão dinâmica em função do afastamento entre as esferas de raios iguais.	184
Figura 5.11 - Variação da força de adesão dinâmica em diferentes níveis de velocidade para uma configuração de esferas iguais.	185
Figura 5.12 - Resultados comparativos entre os modelos de cálculo do volume entre a esfera e placa para afastamentos de (a) 0,4 mm e (b) 1,2 mm.	187
Figura 5.13 - Variação da força de adesão estática em função do afastamento entre a esfera e placa.	188
Figura 5.14 - Resultados comparativos da força de adesão estática em função da solubilidade para a configuração esfera-placa.	190
Figura 5.15 - Resultados (a) numéricos e (b) experimentais da força de adesão dinâmica para a combinação de esfera e placa.	192
Figura 5.16 - Deformação dinâmica do menisco líquido para as condições de operação do Teste 1.	194
Figura 5.17 - Resultados comparativos da força de adesão estática para uma configuração de placas planas.	197
Figura 5.18 - Resultados comparativos da força de adesão dinâmica para uma configuração de placas planas (resultados de Resch e Scheidl, 2013).	198
Figura 6.1 - Geometria da válvula de sucção utilizada por Khalifa e Liu (1998).	206
Figura 6.2 - Geometria da válvula de descarga utilizada na modelagem matemática.	209
Figura 6.3 - Parâmetros geométricos que caracterizam o mecanismo biela-manivela.	217
Figura 6.4 - Volume de controle para os balanços de massa e energia na câmara de compressão.	218
Figura 6.5 - Modelo adotado para descrever a dinâmica das válvulas de sucção e descarga.	223
Figura 6.6 - Interações entre as diferentes equações utilizadas pelo programa RECIP e o modelo simplificado de adesão em válvulas.	223
Figura 6.7 - Pressão do cilindro em função do ângulo de manivela.	225

Figura 6.8 - Variação da (a) força de adesão e (b) de R_{me} e R_{mi} em função do volume de óleo para uma condição estática.	227
Figura 6.9 - Variação da espessura do filme em função do volume de óleo para uma condição estática.	228
Figura 6.10 - Variação da (a) força viscosa e (b) do deslocamento da válvula no momento da abertura da válvula.	230
Figura 6.11 - Comparação do deslocamento da válvula com e sem efeito de adesão no sistema.	231
Figura 6.12 - Variação do (a) deslocamento e (b) da velocidade da válvula de descarga em função do ângulo de manivela.	232
Figura 6.13 - Variação da (a) força de menisco e (b) força viscosa em função do ângulo de manivela.	233
Figura 6.14 - Variação da força resultante em função do ângulo de manivela.	234
Figura 6.15 - Comparação dos resultados numérico e experimental para o deslocamento da válvula de (a) sucção e (b) descarga.	238
Figura 6.16 - Resultados comparativos para a velocidade e o deslocamento das válvulas de sucção e descarga para duas frações de volume de óleo. .	241
Figura 6.17 - Comparação dos diagramas p-V para duas frações de óleo no sistema nos processos de (a) sucção e (b) descarga.	243

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1: Valores das constantes propostas por Holcomb e Zollweg (1989).	53
Tabela 2.2: Propriedades físicas do óleo e o gás refrigerante utilizado.	70
Tabela 2.3: Condições de operação utilizados nos testes de tensão interfacial.	71
Tabela 2.4: Incertezas dos instrumentos de medição da bancada de tensão interfacial.	71
Tabela 2.5: Resultados das tensões interfaciais da mistura determinados experimentalmente e pela Eq. (2.16) com diferentes valores do expoente r.	82
Tabela 2.6: Resultados finais para a tensão interfacial entre um líquido e um gás.	83
Tabela 3.1: Condições de operação utilizados nos testes de ângulo de contato.	103
Tabela 3.2: Condições de afastamento entre as superfícies para os testes de ângulo de contato.	103
Tabela 3.3: Incerteza dos instrumentos de medição da bancada de ângulo de contato.	104
Tabela 3.4: Valores dos raios de espalhamento nas esferas superior e inferior para as combinações de R6R6 e R5R5 considerando 30% de solubilidade.	122
Tabela 3.5: Valores dos raios de espalhamento nas esferas superior e inferior para as combinações de R6R5 e R5R6 considerando 30% de solubilidade.	124
Tabela 3.6: Resultados finais para os ângulos de contato e espalhamento nas configurações de R6P e R5P.	127
Tabela 3.7: Resultados finais para os ângulo de contato e espalhamento nas configurações de R6R6 e R5R5.	128
Tabela 3.8: Resultados finais para os ângulos de contato e espalhamento nas configurações de R6R5 e R5R6.	129
Tabela 4.1: Denominação dos testes de força de adesão para as diferentes condições de operação.	141
Tabela 4.2: Incerteza dos instrumentos de medição da bancada de força de adesão.	142

Tabela 4.3: Resultados finais para os valores máximos das forças de adesão para as diferentes condições de operação avaliadas.	151
Tabela 5.1: Valores experimentais dos ângulos de contato e de espalhamento usados na validação do modelo de adesão em esferas.	176
Tabela 5.2: Valores dos ângulos utilizados para avaliar o efeito da solubilidade da mistura na força de adesão estática em esferas.	182
Tabela 5.3: Valores dos ângulos usados para a validação do modelos de força de adesão para a configuração de esfera e placa.	186
Tabela 5.4: Valores dos ângulos usados para a avaliar o efeito da solubilidade da mistura na força de adesão para a configuração esfera-placa.	189
Tabela 5.5: Apresentação dos testes de força de adesão para diferentes condições de operação.	191
Tabela 5.6: Valores de força de adesão máxima experimental e numérica para a configuração de esfera e placa.	195
Tabela 6.1: Parâmetros de simulação do modelo global de adesão em válvulas.	235
Tabela 6.2: Parâmetros de energéticos e de eficiência do compressor.	239
Tabela 6.3: Resultados comparativos dos parâmetros energéticos e de eficiência do compressor em função do volume de óleo.	242
Tabela 6.4: Resultados comparativos dos parâmetros dinâmicos das válvulas em função da solubilidade da mistura.	246
Tabela 6.5: Resultados comparativos dos parâmetros energéticos e de eficiência do compressor em função da solubilidade da mistura.	246

LISTA DE SIMBOLOS

SÍMBOLOS GERAIS

Símbolo	Descrição	Unidades SI
C_b	Comprimento biela	[m]
C_{eq}	Coefficiente de amortecimento equivalente	[Ns/m]
C_{pms}	Distância entre o pistão e o eixo de manivela no PMS	[m]
C_{sgd}	Constante de Sugden	[m]
d_1	Altura de espalhamento na superfície inferior	[m]
d_2	Altura de espalhamento na superfície superior	[m]
dm	Distância entre os eixos da manivela e cilindro	[m]
D	Espessura do filme	[m]
D_b	Altura do batente	[m]
D_{cil}	Diâmetro do cilindro	[m]
D_g	Altura da gota	[m]
D_o	Espessura mínima do filme	[m]
D_s	Espessura de ruptura do filme	[m]
E_o	Número de Eötvos	[Adim.]
F_c	Força de adesão	[N]
F_{cap}	Força de capilaridade	[N]
F_{ext}	Força externa	[N]
F_γ	Força de tensão interfacial	[N]
F_v	Força viscosa	[N]
h	Profundidade de imersão do capilar	[m]
$h(r)$	Varição da espessura do filme	[m]
H	Altura face vapor	[m]

H_c	Curvatura média da interface	[m]
m_o^l	Massa de óleo líquido	[kg]
m_R^G	Massa de refrigerante na face gasosa	[kg]
m_R^I	Massa total de refrigerante injetada	[kg]
m_R^l	Massa de refrigerante líquido	[kg]
M	Massa molar	[kg/kmol]
P_o	Pressão estática do vapor	[Pa]
P_{amb}	Pressão do ambiente	[Pa]
P_c	Pressão do cilindro	[Pa]
P_{ci}	Ponto de contato inferior	[m]
P_{cs}	Ponto de contato superior	[m]
P_d	Pressão da câmara de descarga	[Pa]
P_{ext}	Pressão ambiente externo	[Pa]
P_{int}	Pressão ambiente interno	[Pa]
P_1	Pressão do líquido	[Pa]
$P_{máx1}$	Pressão máxima no capilar maior	[Pa]
$P_{máx2}$	Pressão máxima no capilar menor	[Pa]
P_{ol}	Pressão interna do óleo	[Pa]
P_s	Pressão da câmara de sucção	[Pa]
P_{sat}	Pressão de saturação	[Pa]
Q_r	Vazão volumétrica	[m ³ /s]
R_a	Rugosidade média	[m]
R_1	Raio da superfície inferior	[m]
R_2	Raio da superfície superior	[m]
R_{c1}	Raio do capilar maior	[m]
R_{c2}	Raio de capilar menor	[m]
R_c	Raio de curvatura	[m]

R_{ci}	Raio de espalhamento inferior	[m]
R_{cs}	Raio de espalhamento superior	[m]
R_{esf}	Raio da esfera	[m]
R_{orif}	Raio orifício de sucção/descarga	[m]
R_{pi}	Maior raio de contato na superfície inferior	[m]
R_{ps}	Maior raio de contato na superfície superior	[m]
R_{me}	Raio da curvatura externa do menisco	[m]
R_{mi}	Raio da curvatura interna do menisco	[m]
R_{val}	Raio da válvula de sucção ou descarga	[m]
t_b	Tempo de bolha	[s]
t_c	Tempo de espera	[s]
t_d	Tempo de desprendimento	[s]
t_s	Tempo final de ruptura do filme	[s]
T	Temperatura	[°C, K]
$V(\theta)$	Volume da câmara de compressão	[m ³]
\forall_{cil}	Volume do cilindro	[m ³]
\forall_g	Volume da gota	[m ³]
V_{mo}	Volume morto	[m ³]
\forall_o^L	Volume inicial de óleo puro	[m ³]
\forall_R^G	Volume de refrigerante na face gasosa	[m ³]
\forall_R^L	Volume de refrigerante na face líquida	[m ³]
V_R^L	Volume molar da mistura	[m ³ /mol]
V_{ol1}	Volume do líquido espalhado na superfície 1	[m ³]
V_{ol2}	Volume do líquido espalhado na superfície 2	[m ³]
x_R	Solubilidade da mistura	[Adim.]

SÍMBOLOS GREGOS

β	Ângulo de espalhamento	[°]
---------	------------------------	-----

γ	Tensão interfacial	[N/m]
δ	Ângulo de espalhamento global	[°]
θ	Ângulo de contato	[°]
μ	Viscosidade dinâmica do fluido	[Pa s]
ρ	Densidade da mistura	[kg/m ³]

ÍNDICES INFERIORES E SUPERIORES

Exp.	Experimental
Ext.	Externa (o)
G	Gás
I	Injetada (o)
ID	Inferior Direito
IE	Inferior Esquerdo
Inf.	Inferior
L	Líquido
LG	Interface Líquido - Gás
m	Manivela
O	Óleo
OP	Óleo puro
R	Refrigerante
RP	Refrigerante puro
Sup.	Superior
SD	Superior Direito
SE	Superior Esquerdo
SG	Interface Sólido - Gás
SL	Interface Sólido - Líquido

ABREVIATURAS

AAD	Erro Médio Absoluto
-----	---------------------

CFC	Cloro - Flúor - Carbono
COP	Coefficiente de Performance
g	Gravidade
HCFC	Hidro - Cloro - Flúor - Carbono
HFC	Hidro - Flúor - Carbono
MBPM	Método da máxima pressão da bolha
MO	Óleo Lubrificante Mineral
N ₂	Nitrogênio
PMI	Ponto Morto Inferior
PMS	Ponto Morto Superior
POE	Óleo Lubrificante Poliol Éster
R-134a	Tetrafluormetano
R-141b	Diclorofluoroetano

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	31
1.1 CICLO DE REFRIGERAÇÃO.....	31
1.2 O COMPRESSOR	33
1.3 SISTEMA DE VÁLVULAS	36
1.3 OBJETIVOS	38
1.4 ESCOPO DO TRABALHO	41
2. DETERMINAÇÃO DA TENSÃO INTERFACIAL	43
2.1 DEFINIÇÕES.....	43
2.2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	44
2.2.1 Métodos de medição.....	44
2.2.2 Método da máxima pressão de bolha (MBPM).....	48
2.2.3 Revisão da literatura.....	53
2.3 EXPERIMENTOS.....	56
2.3.1 Aparato experimental	56
2.3.2 Procedimento experimental	64
2.3.3 Condições de teste.....	70
2.3.4 Análise de incertezas	71
2.4 RESULTADOS	72
2.4.1 Sistema Água - N ₂	72
2.4.2 Sistema POE ISO 10 – R-134a	77
2.4.3 Resumo.....	82
3. DETERMINAÇÃO DO ÂNGULO DE CONTATO	85
3.1 DEFINIÇÕES.....	85
3.2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	86
3.3 EXPERIMENTOS.....	89
3.3.1 Aparato experimental	89
3.3.2 Procedimento experimental	98
3.3.3 Condições de teste.....	103
3.3.4 Análise de incerteza.....	104
3.4 RESULTADOS	105
3.4.1 Teste com gota sésil.....	105
3.4.2 Teste com menisco entre superfícies	108
3.4.3 Resumo.....	125
4. CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DA FORÇA DE ADESÃO	130
4.1 DEFINIÇÕES.....	130

4.2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	131
4.2.1 Determinação da força de adesão em condições dinâmicas.....	131
4.2.2 Determinação da força de adesão em condições estáticas	133
4.3 EXPERIMENTOS	134
4.3.1 Aparato experimental.....	134
4.3.2 Procedimento experimental	139
4.3.3 Condições de teste	141
4.3.4 Análise de incerteza	142
4.4 RESULTADOS.....	142
4.4.1 Variação da força de adesão	142
4.4.2 Variação do deslocamento da esfera	146
4.4.3 Processo de deformação do menisco.....	149
4.4.4 Resumo	150
5. MODELAGEM DO FENÔMENO DE ADESÃO EM SUPERFÍCIES	153
5.1 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	153
5.2 MODELAGEM MATEMÁTICA.....	162
5.2.1 Modelo Matemático: Configuração esfera - esfera	163
5.2.2 Modelo Matemático: Configuração esfera-placa	172
5.2.3 Modelo Matemático: Configuração placa-placa	173
5.3 RESULTADOS.....	175
5.3.1 Configuração esfera - esfera.....	176
5.3.2 Configuração esfera - placa.....	186
5.3.3 Configuração placa - placa	196
5.3.4 Comentários sobre a área de atuação da força de adesão	199
5.4 SÍNTESE	200
6. FENÔMENO DE ADESÃO EM VÁLVULAS	201
6.1 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	201
6.1.1 Escoamento e dinâmica de válvulas.....	201
6.1.2 Trabalhos sobre força de adesão em válvulas.....	203
6.1.3 Observações finais	208
6.2 MODELO DE ADESÃO EM VÁLVULA.....	208
6.2.1 Equacionamento	208
6.2.2 Espessura inicial do filme.....	214
6.3 ACOPLAMENTO DO MODELO DE ADESÃO EM VÁLVULA COM O MODELO DE SIMULAÇÃO DO COMPRESSOR	215
6.3.1 Equações para o volume do cilindro (mecanismo).....	216
6.3.2 Equações para a termodinâmica do gás no cilindro	217

6.3.3 Equações para a vazão mássica.....	219
6.3.4 Equações para a dinâmica das válvulas	221
6.4 RESULTADOS	224
6.4.1 Comparação entre os modelos de adesão em válvulas.....	224
6.4.2 Acoplamento do modelo de adesão em válvulas com o modelo de simulação do compressor (Recip)	235
6.4 SÍNTESE	247
7. CONCLUSÕES.....	250
REFERÊNCIAS	253
APÊNDICE A – INCERTEZA DE MEDIÇÃO PARA O RAIOS INTERNO DO CAPILAR.....	265
APÊNDICE B – INCERTEZA DE MEDIÇÃO PARA A TENSÃO INTERFACIAL LÍQUIDO-GÁS.....	270
APÊNDICE C – INCERTEZA DE MEDIÇÃO PARA O ÂNGULO DE CONTATO	280
APÊNDICE D – INCERTEZA DE MEDIÇÃO PARA A FORÇA DE ADESÃO.....	290
APÊNDICE E – ANÁLISE ADIMENSIONAL	293

1. INTRODUÇÃO

No Brasil, diversas iniciativas vêm sendo elaboradas com relação à necessidade de instaurar políticas e programas de consumo energético. O programa Conserve foi um dos primeiros a serem instaurados no país com o objetivo de promover a eficiência energética na indústria e o desenvolvimento de produtos e processos mais eficientes. Outra medida foi a criação do Programa Nacional de Conservação de Energia Elétrica (PROCEL), com o objetivo de agenciar a racionalização da produção e do consumo de energia elétrica no país.

Segundo informações da Empresa de Pesquisa Energética (EPE), em 2012, o consumo de energia elétrica do setor residencial representou 26,2% do consumo total do país, enquanto que os setores comerciais e industriais representaram 17,7% e 40,9%, respectivamente. No setor residencial, os aparelhos de refrigeração (geladeiras e *freezers*) e condicionamento de ar, também presentes nos setores comerciais e industriais, foram responsáveis por 47% do consumo, correspondendo aproximadamente a 10% da energia elétrica utilizada no Brasil.

Considerando o exposto, pode-se afirmar que a relevância do consumo energético de sistemas de refrigeração residenciais, bem como em setores comerciais e industriais, na matriz energética brasileira é um dos agentes motivadores mais importantes para os pesquisadores da área.

1.1 CICLO DE REFRIGERAÇÃO

A necessidade de armazenar alimentos por um tempo prolongado ou simplesmente manter a água fria por um período maior tem se tornado cada vez mais essencial para a humanidade. Com o objetivo de poder suprir estas carências, o homem teve que recorrer a toda a sua engenhosidade para poder dominar a produção do frio. A primeira tentativa de se produzir frio artificialmente foi realizada por William Cullen, em 1748. Cullen utilizou uma bomba de vapor para gerar vácuo em um recipiente que continha éter etílico, o qual, por meio da transferência de calor do ar externo ao recipiente, ferveu a uma temperatura de saturação abaixo de 0°C, formando camadas de gelo nas paredes externas do recipiente. Michael Faraday, em 1820, conseguiu pela primeira vez liquefazer a amônia em um sistema fechado onde se submetia o vapor a uma alta pressão e a uma baixa temperatura. Jacob Perkins, em 1834, apresentou o primeiro equipamento de refrigeração operando segundo o princípio da compressão de vapor, no qual ocorria uma operação cíclica de evaporação e condensação de um

fluido volátil em dois níveis de pressão distintos, conforme esquematizado na Figura 1.1.

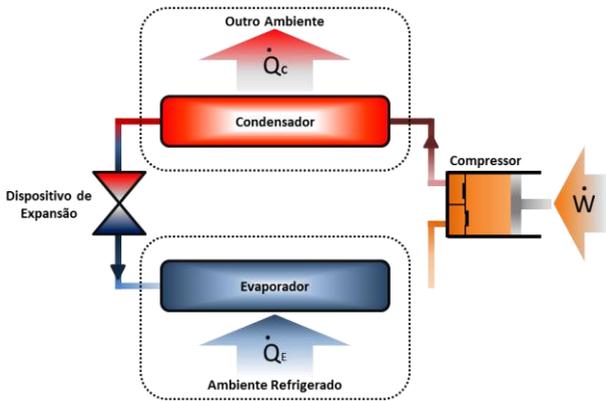


Figura 1.1 – Representação esquemática de um ciclo de refrigeração por compressão mecânica.

O ciclo padrão de refrigeração por compressão mecânica de vapor é constituído por quatro componentes interligados, a saber, condensador, dispositivo de expansão, evaporador e compressor. Por estes componentes, circula o gás refrigerante. O funcionamento idealizado deste sistema serve de base para os sistemas reais e pode ser descrito através do diagrama p-h mostrado na Figura 1.2 (Gosney, 1982; Stoecker e Jones, 1985). O fluido refrigerante entra no compressor como vapor saturado à baixa pressão (1), proveniente do evaporador, e por meio de um processo de compressão isentrópico é descarregado a alta pressão no condensador na forma de vapor superaquecido (2). No condensador, ocorre a rejeição da energia absorvida pelo refrigerante no evaporador e no compressor. Esta energia é inicialmente rejeitada sob a forma de calor sensível à pressão constante (2-3) e, em seguida, sob a forma de calor latente (a pressão e temperatura constantes) até que o refrigerante alcance o estado de líquido saturado (3-4). Então, sob a forma de líquido saturado, o refrigerante inicia sua passagem pelo dispositivo de expansão onde tem a sua pressão reduzida até a pressão de trabalho do evaporador (5). Essa expansão permite que ocorra a mudança de fase do refrigerante no evaporador em função da absorção de calor do ambiente a ser refrigerado.

O compressor é o equipamento responsável pelo consumo elétrico e, por isso, o mais importante do sistema. Desta forma, a busca de um melhor entendimento dos fenômenos físicos envolvidos neste dispositivo é crucial para melhorar o seu desempenho, diminuindo o seu consumo de energia.

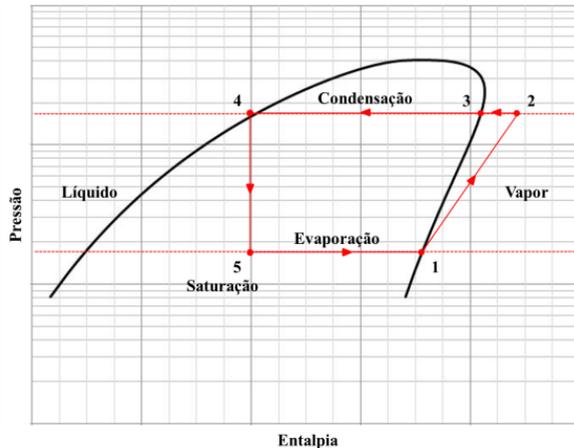


Figura 1.2 – Diagrama p – h de um ciclo de refrigeração por compressão mecânica.

1.2 O COMPRESSOR

Dentre os compressores de deslocamento positivo, o compressor alternativo é o de uso mais difundido, com uma ampla faixa de aplicações, estando presentes tanto em refrigeradores domésticos quanto em instalações de maior porte. O compressor é dito hermético quando todo o sistema responsável pela compressão do fluido (cilindro, sistema de sucção e descarga, motor elétrico e óleo lubrificante) encontra-se no interior de uma estrutura metálica selada, comumente conhecida como carcaça. No compressor alternativo, a compressão é efetuada por um conjunto cilindro-pistão, podendo ser acionado por um mecanismo biela-manivela, como mostra a Figura 1.3.

A existência de superfícies rígidas em contato e com movimento relativo gera atrito, o qual deve ser evitado por representar uma dissipação da potência mecânica sob a forma de calor. Em compressores herméticos alternativos, utiliza-se a lubrificação hidrodinâmica com filme de óleo para reduzir a fricção entre as peças e a temperatura do contato entre as mesmas. Além disso, o óleo tem outras funções importantes: prevenir a corrosão e o desgaste das partes metálicas; reduzir o acúmulo de contaminantes; amortecer os impactos entre os componentes; equalizar o campo de temperaturas do compressor por meio da transferência de calor com o gás, com a carcaça e demais componentes internos e, finalmente, reduzir o vazamento do gás pela folga pistão/cilindro.

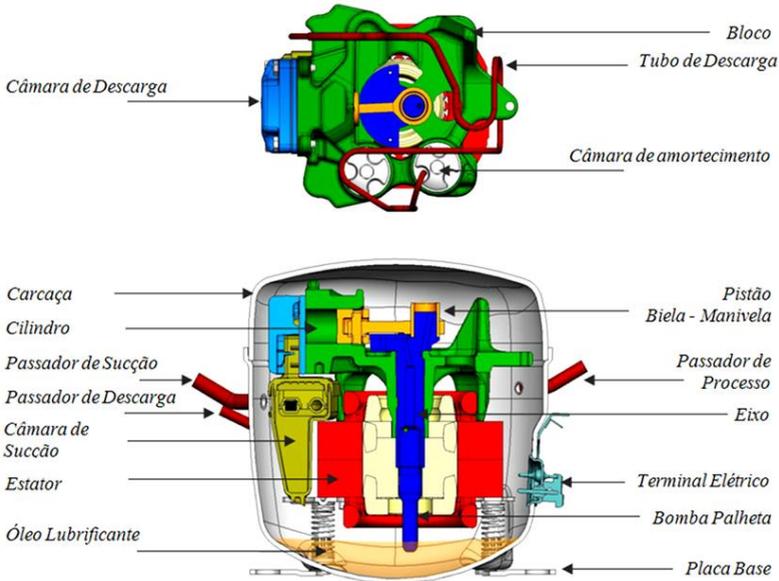


Figura 1.3 – Componentes de um compressor hermético alternativo.

O funcionamento de um compressor alternativo pode ser explicado com o auxílio do diagrama p-V da Figura 1.4.

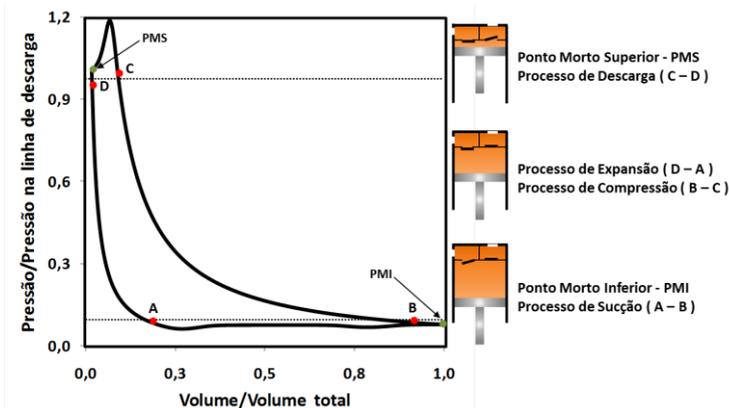


Figura 1.4 – Diagrama p - V de um compressor hermético alternativo.

O pistão, ao realizar o movimento desde o ponto morto superior (PMS) até o ponto morto inferior (PMI), provoca a redução da pressão no interior do cilindro em comparação com a pressão da câmara de sucção.

Esta diferença faz com que o gás ingresse no cilindro através da válvula de sucção, a qual se abre automaticamente devido à diferença de pressão entre ambas as câmaras. Quando o pistão atinge o ponto morto inferior, o sentido do movimento do pistão é invertido e o processo de compressão começa a ser realizado até o pistão atingir, novamente, o ponto morto superior. Em um dado ponto ao longo do processo de compressão, antes do pistão atingir o ponto morto superior, a pressão no interior do cilindro é maior que a pressão na câmara de descarga, permitindo abertura da válvula e, portanto, a saída do gás a alta pressão da câmara de compressão para a câmara de descarga.

Dentre os fatores predominantes que restringem o aumento da eficiência do compressor, encontram-se os altos níveis das perdas associadas aos processos de transformação da energia elétrica em entalpia do gás refrigerante a alta pressão. Possamai e Todescat (2004) apresentaram uma cronologia da evolução da eficiência dos compressores alternativos de uso em refrigeração doméstica e uma análise quantitativa das perdas energéticas em uma determinada condição de operação. De acordo com os autores, os valores das eficiências podem ser quantificados em aproximadamente 81,2% para a eficiência de ciclo, 87,6% para a eficiência mecânica, 87,3% para a eficiência elétrica e 83,4% para a eficiência termodinâmica.

Segundo Ussyk (1984), as perdas termodinâmicas são devidas às ineficiências dos processos de compressão, expansão, sucção e descarga. As perdas nos sistemas de sucção e descarga estão associadas ao refluxo de gás entre as câmaras através das válvulas, pulsações de pressão nos filtros acústicos e atraso na abertura das válvulas devido ao efeito de adesão provocada pela presença de um filme de óleo entre válvula e assento. Ribas *et al.* (2008) quantificaram a proporção das perdas termodinâmicas em compressores herméticos alternativos de refrigeração doméstica. Segundo os autores, 49% das perdas são devidas ao superaquecimento do gás, 25% ocorrem no processo de descarga, 22% no processo de sucção e 4% por vazamento de gás pela folga pistão/cilindro.

A parcela de superaquecimento é consequência da transferência de calor para o gás refrigerante no interior do compressor (carcaça, bloco, motor, óleo lubrificante, etc.) ao longo de seu trajeto desde o passador de entrada até o cilindro (Figura 1.3). O aumento da temperatura do gás provoca uma redução em sua densidade na admissão na câmara de compressão e, assim, reduz a vazão de massa de refrigerante fornecida pelo compressor.

As perdas associadas aos processos de sucção e descarga são provocadas pelas restrições impostas pelas válvulas, pelos filtros e pelo

fenômeno de adesão nas válvulas, que forcem o compressor a realizar um trabalho adicional para succionar ou descarregar o gás. Segundo Pereira (2006), valores médios para as potências despendidas nos processos de sucção e descarga de um compressor de refrigeração doméstica são da ordem de 8% da potência indicada. De fato, o sistema de válvulas do compressor hermético alternativo é considerado parte importante do projeto de um compressor, uma vez que limita sua eficiência e confiabilidade.

1.3 SISTEMA DE VÁLVULAS

Com a função de assegurar a diferença de pressão entre as linhas de sucção e descarga, a maioria dos compressores herméticos alternativos utiliza válvulas que garantem que o gás, após ser comprimido e descarregado, não retorne à câmara de compressão, e que o gás admitido nesta não retorne à linha de sucção.

As válvulas automáticas do tipo palheta operam mediante uma diferença de pressão entre o cilindro e as câmaras de sucção e descarga. Em condições ideais, as válvulas de sucção e descarga devem abrir ou fechar instantaneamente assim que a pressão no interior do cilindro se igualar à pressão nas respectivas câmaras. Entretanto, na realidade, isto não acontece devido a efeitos como a inércia das válvulas, atrito viscoso no escoamento e a presença de lubrificante entre as palhetas e seus assentos.

A dinâmica das válvulas, além da diferença de pressão entre as câmaras, também é ditada por parâmetros estruturais, tais como a rigidez e a frequência natural. Uma válvula com baixa rigidez tem maior capacidade de flexão e, conseqüentemente, propensão a abrir mais rapidamente. Em contrapartida, seu fechamento é mais lento, o que pode gerar refluxo de gás entre as câmaras. Uma válvula de maior rigidez tende a abrir lentamente e a fechar de forma mais brusca, aumentando a perda de carga no processo de sucção ou descarga e oferecendo um risco à confiabilidade devido a maior velocidade de impacto.

Em compressores herméticos alternativos, a lubrificação dos componentes internos é realizada por um sistema de bombeamento no qual o óleo depositado no fundo da carcaça do compressor é levado às partes superiores do compressor e distribuído, por meio de um canal fabricado na superfície externa ao eixo, aos mancais e às demais partes que necessitam de lubrificação (Figura 1.3). Como já mencionado, este regime de circulação do óleo pelo compressor, além de lubrificar os componentes, realiza outras importantes funções, como reduzir o vazamento do gás entre o cilindro e o pistão, prevenir a corrosão e o desgaste das partes metálicas, reduzir o acúmulo de contaminantes, amortecer os impactos entre os

componentes e, por último, equalizar o campo de temperaturas do compressor por meio da transferência de calor com o gás, a carcaça e os demais componentes internos.

Em trabalhos anteriores do presente autor (Pizarro, 2007) demonstrou-se que uma fração do fluxo de massa total de óleo bombeado consegue atingir a carcaça e escoar por ela na forma de um filme descendente. Outra fração, entretanto, ao sair do eixo, respinga sobre os componentes, troca calor com eles e retorna ao cárter sem passar pela carcaça. Uma parte desta massa de óleo é arrastada até a folga pistão cilindro e deposita-se entre as válvulas e seus assentos, dando origem à formação de meniscos de óleo e ao fenômeno de adesão em válvulas, que é o enfoque deste trabalho. Na verdade, a força de adesão pode ser repulsiva ou atrativa e contempla os efeitos combinados de tensão superficial, capilaridade e escoamento viscoso (Cai e Bhushan, 2007).

Em compressores, o resultado do fenômeno de adesão devido ao filme de óleo entre a superfície da válvula e o assento produz uma força contrária ao movimento de abertura. A *força de adesão*, também chamada de *força de colamento*, atua no sentido de manter a válvula fechada por um tempo maior, obrigando o sistema a gerar uma diferença de pressão maior entre as câmaras para efetuar a abertura.

Em sistemas de pequeno porte, a capacidade de refrigeração é controlada pelo ligamento e desligamento do compressor em intervalos convenientemente estabelecido. Tanto na partida como na parada do motor elétrico, ocorrem processos de transferência de calor e de massa entre o óleo lubrificante e o gás refrigerante no interior do compressor.

Após o compressor ser desligado, tem início um processo de absorção de refrigerante na camada de óleo lubrificante depositado no fundo da carcaça, que é um dos fatores que determinam a pressão de equalização, ou seja, a pressão de equilíbrio do refrigerante no sistema, imediatamente antes da partida do motor. A potência de acionamento do compressor diminui com a redução da pressão de equalização. Assim, menores valores de pressão de equalização reduzem a quantidade de cobre requerida no motor elétrico e, como consequência, os custos de fabricação. Embora este aspecto seja positivo para projeto do motor elétrico, a absorção de refrigerante no óleo (mistura) provoca a diminuição da viscosidade do lubrificante e de sua capacidade de sustentação de cargas dinâmicas nos mancais e na folga pistão-cilindro, o que pode levar ao desgaste e ao aumento das perdas mecânicas no compressor.

Outro problema relacionado à alta solubilidade do refrigerante no óleo pode acontecer após a partida do compressor, já que a redução abrupta da pressão da carcaça (pressão de sucção) pode levar a um forte

desprendimento (dessorção) do refrigerante da mistura líquida. Segundo Goswami *et al.* (1998), quanto menor a tensão interfacial entre a mistura líquida e o gás, maior será a probabilidade de formação de uma camada de espuma sobre o óleo do cárter. Isto configura uma ameaça à confiabilidade do sistema de válvulas, já que uma quantidade indesejada de líquido pode invadir a câmara de compressão, caso a espuma formada seja estável o suficiente.

Especificamente com relação ao fenômeno de adesão em sistemas de sucção e descarga, a tensão interfacial e o ângulo de contato são as propriedades físicas (de superfície) que atuam na definição da geometria do menisco. Segundo Khalifa e Liu (1998), estes parâmetros caracterizam a força de capilaridade que é responsável, juntamente com a força de rigidez da válvula, pela necessidade de uma maior diferença de pressão entre as câmaras de compressão e sucção (ou descarga) para que se inicie o processo de abertura da válvula. Portanto, o conhecimento da tensão interfacial e do ângulo de contato em função do material da válvula e do assento e de seus acabamentos superficiais, das propriedades físicas dos fluidos e das condições de operação do sistema (temperatura e pressão), é fundamental para a concepção e projeto de válvulas automáticas de compressores.

Pode-se concluir, com base nas questões aqui colocadas, que a caracterização correta das propriedades da mistura óleo-refrigerante é fundamental para a compreensão do funcionamento dos sistemas de refrigeração e principalmente do compressor, uma vez que a dissolução de gás no óleo é inevitável neste componente. Além disso, estas propriedades podem intensificar o efeito de adesão em válvulas e, conseqüentemente, afetar a dinâmica das válvulas de sucção e descarga do compressor, bem como os diferentes parâmetros de eficiência do compressor.

1.3 OBJETIVOS

O entendimento do fenômeno de adesão em válvulas é um dos maiores desafios enfrentados por projetistas de sistemas de sucção e descarga de compressores. Os métodos atualmente usados para quantificar a força de adesão em códigos de simulação de compressores são bastante empíricos e, por isso, não podem ser extrapolados para diferentes tipos de válvula. Além disso, a influência de propriedades físicas, como a viscosidade do lubrificante, a tensão interfacial, o ângulo de contato, e o efeito da presença de refrigerante dissolvido no óleo, são pouco conhecidos, visto que é pequena a quantidade de trabalhos na literatura que tenham avaliado tais efeitos de forma sistemática.

No presente trabalho, propõe-se uma análise fundamental do fenômeno de adesão por meio do desenvolvimento de modelos matemáticos para o cálculo de parâmetros operacionais, tais como o comportamento da espessura do filme e a força resultante do processo de adesão. Propõe-se também a realização de experimentos para determinação de propriedades termofísicas importantes para alimentar os modelos (ângulo de contato, tensão interfacial) e de experimentos para validação da teoria proposta. Estes últimos serão realizados para diferentes combinações de superfícies, em função de condições de operação variáveis (volume de líquido, nível de solubilidade e acabamento superficial).

Para concretizar o objetivo de entender e quantificar o efeito do fenômeno de adesão em válvulas automáticas foram definidas as seguintes metas específicas:

A. Trabalho experimental:

- i) *Determinação da tensão interfacial de misturas óleo-refrigerante:* Com o objetivo de identificar a influência da solubilidade na tensão interfacial de misturas óleo-refrigerante e seu impacto na magnitude da força de capilaridade no menisco formado entre a válvula e o assento, foi projetada e construída uma bancada experimental baseada no método da máxima pressão de bolha. A bancada permite utilizar diferentes condições de operação (pressão e massa de refrigerante) e combinações de fluidos. Resultados são apresentados para a mistura R-134a/óleo POE ISO 10, que é o par refrigerante-óleo mais utilizado em refrigeração doméstica;
- ii) *Determinação dos ângulos de contato e espalhamento:* Assim como a tensão interfacial, o ângulo de contato é um parâmetro importante para a definição da geometria do menisco formado entre a válvula e o assento. Dada a escassez de dados na literatura aberta, também foi projetada e construída neste trabalho uma bancada experimental para avaliar os ângulos de contato e espalhamento para distintas configurações geométricas das superfícies (esfera-esfera e esfera-placa), condições de operação (pressão e solubilidade) e acabamento superficial (rugosidade). Os resultados desta análise permitiram avaliar o efeito da solubilidade na molhabilidade

do óleo e como este parâmetro afeta a força de tensão superficial;

- iii) *Determinação da força de adesão dinâmica:* Com o intuito de permitir uma comparação do modelo proposto para a força de adesão entre duas superfícies em movimento normal (afastamento ou aproximação), uma bancada de teste foi projetada e construída para determinar o comportamento dinâmico da força de adesão em função de diferentes condições de operação, tais como: volume de óleo entre as superfícies, afastamento inicial e curvatura das superfícies. Os resultados desta análise permitiram identificar a influência destas variáveis no fenômeno de adesão e, essencialmente, como elas afetam a força viscosa.

B. Estudos teóricos:

- i) *Modelagem do fenômeno de adesão em superfícies:* De forma a contribuir para o entendimento do fenômeno de adesão entre superfícies, um modelo é proposto para a deformação de uma película de óleo de volume conhecido, contida entre duas superfícies sólidas em movimento normal. As superfícies sólidas podem ter geometrias distintas (esferas e placas). O modelo é elaborado a partir da equação da lubrificação hidrodinâmica (ou de Reynolds) e de uma expressão para o volume de líquido a partir de características geométricas do menisco. Por meio da integração das equações, é possível determinar, além da deformação do filme em função do tempo, as componentes da força de adesão resultante devidas a efeitos de capilaridade, viscosos e de tensão superficial;
- ii) *Modelagem do fenômeno de adesão em válvulas:* Com o objetivo de entender o real efeito da força de adesão no compressor, o modelo de adesão em superfícies é acoplado ao código de simulação de compressores RECIP, desenvolvido ao longo de anos através da cooperação técnico-científica entre a UFSC e a Embraco. Com uma descrição fenomenológica do fenômeno de adesão, espera-se obter uma avaliação mais fidedigna da influência destes fenômenos nos parâmetros de eficiência do compressor.

1.4 ESCOPO DO TRABALHO

Além do presente capítulo, cuja principal função é contextualizar e apresentar os objetivos do trabalho, este documento de tese é estruturado da seguinte forma:

- i) *Capítulo 2:* Apresenta em detalhes a bancada de tensão interfacial, juntamente com os principais equipamentos e procedimentos de calibração e testes para a determinação da tensão interfacial de misturas óleo-refrigerante. Os principais resultados são descritos para os pares de fluidos água/N₂ e R-134a/óleo POE ISO 10;
- ii) *Capítulo 3:* Apresenta a bancada de ângulo de contato, seus principais componentes e os procedimentos de testes para a medição do ângulo de contato pelo método da gota sésil e para a determinação dos ângulos de contato e espalhamento em combinações de superfícies esfera-esfera e esfera-placa. Os principais resultados são descritos para misturas R-134a/óleo POE ISO 10 em contato com superfícies sólidas fabricadas em aço carbono;
- iii) *Capítulo 4:* Apresenta a bancada de testes e seus sub-sistemas para a determinação da força de adesão dinâmica em uma geometria esfera-placa. Resultados são descritos para o fenômeno de adesão dinâmico sob diferentes condições de operação;
- iv) *Capítulo 5:* Descreve a modelagem matemática desenvolvida para o fenômeno de adesão em combinações de geometrias formadas por esferas e placas. Neste capítulo, é apresentada uma comparação dos resultados obtidos com os modelos propostos no presente trabalho e aqueles disponíveis na literatura. Para a comparação dos resultados para a configuração de esfera-placa, são utilizados os dados experimentais obtidos no Capítulo 4;
- v) *Capítulo 6:* Descreve passo a passo a elaboração do modelo de adesão em válvulas, bem como do acoplamento entre este modelo com o modelo de simulação da dinâmica do compressor (RECIP). No final do capítulo, são apresentados os principais resultados e discussões sobre as diferentes análises voltadas para a caracterização o efeito de adesão em

válvulas automáticas de um compressor hermético alternativo;

- vi) *Capítulo 7*: Apresenta as conclusões finais do trabalho, juntamente com as recomendações para atividades futuras.

2. DETERMINAÇÃO DA TENSÃO INTERFACIAL

No presente capítulo serão apresentados os diferentes experimentos e seus resultados para a tensão interfacial gás-líquido da mistura óleo-refrigerante. Os dados experimentais obtidos nos diferentes ensaios serão empregados como parâmetros de comparação dos modelos que serão discutidos nos capítulos seguintes.

2.1 DEFINIÇÕES

Em diversos problemas de engenharia, verifica-se a presença de situações que envolvem escoamentos de duas ou mais fases, as quais dão origem ao surgimento de forças comumente chamadas de forças de tensão interfacial ou superficial. Por exemplo, no caso de uma gota de líquido sobre uma superfície sólida ou confinada entre duas superfícies sólidas, é possível observar a presença das interfaces sólido-gás (SG), sólido-líquido (SL) e líquido-gás (LG), conforme demonstra a Figura 2.1. Para cada interface, existirão energias correspondentes, quais sejam, γ_{SG} , γ_{SL} e γ_{LG} , também conhecidas como tensões superficiais. A presença destas tensões influencia de forma direta a configuração geométrica adotada pela gota sobre a superfície. Por exemplo, no caso de uma gota séssil, esta pode se espalhar sobre a superfície sólida, por exemplo, como a água sobre o vidro, ou a minimizar a sua área de contato com a superfície, como acontece com o mercúrio em contato com o vidro.

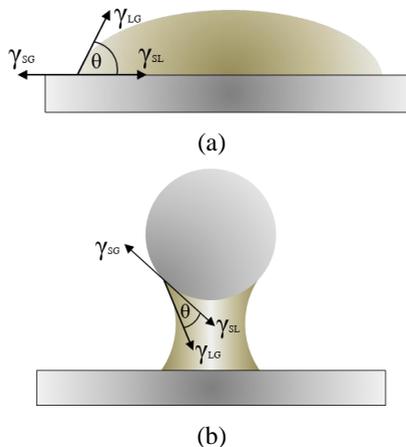


Figura 2.1 – Equilíbrio de forças interfaciais na linha de contato tripla em uma gota depositada (a) sobre uma placa plana e (b) entre uma esfera e uma placa plana.

Segundo Adkins (1983), quando uma molécula da fase líquida encontra-se junto a uma interface, esta é sujeita a uma força resultante não-nula devido ao desequilíbrio entre os potenciais moleculares, uma vez que estes são mais importantes no líquido do que no vapor ou gás. Esta força é chamada de força de tensão interfacial, caso a interação ocorra entre líquidos imiscíveis, ou de força de tensão superficial, caso a interação ocorra entre um líquido e uma superfície sólida. No caso da água sobre o vidro, formam-se interações fortes entre as moléculas polares da água e os grupos também polares do vidro. Assim, devido a essas fortes forças de adesão, a água tende a espalhar-se mais na superfície sólida (vidro). No caso do mercúrio, há um predomínio de forças de coesão, as quais são geradas pela forte atração entre as partículas adjacentes no interior do mercúrio em detrimento da adesão com a superfície.

O fenômeno de tensão interfacial foi observado inicialmente por Young em 1805 e posteriormente por Dupré em 1869. Ambos os pesquisadores constataram que, na condição de equilíbrio estático, para qualquer tipo de configuração de uma gota sobre ou entre superfícies sólidas (rígida, lisa e quimicamente homogênea), as tensões devem equilibrar-se mutuamente, resultando em um balanceamento de forças paralelas à superfície sólida (ver Figura 2.1a). Esta observação deu origem à relação conhecida atualmente como a equação de Young-Dupré:

$$\gamma_{SG} - \gamma_{SL} = \gamma_{LG} \cos \theta \quad (2.1)$$

A expressão acima relaciona o ângulo de contato, θ , com propriedades de superfície das fases sólida, líquida e gasosa, de modo que medidas de θ podem fornecer informações a respeito das tensões ou vice-versa.

2.2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Esta seção tem como finalidade revisar os diferentes métodos para a determinação da tensão interfacial líquido-gás e, especificamente, o método da máxima pressão da bolha, o qual será utilizado como princípio de funcionamento da bancada de teste projetada especialmente para a determinação da tensão interfacial da mistura óleo-refrigerante.

2.2.1 Métodos de medição

Na literatura, observa-se que diversos métodos foram propostos para a medição da tensão interfacial líquido-gás. No entanto, a maioria desses métodos não possui viabilidade prática quando as substâncias investigadas

são voláteis e possuem altas pressões de vapor, como é o caso do gás refrigerante R-134a utilizado no presente trabalho.

Os princípios físicos de métodos de medição são amplamente discutidos na literatura, como nos trabalhos de Adams (1941), Padday (1969), Masutani (1984), Hou (1998), Drelich *et al.* (2002), Evans (2005) e Barnes e Gentle (2005). Porém, segundo Fenestra *et al.* (2001), existem poucos trabalhos práticos que detalham a construção de aparatos experimentais para a medição da tensão interfacial.

De acordo com Masutani (1984), os métodos experimentais para a determinação da tensão interfacial podem ser divididos em dois grupos:

A. Métodos de medição estáticos: Estes métodos são usados principalmente quando o valor da tensão varia pouco ou nada com relação ao tempo, da mesma forma que as propriedades termofísicas do líquido. Entre os métodos mais utilizados encontram-se:

- a.1) *Método da ascensão capilar.* Este método envolve a medição da altura de uma coluna de líquido suspensa acima de uma superfície líquida confinada dentro de um tubo (Figura 2.2). Esta coluna, gerada a partir da redução da área transversal (πr^2) e do efeito de capilaridade do líquido com as paredes do tubo, apresenta, na sua extremidade superior, uma interface curva como resultado do equilíbrio entre as forças de gravidade e de capilaridade (Roberson e Crowe, 1993). A principal dificuldade do uso deste método é a determinação do raio de curvatura da interface (R_c), da altura do menisco (h) e do ângulo de contato (θ), os quais são necessários para a determinação do valor da tensão.

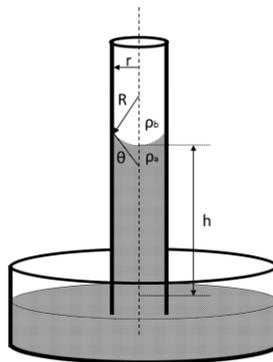


Figura 2.2 – Método da ascensão capilar

- a.2) *Método da placa de Wilhelmy*. Criado por Wilhelmy (1863), este método consiste em medir a força necessária para puxar uma placa de vidro imersa no líquido (ver Figura 2.3). A principal complicação para a determinação do valor da tensão recai no alinhamento vertical da placa com relação à interface entre o líquido e o ambiente. Além disso, para evitar correções devido ao efeito do empuxo do líquido, a força deve ser medida quando a extremidade inferior da placa estiver no mesmo nível da superfície líquida.

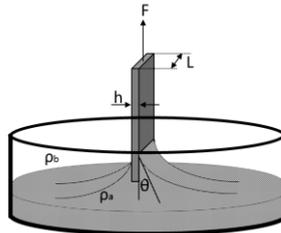


Figura 2.3 – Método da placa de Wilhelmy

- a.3) *Método do anel de Du Nouy*. Proposto Du Nouy (1919), este método utiliza um anel suspenso por um transdutor de força (ver Figura 2.4), o qual é imerso num recipiente contendo o líquido. O anel é içado até a força atingir seu valor máximo. As complicações no uso deste método encontram-se no alinhamento do anel, na avaliação do ângulo de contato (θ), do nível de espalhamento do líquido no anel ($2R$) e na determinação da força máxima (F).

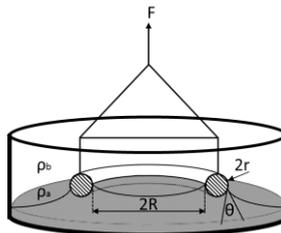


Figura 2.4 – Método do anel de Du Nouy

B. Métodos de medição dinâmicos: São usados, normalmente, quando o valor da tensão varia no tempo devido, por exemplo, a

alterações nas propriedades do líquido. É bom destacar que muito destes métodos utilizam alguns princípios dos métodos supracitados.

- b.1) *Método da gota pendente*. Esta técnica, proposta por Tate (1864), consiste em regular, por meio da quantidade de líquido, o tempo de formação de uma gota (ver Figura 2.5). No exato momento em que esta gota se desprende, a força exercida pelo seu peso é equilibrada pela tensão interfacial da gota formada. As complexidades deste método encontram-se na determinação precisa do volume, da geometria (raios e comprimento) e do momento em que se desprendem as gotas usadas para determinar a tensão.

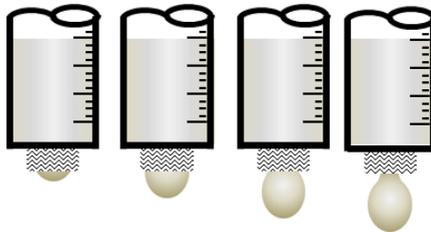


Figura 2.5 – Método da gota pendente

- b.2) *Método do jato livre*. Este método foi proposto inicialmente por Lord Rayleigh (1879) e consiste na determinação da distância entre duas ondulações consecutivas e de amplitudes semelhantes em um jato líquido (λ) (ver Figura 2.6). Estas oscilações são resultados da variação de um formato elíptico, devido ao bocal de injeção e à própria inércia do jato, para um formato circular, gerado pela força de tensão interfacial. As dificuldades no uso deste método encontram-se na determinação dos parâmetros que caracterizam a geometria do jato, a distância entre as oscilações e a velocidade axial do escoamento, as quais são utilizadas para determinar a tensão entre o líquido e o gás do ambiente.

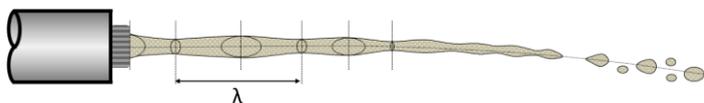


Figura 2.6 – Método do jato livre

b.3) *Método da gota giratória.* Neste método, as medições são realizadas dentro de um tubo horizontal que gira em torno de seu eixo de simetria e contém um fluido de alta densidade (ver Figura 2.7). No seu interior, é colocada uma gota de baixa densidade que se deforma (alongamento), devido à rotação do tubo, até atingir o equilíbrio entre as forças de tensão interfacial e centrífuga. Entre as limitações para o uso deste método para a determinação da tensão interfacial, encontra-se a necessidade de trabalhar em baixos níveis de rotação, dispor de tubos especiais com espessuras de parede extremamente constantes (a fim de evitar assimetria na gota) e na captação das imagens da gota (comprimento e raios de curvatura).

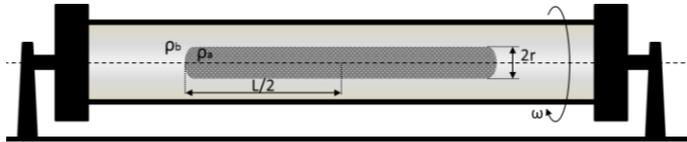


Figura 2.7 – Método da gota giratória

Além dos métodos acima citados, o método da máxima pressão de bolha (MBPM), que será apresentado na sequência, tem sido um dos mais utilizados na determinação da tensão interfacial de fluidos refrigerantes e também de suas misturas com óleos lubrificantes. De acordo com Mysels (1990), o uso frequente deste método se deve à simplicidade do seu uso, à obtenção de valores com boa precisão, à facilidade na montagem do aparato experimental, à opção de analisar o processo de formação e de desprendimento da bolha e à possibilidade de avaliar, por exemplo, o efeito da dissolução de um gás ou vapor no líquido.

2.2.2 Método da máxima pressão de bolha (MBPM)

Segundo Mysels (1990), esta técnica foi sugerida por Simon (1851) depois de tentar, sem grandes êxitos, validar a equação de Laplace em capilares finos utilizando o método da ascensão capilar. O método proposto por Simon consiste em escoar um gás por um tubo capilar que tem sua extremidade de saída imersa em um líquido. O gás, ao escapar pelo capilar, adota a forma de bolhas, cujo crescimento e frequência de emissão dependerão da pressão com que o gás é injetado e da tensão interfacial entre o líquido e o gás.

Durante o processo de crescimento da bolha, existe um momento em que a bolha alcança um formato hemisférico e seu diâmetro é igual ao do capilar. Neste instante, a pressão na bolha alcança seu valor máximo. Na sequência, a bolha continua crescendo até atingir um determinado tamanho que permita o seu desprendimento do capilar e o nascimento de uma nova bolha, como mostra a Figura 2.8.



Figura 2.8 - Processo de formação da bolha na saída do capilar

Segundo Austin *et al.* (1967), o processo de formação de bolha pode ser dividido em três períodos de tempo, conforme ilustra a Figura 2.9. O primeiro (4), chamado de *tempo de espera* (t_c), considera desde o desprendimento total da bolha até o começo do crescimento de uma nova bolha, momento em que a pressão interna da bolha e a pressão hidrostática do líquido (na profundidade de imersão do capilar) são iguais. O segundo período (1), denominado de *tempo de crescimento* (t_b), acontece no interior do capilar, devido ao aumento da pressão interna da bolha, e acaba quando o raio da bolha alcança o raio interno do capilar, que é a condição de máxima pressão na bolha (2). O último período (3), denominado *tempo de desprendimento ou morto* (t_d), contempla o crescimento da bolha fora do capilar, em razão do raio da bolha ser maior que o raio interno do capilar. Este período, portanto, ocorre desde a pressão máxima do sistema até o início do processo de desprendimento, de acordo com a Figura 2.9.

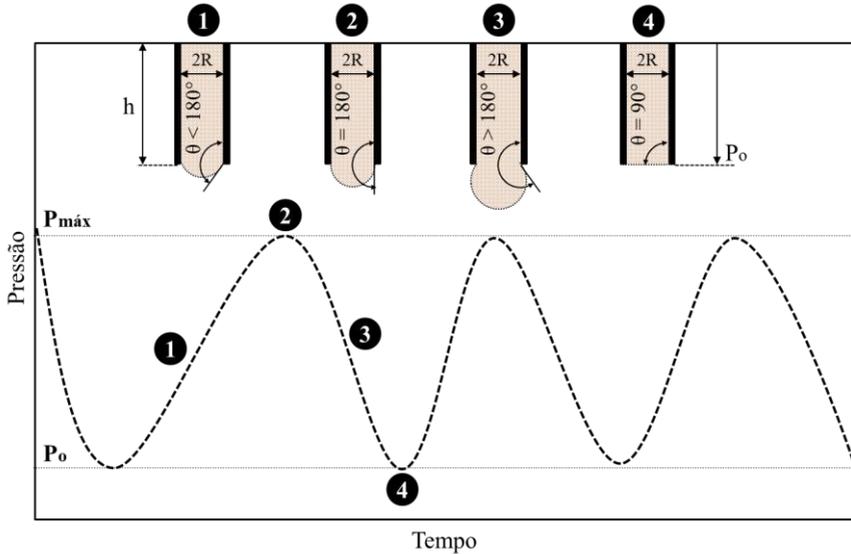


Figura 2.9 – Representação esquemática da diferença de pressão entre o interior da bolha e o líquido ao longo do tempo.

Mysels (1990) também comenta que Jaeger (1917), e posteriormente Sudgen (1924), aprimoraram este método utilizando um segundo capilar com diâmetro diferente e imerso à mesma profundidade no líquido. Esta modificação permitiu eliminar os efeitos associados à coluna hidrostática.

A fim de derivar uma relação matemática entre a tensão interfacial e a diferença de pressão entre dois pontos é necessário, inicialmente, determinar as pressões do líquido e do gás no momento que o raio da bolha se iguala com o raio interno do capilar. Para isso, considera-se a formação de uma bolha na extremidade de um capilar de raio R parcialmente submerso a uma profundidade h , como mostra a Figura 2.10. Assim, a pressão do líquido é dada por:

$$P_L = P_o + \rho_G g H + \rho_L g h \quad (2.2)$$

em que P_o é a pressão estática na camada de vapor em repouso acima da superfície do líquido. Da mesma, é possível obter a pressão do gás através da seguinte expressão:

$$P_G = P_{m\acute{a}x} + \rho_G g (h + H) \quad (2.3)$$

Aplicando a equação de Young-Laplace na bolha, e assumindo que a bolha é perfeitamente esférica e com raio igual ao raio interno do capilar, R , obtém-se a pressão no gás dada por:

$$P_G = P_L + \frac{2 \gamma_{LG}}{R} \quad (2.4)$$

Relacionando as expressões apresentadas anteriormente, tem-se que a pressão máxima na coluna de fluido será dada por:

$$\Delta P = P_{m\acute{a}x} - P_o = (\rho_L - \rho_G)gh + \frac{2 \gamma_{LG}}{R} \quad (2.5)$$

em que as densidades do líquido e do gás são definidas por ρ_L e ρ_G .

Portanto, a pressão máxima, definida pela Eq. (2.5), é determinada pelo raio do tubo capilar, pelas propriedades do líquido e do gás e, principalmente, pela profundidade na qual se encontra submerso o capilar.

A equação acima, escrita para um sistema com um único capilar submerso, constitui a base do MBPM proposto por Simon (1851). A utilização da Eq. (2.5) para a obtenção da tensão interfacial é complicada, uma vez que se faz necessário determinar com precisão a altura h . Adicionalmente, para resultados mais precisos, o método pode ser refinado com o objetivo de eliminar os efeitos dinâmicos e o desvio na geometria hemisférica da bolha.

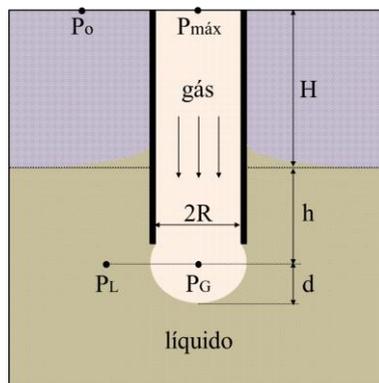


Figura 2.10 - Ilustração da formação de uma bolha na extremidade de um tubo capilar no interior de um líquido.

Sugden (1924) sugeriu a inserção de um segundo capilar com diâmetro diferente em relação ao anterior, o que elimina, caso as

extremidades dos capilares estejam a uma mesma profundidade, a necessidade de determinar a altura h . Escrevendo a Eq. (2.5) para ambos os capilares e subtraindo da equação do capilar de diâmetro menor da equação do capilar de diâmetro maior, tem-se que:

$$\gamma_{LG} = \frac{P_{máx1} - P_{máx2}}{2 \left(\frac{1}{R_{c1}} - \frac{1}{R_{c2}} \right)} \quad (2.6)$$

Logo, a tensão interfacial entre o líquido e o gás pode ser calculada mais facilmente, desde que as máximas pressões sejam determinadas e os raios dos capilares sejam conhecidos com precisão.

Com o objetivo de aprimorar a determinação da tensão interfacial entre o líquido e o gás, através da inclusão das propriedades do fluido que está sendo avaliado no cálculo da tensão interfacial, Sugden (1924), apresentou uma relação empírica, conhecida como a equação de Sugden, que relaciona a diferença entre as pressões máximas obtidas em ambos os capilares ($\Delta P_{máx}$), o raio do capilar maior (R_{c2}), a densidade do líquido e uma constante de ajuste (C_{sgn}). Logo:

$$\gamma_{LG} = C_{sgn} (P_{máx1} - P_{máx2}) \left[1 + \frac{0,69 R_{c2} \rho_L g}{(P_{máx1} - P_{máx2})} \right] \quad (2.7)$$

em que o valor da constate C_{sgn} é obtida a partir da calibração da bancada experimental funcionando com um líquido de tensão interfacial conhecida.

Holcomb e Zollweg (1989) propuseram uma expressão alternativa para determinar a tensão interfacial entre o líquido e o gás baseada na relação entre as forças gravitacionais e as de tensão interfacial. Para isso, os autores consideraram que a formação das bolhas ocorre lentamente a ponto de as forças de inércia e viscosa não contribuírem de forma significativa na pressão de bolha. Assim:

$$\gamma_{LG} = \frac{(P_{máx1} - P_{máx2}) + (D_2 - D_1)\rho_L g}{\left[\frac{a_0 + a_1 E_{o1} + a_2 E_{o1}^2}{D_1(1 + a_3 E_{o1})} - \frac{a_0 + a_1 E_{o2} + a_2 E_{o2}^2}{D_2(1 + a_3 E_{o2})} \right]} \quad (2.8)$$

em que o número de Eötvos do capilar com raio interno igual a R é definido pela seguinte expressão:

$$E_o = \frac{(\rho_L - \rho_G)gR^2}{\gamma_{LG}} \quad (2.9)$$

Os valores das constantes utilizadas na Eq. (2.8) são dados na Tabela 2.1. É importante salientar que as constantes sugeridas no modelo de Holcomb e Zollweg (1989) representam os valores das constantes de ajuste do polinômio utilizado para caracterizar a curvatura da bolha.

Tabela 2.1: Valores das constantes propostas por Holcomb e Zollweg (1989).

Constantes	$Eo \leq 0,5$	$0,5 < Eo < 1,5$
a_0	1,0000	0,9198
a_1	1,2257	1,1259
a_2	0,5983	-0,05221
a_3	0,5470	0,1472

2.2.3 Revisão da literatura

A presente revisão proporciona um sumário dos principais trabalhos experimentais existentes na literatura sobre o MBPM e, principalmente, os relacionados com seu funcionamento e os cuidados necessários para sua utilização.

Mysels (1986) discutiu e sugeriu algumas melhorias com ênfase na medição da tensão interfacial como uma função do tempo em soluções em que a adsorção de componentes ativos na superfície pode ser lenta. De acordo com o autor, para garantir a acurácia dos resultados, deve-se evitar os efeitos de inclinação do capilar, manter as superfícies do capilar com características hidrofóbicas tanto na face interna como na externa e impedir flutuações na pressão de referência.

Kovalchuk e Dukhin (2001) avaliaram alguns efeitos dinâmicos que podem influenciar significativamente na determinação da tensão interfacial, principalmente em condições de altas taxas de formação de bolhas. Segundo os autores, os efeitos mais importantes a serem considerados para a obtenção de bons resultados seriam: a penetração de líquido no capilar após o desprendimento de uma bolha, o equilíbrio da pressão ao longo do capilar, a inércia do escoamento de gás, a compressibilidade do gás, os efeitos de inércia do líquido, os quais podem levar a oscilações do menisco no início do crescimento da bolha, e a pressão e o volume do reservatório de gás. Comentaram, também, que esses efeitos podem ser minimizados utilizando uma frequência menor de formação de bolha, o que permitiria eliminar a maioria dos pontos anteriormente citados. Porém, o efeito da penetração do líquido no capilar ficaria ainda mais acentuado. Para resolver este problema, os autores sugerem, assim como Mysels (1986), a utilização

de superfícies hidrofóbicas no interior do capilar, o que geraria uma diminuição considerável do efeito de capilaridade nas paredes do capilar e um processo de desprendimento de bolha menos perturbado.

Fainerman *et al.* (2004) desenvolveram um método para determinar os tempos característicos de formação de uma bolha no MBPM. O método consiste em uma análise do fluxo de gás do reservatório até o capilar inserido na seção de testes. Segundo os autores, esta técnica apresenta resultados mais precisos do que a análise realizada a partir do sinal de pressão no volume de gás. Os autores também consideraram o volume ótimo do sistema para a obtenção de uma máxima precisão na determinação da tensão superficial e no tempo de vida de uma bolha.

Fainerman *et al.* (2006) destacaram que, no MBPM de Sugden, um pré-requisito importante para a medição precisa da tensão interfacial em condições de alta frequência de formação de bolhas é o conhecimento do tempo morto. Este tempo é definido como o intervalo entre o momento em que a pressão é máxima no interior da bolha e o momento do desprendimento da bolha. Segundo os autores, um aumento no tempo morto levaria a um decréscimo significativo na tensão interfacial de uma bolha recém-formada, devido a uma alta penetração de líquido no capilar. Demonstraram, também, que para uma correta medição de tensão interfacial em sistemas dinâmicos, usando o método de Sugden, é necessário manter fixa a frequência de formação das bolhas, além de manter constante o tempo morto em cada capilar.

A tensão superficial de misturas líquidas é uma propriedade extremamente importante do ponto de vista prático, considerado o seu papel fundamental na caracterização da configuração interfacial de fenômenos multifásicos, na presença ou não de transferência de massa e de calor entre as fases.

Em resposta à importância deste fenômeno, vários trabalhos vêm sendo realizados com o objetivo de caracterizar a tensão interfacial em misturas. Na maior parte destes trabalhos, avaliaram-se a tensão interfacial entre fluidos refrigerantes (Ross *et al.*, 1992; Heide, 1997; Srinivasan e Oellrich, 1997; Feenstra *et al.*, 2001; Froba *et al.*, 2001; Duan e Lin, 2003; Tanaka e Higashi, 2007). Em contraste, o número de trabalhos com dados experimentais de tensão interfacial de óleos lubrificantes puros e de suas misturas com fluidos refrigerante são extremamente escassos.

Goswami *et al.* (1998) determinaram a tensão interfacial de óleos lubrificantes do tipo POE e MO em contato com diferentes refrigerantes do tipo CFC, HCFC e HFC. A tensão interfacial estática foi determinada com o método da placa de Wilhelmy, enquanto a tensão interfacial dinâmica foi medida usando o MBPM de um único capilar. Os autores utilizaram níveis

de solubilidade da ordem 10% em massa de refrigerante das misturas testadas. Entretanto, não foi especificado como tais valores de solubilidade foram alcançados, uma vez que os autores declaram que todos os testes foram realizados em temperatura ambiente e pressão atmosférica. Segundo Goswami *et al.* (1998), existe um influência direta da frequência de formação de bolha no valor da tensão interfacial, embora o efeito da mesma não tenha sido tão significativo nos testes realizados pelos autores. De acordo com os resultados, a tensão interfacial entre o óleo do tipo POE e o gás refrigerante R-134a foi de 26,2 mN/n para uma frequência aproximada de 2 bolhas/s, enquanto que para uma frequência de 12 bolhas/s, o valor da tensão foi de 29,8 mN/m. Este mesmo efeito foi observado para as outras combinações analisadas por Goswami *et al.* (1998).

Seeton e Hrnjak (2006) determinaram experimentalmente algumas propriedades termofísicas, dentre elas a tensão interfacial, de misturas de dióxido de carbono (CO₂) e de óleo lubrificante POE ISO 32. O aparato experimental construído para a determinação da tensão interfacial da mistura baseou-se no MBPM com dois tubos capilares de diâmetros distintos. A fração mássica de refrigerante informada pelos autores, entretanto, não é a solubilidade propriamente dita, uma vez que não foi descontada a massa de dióxido de carbono presente na fase vapor no topo da seção de testes, acima da superfície livre. Segundo os autores, a tensão interfacial da mistura diminui quando a solubilidade da mistura ou a temperatura aumenta. De acordo com os resultados apresentados por Seeton e Hrnjak (2006), a tensão interfacial para a condição de óleo puro, considerando uma temperatura de 28,9°C, foi de 31,2 mN/m, no entanto, para a condição de 43,4°C, a tensão foi de 28,2 mN/. Por outro lado, quando avaliada uma solubilidade 9,2% na mistura, com temperatura de 25,4°C, o valor da tensão interfacial decaiu para 21,8 mN/m.

Visto a escassez de trabalhos experimentais nesta área, o objetivo principal deste estudo é apresentar, junto com os resultados dos diferentes casos avaliados, a bancada de teste projetada para determinar, por meio do método da máxima pressão da bolha (MBPM), a tensão interfacial de uma mistura líquida de óleo POE ISO 10 e gás refrigerante R-134a em diferentes condições de solubilidade.

Entende-se que a realização desta análise permitirá uma aproximação mais realista e fidedigna dos fenômenos que acontecem no interior do compressor com o óleo lubrificante, sendo este um assunto ainda pouco explorado pelos pesquisadores da área.

2.3 EXPERIMENTOS

2.3.1 Aparato experimental

O diagrama esquemático da bancada de teste projetada para a determinação tensão interfacial líquido-gás pelo MBPM é mostrado na Figura 2.11.



(a) Visão geral



(b) Seção de testes

Figura 2.11 - Bancada de teste para medição de tensão interfacial.

O procedimento adotado para a obtenção dos resultados foi baseado em experimentos onde o líquido e o gás encontram-se em equilíbrio

termodinâmico dentro da célula de equilíbrio com temperatura externa controlada.

A bancada pode ser dividida em diferentes subsistemas ligados direta ou indiretamente à célula de equilíbrio onde se mede a tensão interfacial da mistura com a temperatura, a pressão e a massa de gás controladas.

A célula de equilíbrio (Figura 2.12) é o componente principal da bancada de teste, já que nela são confinadas, inicialmente, duas massas conhecidas de líquido e de gás que são levadas ao equilíbrio termodinâmico (temperatura e pressão). A célula de equilíbrio foi construída em aço inoxidável AISI 316L com um diâmetro interno de 120 mm e altura de 180 mm.



Figura 2.12 - Detalhe da célula de equilíbrio para medição de tensão interfacial.

Por meio do sistema mostrado na Figura 2.13, o processo de formação de bolhas pelos dois tubos capilares começa pelo cilindro externo (1), que contém uma massa de gás conhecida, com temperatura e pressão controladas. Após a abertura da primeira válvula de bloqueio (2), utilizada tanto para controlar a saída do gás (*primeiro ajuste*) como para vedar o cilindro quando este se encontra desacoplado da bancada, o gás escoa em direção à válvula micrométrica (3), onde se realiza o segundo ajuste do fluxo de massa. Estes ajustes são necessários, assim como a utilização de caminhos independentes para ambos os capilares, uma vez que é importante manter as frequências de formação de bolhas constantes e iguais nos capilares, já que a variação da frequência afeta diretamente o valor da tensão interfacial (Fainerman *et al.*, 2006).

Após o ajuste micrométrico, o gás passa por uma segunda válvula de bloqueio (4), a qual é usada para vedar as linhas de alta e de baixa pressão (quando se realiza vácuo no sistema) e continua até encontrar o conector de três vias (5), que divide o fluxo de gás em duas parcelas. Uma parcela fica

confinada nas linhas de alta e de baixa pressão do transdutor de pressão diferencial, enquanto a outra parcela continua escoando em direção ao capilar imerso no líquido. Entre o conector de três vias e a conexão que acopla o capilar à tampa da célula de equilíbrio, foi necessário utilizar uma nova válvula de bloqueio (6) com a finalidade de proteger os transdutores de pressão diferencial de um possível retorno de líquido através dos capilares, caso a injeção de gás pela entrada auxiliar ocasionasse um pico de pressão.

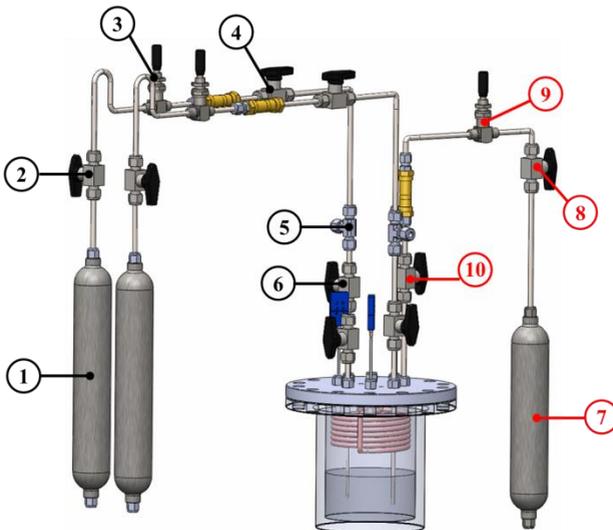


Figura 2.13 - Diagrama esquemático do sistema de formação de bolha e de injeção de gás na célula.

Para o processo de carregamento do gás e pressurização da bancada, foi utilizado um cilindro externo (7) devidamente preenchido com a quantidade de massa de gás requerida para obter a condição de operação na qual se deseja trabalhar (temperatura, pressão e solubilidade), uma válvula de bloqueio (8) para vedar o cilindro externo quando este se encontra desacoplado da bancada, uma válvula de micrométrica (9) para o ajuste fino, e, por último, uma segunda válvula de bloqueio (10) para vedar a célula de equilíbrio no momento da injeção do gás.

Os reservatórios externos utilizados para a armazenagem do gás são de aço inoxidável AISI 304L, com capacidade para 400 ml e conexão NPT de 1/4'' em ambas as extremidades. As válvulas de bloqueio, da marca Swagelok, modelo SS-83PS4 e feitas em aço inoxidável 316, são do tipo

Trunion, que proporcionam baixo torque. As válvulas micrométricas são do tipo agulha, modelo SS-1RS4-A e possuem um orifício de passagem de 0,81mm e manopla do tipo Vernier, a qual apresenta marcações que permitem reproduzir o nível de abertura da válvula.

Para a conexão dos reservatórios externos com a célula de equilíbrio, foram utilizadas conexões do tipo engate rápido da marca Dynamics, série ISO-B, visando facilitar as conexões realizadas externamente, seja para carregar a célula de equilíbrio ou para fazer vácuo no sistema.

As tubulações, bem como as conexões, são de aço inoxidável AISI 316 de ¼” da marca Swagelok. Os tubos capilares, com diâmetros internos de $900,4 \pm 2,60 \mu\text{m}$ e $500,1 \pm 2,51 \mu\text{m}$ (Apêndice A), são de aço inoxidável AISI 316L e tem extremidade polida, a fim de evitar qualquer alteração na dinâmica da bolha causada tanto por rugosidades como por ausência de simetria.

A principal vantagem da utilização do MBPM com relação aos outros métodos comumente usados na determinação da tensão interfacial entre o líquido e o gás, é a relativa facilidade com que se pode controlar a temperatura no interior da célula de equilíbrio.

Para controlar a temperatura dos reservatórios externos utilizados pelos subsistemas de injeção de gás apresentados anteriormente, utilizou-se um banho termostático (11) ligado por mangueiras flexíveis (12) a uma caixa de vidro (13), permitindo ter um sistema fechado de recirculação de água, conforme mostrado na Figura 2.14(a). A utilização deste sistema se deve à necessidade de ter um fluxo de massa constante passando pelos capilares durante o processo de formação de bolhas. Para isso, foi necessário garantir que a temperatura do cilindro externo e, conseqüentemente, a pressão interna do mesmo, fosse sempre igual ou maior que a temperatura da célula de equilíbrio.

Para o controle da temperatura da célula de equilíbrio, a bancada possui um sistema de controle composto por um banho termostático (14) ligado por mangueiras flexíveis (15) a uma caixa de aço inoxidável (16), a qual contém a célula de equilíbrio em seu interior que, por sua vez, aloja uma serpentina de cobre (17) pela qual circula a água proveniente do mesmo banho.

O princípio de funcionamento deste sistema, mostrado na Figura 2.14(b), é resumido da seguinte forma: a água, proveniente do banho termostático é dividida em dois fluxos na entrada do tanque. Uma parte vai diretamente para a caixa de aço inoxidável, enquanto a outra parte passa diretamente para a serpentina que se encontra no interior da célula. A opção de adicionar esta serpentina se deve principalmente à necessidade de diminuir o tempo de estabilização térmica do sistema, uma vez que a

espessura da parede da célula é de 12,5 mm, o que inviabiliza a opção de estabilizar a célula unicamente por condução de calor pela parede.

O tanque principal (16) é de aço AISI 304, tem aproximadamente 25 litros de volume interno e 2 mm de espessura de parede. Dentro dele, a água ocupa o volume suficiente para submergir plenamente a célula. Para auxiliar ainda mais o controle de temperatura, revestiu-se o tanque com camadas de 10 mm de poliestireno. O tanque externo (13) é de vidro temperado com espessura de parede de 10 mm, 150 mm de largura e comprimento e 475 mm de altura. Ambos os tanques de água apresentam válvulas na entrada e na saída para controlar o volume de água no seu interior.

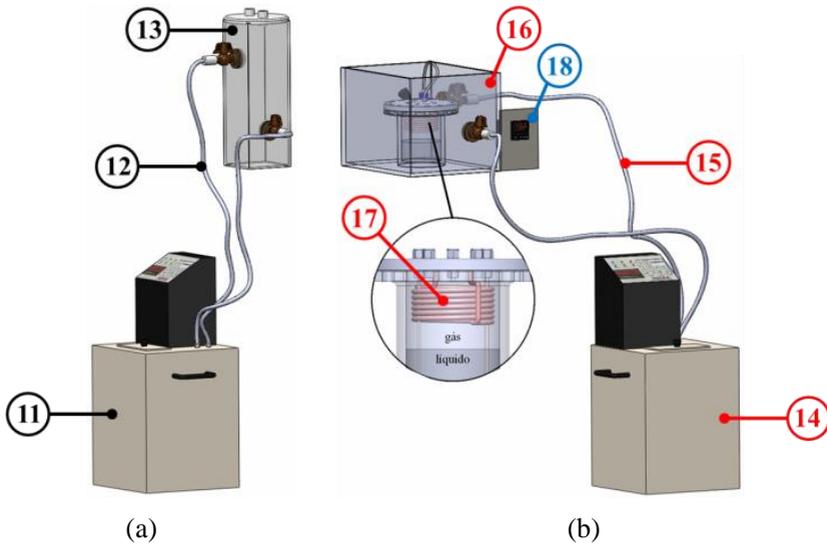


Figura 2.14 - Diagrama esquemático do sistema de controle de temperatura: (a) cilindros externos e (b) célula de equilíbrio.

Por último, em todas as tubulações da bancada — linhas de alta e baixa pressão dos transdutores de pressão diferencial, tubos de acoplamento entre cilindros externos e a bancada, tubos de conexão entre conectores — foram instaladas resistências elétricas conectadas a um controlador PID (18). Foram utilizadas um total de 6 unidades do tipo siliconadas com 25W/m e comprimento de 2 m cada uma. O uso destas resistências serviu para manter toda a bancada com a mesma temperatura durante os testes, já que efeitos externos à bancada podem perturbar a frequência de formação de bolhas no sistema.

Os banhos termostáticos utilizados para o controle da temperatura são da marca Microquímica, modelo MQBMP-01, os quais possuem mostradores de cinco dígitos com duas casas decimais e controle de temperatura em centésimo de grau através de um PID. A faixa de operação dos banhos é de -20 a $+100$ °C, com estabilidade de $\pm 0,02$ °C e resolução de $\pm 0,01$ °C, vazão de 4 litros/min e uma cuba, em aço inoxidável, com capacidade de 9 litros.

A determinação da tensão interfacial utilizando o princípio de máxima pressão de bolha baseia-se na diferença entre os valores máximos de pressão no processo de formação de bolhas em cada capilar. Sendo assim, a medição mais importante a ser realizada é da variação temporal da pressão interna da bolha durante o crescimento.

O esquema de medição da pressão é ilustrado na Figura 2.15. Para avaliar a variação da pressão na bolha, foram utilizados transdutores de pressão diferencial (19) que permitem, através de um tempo de resposta pequeno e boa resolução em pequenas faixas de operação, determinar a variação da pressão em cada capilar. Este tipo de transdutor possui duas entradas de pressão. A linha de alta pressão compreende a ligação com o tubo no qual estão posicionados os capilares e as válvulas *manifold* (20), e serve para determinar a variação da pressão no interior do capilar. Já a linha de baixa pressão, que comunica a região do gás confinado no interior da célula de equilíbrio com as válvulas *manifold*, tem por objetivo fornecer uma pressão de referência que permita determinar a variação da pressão no interior da bolha. Uma ilustração das ligações entre as linhas de alta e baixa pressão dos transdutores de pressão diferencial e a célula de equilíbrio é mostrada na Figura 2.15.

Outro parâmetro importante a ser medido durante os testes é a pressão do ambiente interno da célula, especificamente a pressão do gás confinado acima do volume de líquido. Para isso, foi utilizado um transdutor de pressão absoluta (21) que opera a partir de extensômetros conectados a uma ponte de Wheatstone. Foram usados também dois termopares fixados na tampa da célula e posicionados em diferentes profundidades com a finalidade de medir a temperatura da fase líquida (22) e da fase gasosa (23).

Para monitorar as temperaturas das tubulações de conexão, as quais são aquecidas pelas resistências, foram empregados diversos termopares distribuídos em diferentes pontos da trajetória percorrida pelo gás desde o cilindro externo até a célula de equilíbrio, como mostra a Figura 2.15.

O primeiro ponto de controle de temperatura (C1) foi posicionado entre a segunda válvula de bloqueio (4) e o conector de três vias (5), e serviu para medir a temperatura do gás proveniente do cilindro externo. O

segundo ponto de controle (C2) situou-se na linha de alta pressão e avaliou a temperatura do gás que preenche, desde o cilindro externo (1), a câmara interna da válvula *manifold*. O terceiro ponto de controle (C3) foi colocado na linha de baixa pressão para medir a temperatura do gás proveniente da célula de equilíbrio que preenche a segunda câmara interna da válvula *manifold*. Por último, o ponto de controle (C4) monitora a temperatura do gás que ingressa no capilar e, conseqüentemente, que dará origem à formação das bolhas no líquido.

Com relação às temperaturas de controle (C2) e (C3), estas devem ser iguais ou muito próximas entre si para evitar que efeitos térmicos (diferenças entre as densidades do gás nas linhas) afetem os resultados da variação da pressão no interior da bolha.

O posicionamento dos diferentes pontos de controles (C1 a C4) foi realizado de forma simétrica em ambos os transdutores de pressão diferencial (capilar maior e menor). A exceção foi o ponto de controle (C5), aplicado somente na linha de alta pressão do capilar menor, sendo este usado como referência para o controle da potência emitida pelo PID. Este controle é efetuado internamente pelo PID comparando, continuamente, a temperatura (C5) com o valor do termopar de referência do próprio equipamento.

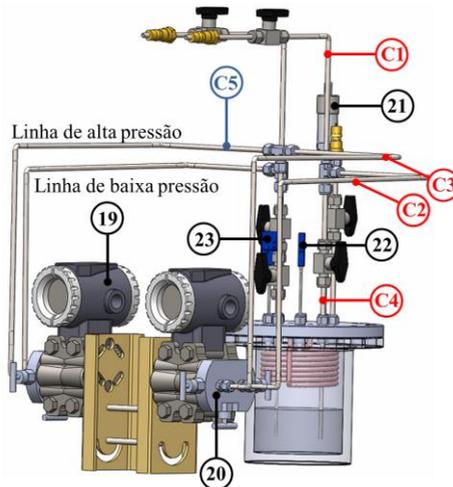


Figura 2.15 - Montagem e posicionamento dos instrumentos de medição na célula de equilíbrio.

Os transdutores de pressão diferencial usados na bancada foram fabricados pela empresa Smar, modelo LD400, com faixa de medição de -5

a 5 kPa e com sinal de saída em corrente de 4 a 20 mA e alimentado por uma fonte de corrente contínua da marca Icel, que fornece uma tensão de 30V (informação passada pela empresa Smar e utilizada na calibração dos equipamentos), corrente de 0 a 6A e precisão de 0,5%. O tempo de resposta deste equipamento é de 35 ms, sendo os transdutores montados sobre válvulas *manifold* da mesma empresa. Estas válvulas possuem câmaras de equalização internas e permitem, para as entradas de alta e baixa pressão, uma maior proteção dos transdutores em caso de variações bruscas de pressão no sistema.

Os termopares utilizados foram do tipo T, da marca Omega, com incerteza de $\pm 0,1$ °C, enquanto que o transdutor de pressão absoluta utilizado foi da marca WIKA, modelo P-30, com desvio de 0,05% da curva característica e saída em corrente de 4 a 20 mA e alimentado com uma fonte de corrente contínua da marca MCE, que fornece uma tensão de 24V, corrente de 0 a 5A e precisão de $\pm 1,0\%$.

A operação dos principais instrumentos de medição e de equipamentos da bancada de tensão interfacial é gerenciado pelo sistema de controle e aquisição de dados. Este sistema é responsável pelo controle, medição e registro de todas as informações obtidas nos testes.

O sistema de aquisição de dados é composto pela ligação entre o sistema de medição anteriormente citado e os módulos de aquisição de dados dispostos em um chassi por meio de bloco terminais. O chassi, por sua vez, é conectado a uma placa de aquisição instalada em um computador pessoal que executa um software de programação.

O chassi, os módulos, os blocos terminais e a placa de aquisição são fabricados e comercializados pela empresa National Instruments. Para realização dos testes, foi utilizado um único módulo (modelo SCXI-1102) para a aquisição dos sinais de tensão e corrente dos instrumentos de medição.

A captação dos sinais enviados pelos diferentes instrumentos de medição foi realizada através do módulo anteriormente citado. No caso da bancada de tensão interfacial, um total de 14 canais foram utilizados, dos quais: 2 canais foram usados para os transdutores de pressão diferencial, 1 canal para o transdutor de pressão absoluta, 2 canais para os termopares posicionados na tampa (temperatura fase líquida e gasosa) e 9 canais para os termopares dispostos nas tubulações de conexão. Cabe destacar que, a captação destes sinais foi realizada com um intervalo de tempo de 0,1s.

Por outro lado, foi necessário impor um critério de convergência que definisse a condição de equilíbrio do sistema (pressão e temperatura) e início dos testes. Para isso, adotou-se um método de comparação que, a partir dos sinais de temperaturas e de pressão absoluta avaliados em tempos

diferentes, com intervalos de tempo de 5 min entre cada amostragem, determina se a variação destes sinais satisfaz o critério estabelecido antes do início do teste. No caso da temperatura, o critério de convergência foi de 0,5°C, enquanto que para a pressão foi de 0,05 bar. Caso esta condição seja verdadeira, em ambos os casos, ativam-se indicadores de validade da condição experimental, caso contrário, o tempo de espera é prolongado até que os indicadores sejam ativados. Também foi programada uma metodologia que analisa o sinal da variação da pressão interna da bolha (transdutores de pressão diferencial) com o objetivo de contar o número de bolhas formadas em cada capilar dentro de um período determinado (frequência de formação e bolha). Dessa forma, o operador pode ajustar as válvulas micrométricas e de bloqueio para se certificar de que o valor da frequência de formação de bolha é igual para ambos os capilares, Fainerman *et al.* (2006).

2.3.2 Procedimento experimental

Como citado anteriormente, o objetivo principal da bancada de teste é permitir a medição da tensão interfacial entre um líquido e um gás e, especificamente, para uma mistura de óleo e refrigerante em diferentes níveis de solubilidade. No entanto, para conseguir tal objetivo, foi necessário calibrar a bancada usando a combinação de água e nitrogênio, uma vez que esta combinação apresenta um valor de tensão interfacial amplamente documentada (Gittens, 1968; Vargaftik *et al.*, 1983).

Para as medições da tensão interfacial entre a água e o nitrogênio foi adotada a seguinte sequência de passos fundamentais antes de iniciar os testes, passos estes indispensáveis para minimizar os erros e garantir a qualidade das medições realizadas.

- i) *Limpeza*: Antes de iniciar uma bateria de medições, faz-se uma limpeza em toda a bancada utilizando o solvente R-141b e, em seguida, aplica-se vácuo de aproximadamente 0,04mbar, tanto na célula de equilíbrio como nas linhas de alta e de baixa pressão, para remover o solvente e outros gases;
- ii) *Controle de temperatura*: Os banhos termostáticos são ligados juntamente com as resistências térmicas (controladas via PID) e a temperatura inicial dos testes é escolhida. Dentro deste mesmo procedimento, devem-se ajustar as aberturas das válvulas de retorno para controlar os níveis da água no interior das caixas de aço e de vidro, como também

- a válvula que divide o fluxo de água que passa pela serpentina (Figura 2.14);
- iii) *Suprimento de gás nas tubulações*: Com os cilindros externos acoplados ao sistema, abrem-se as válvulas de bloqueio (4) e as micrométricas (3), menos aquelas que vedam a célula de equilíbrio (6), para preencher com gás todas as tubulações da bancada e atingir a temperatura de trabalho escolhida. Para dar continuidade ao procedimento inicial de testes, é imprescindível que as temperaturas de todos os pontos de controle da bancada (Figura 2.15) apresentem um valor igual ou acima do valor de trabalho estabelecido para a temperatura;
- iv) *Equalização das câmaras*: No momento de injetar o gás nas linhas de alta e de baixa pressão (Figura 2.15), as câmaras internas das válvulas *manifold*, após devidamente fechada a válvula de conexão, devem estar desacopladas entre si para que os transdutores meçam a pressão inicial de ambas as câmaras. Na sequência, após aberta a válvula de conexão, as câmaras internas são acopladas para homogeneizar a pressão entre elas e, posteriormente, desacoplada novamente para que a diferença entre as pressões de ambas as câmaras seja nula.

Após realizar os passos supracitados, procede-se à abertura das válvulas de bloqueio que vedam a célula de equilíbrio, gerando a formação das bolhas de gás nas extremidades imersas dos capilares na fase líquida. Neste último procedimento, o operador deve manter sob controle, sempre, as válvulas micrométricas e as temperaturas das resistências de cada capilar para obter, durante todo o teste, a frequência desejada.

Para que os resultados possam ser salvos, o operador deve esperar que todos os indicadores de estabilidade da condição de teste (temperatura e pressão) usados no programa de aquisição sejam ativados. Alcançada esta condição, os sinais da pressão diferencial entre os pontos de entrada do nitrogênio em cada capilar e na célula de equilíbrio, efetua-se a gravação dos dados de pressão absoluta do gás e de temperaturas do gás e do líquido por cerca de 5 minutos.

Ao final dos testes, devem-se fechar, primeiramente, as válvulas de bloqueio que vedam a célula, a fim de proteger os componentes, e, posteriormente, as outras válvulas. Na sequência, é preciso desacoplar os cilindros externos, desligar as resistências elétricas e os banhos

termostáticos e, por último, retirar o gás do interior da célula de equilíbrio através da entrada auxiliar por meio de um recolhedor de fluido marca Mastercool, modelo VL69200-200.

Para realizar os testes com mistura óleo-refrigerante em diferentes composições, é necessário manter a profundidade de imersão dos capilares constante e igual ao valor estabelecido na calibração com o sistema de água-N₂ (mais detalhes serão fornecidos na Seção 2.4.1). Esta condição garante que a medição das temperaturas nas fases líquida e vapor seja realizada com sucesso, uma vez que o posicionamento dos termopares fica equidistante da interface entre ambos os domínios (fase líquida e fase vapor) e preserva a profundidade de imersão dos capilares na mistura líquida.

Deste modo, para se obter o volume da mistura estabelecido na calibração, é necessário, primeiramente, calcular o volume de óleo puro que será utilizado nos diferentes testes. A massa de óleo puro é obtida da solubilidade, x_R , definida como a massa de refrigerante dissolvida no líquido por unidade de massa da mistura líquida, sob a condição de equilíbrio termodinâmico, ou seja,

$$x_R = \frac{m_R^L}{m_R} = \frac{m_R^L}{m_o^L + m_R^L} \quad (2.10)$$

Usando a Eq. (2.10), obtemos que a massa de óleo puro é dada por:

$$m_o^L = \frac{(1 - x_R) m_R^L}{x_R} \quad (2.11)$$

em que a m_R^L é a massa de refrigerante dissolvida.

A partir da expressão acima, o volume inicial óleo puro a ser inserido na bancada para uma solubilidade desejada x_R é dado por:

$$V_o^L = \frac{m_o^L}{\rho_o^L} = \frac{m_R^L(1 - x_R)}{x_R \rho_o^L} \quad (2.12)$$

onde ρ_o^L é a densidade do óleo puro, que é função da temperatura.

Outro parâmetro importante para a realização dos testes é a determinação da massa de refrigerante que deve ser injetada na célula de equilíbrio. O valor desta massa define, para uma condição pré-estabelecida de temperatura e volume de óleo puro, a pressão de saturação, a solubilidade e o volume final da mistura. Assim,

$$m_R^I = m_R^G + m_R^L \quad (2.13)$$

onde a massa total injetada na célula de equilíbrio (m_R^I) considera a massa de refrigerante da fase vapor (m_R^G) e a massa de refrigerante da fase líquida (m_R^L) que será absorvida no volume de óleo líquido. Cabe ressaltar que a pressão de vapor do óleo lubrificante é extremamente baixa (ASHRAE Handbook, 2010), sendo uma excelente aproximação assumir que a fase vapor contém somente refrigerante.

O volume interno da célula de equilíbrio é igual à soma do volume final da mistura líquida mais o volume ocupado pelo gás refrigerante da fase vapor,

$$V_{cil} = V_R^G + V_R^L \quad (2.14)$$

Desta forma, substituindo as Eqs. (2.12) e (2.14) na Eq. (2.13), obtém-se a massa de gás a ser injetada por:

$$m_R^I = \rho_R^G \left(V_{cil} - \frac{m_R^L V_R^L}{M} \right) + \frac{x_R}{1 - x_R} m_o^L \quad (2.15)$$

onde V_R^L , ρ_R^G e M representam o volume molar da mistura, a densidade do gás na fase gasosa e a massa molar da mistura, respectivamente.

Para a determinação do volume inicial do óleo puro e da massa de refrigerante a ser injetada na célula de equilíbrio, é preciso conhecer o comportamento termodinâmico (equilíbrio de fases) da mistura. Neste trabalho, foi usada a equação de estado de Peng e Robinson (1976) para descrever a relação p - x_R - T da mistura R-134a/POE ISO 10 devido à disponibilidade de parâmetros de interação binária para esta mistura obtida a partir de dados experimentais (França, 2013; Marcelino Neto *et al.*, 2014).

Para as medições experimentais da tensão interfacial da mistura de óleo e gás, foi necessário incorporar novos passos ao procedimento experimental apresentado anteriormente. Estes novos passos consideram, principalmente, os cuidados que devem ser adotados no processo de injeção do gás refrigerante na célula equilíbrio e na determinação da condição de equilíbrio termodinâmico do sistema (saturação da mistura).

A seguir, são descritos os diferentes passos do procedimento experimental utilizado nos diferentes testes:

- i) *Limpeza*: Antes de se iniciar os testes experimentais, realiza-se uma limpeza em toda a bancada utilizando o solvente R-141b e, em seguida, aplica-se vácuo de

- aproximadamente 0,04 mbar na célula de equilíbrio, nos cilindros externos e nas linhas de alta e baixa pressão;
- ii) *Injeção de gás no cilindro externo*: Depois de realizado o vácuo no cilindro externo e injetada a massa de refrigerante desejada, Eq. (2.15), o cilindro é pesado em uma balança de alta precisão da marca Shimadzu, modelo UX-4200H, de capacidade máxima de 4,2 Kg e incerteza de 10 mg. O valor da massa é armazenado;
 - iii) *Injeção de óleo*: Com o volume de óleo, Eq. (2.12), já inserido na célula de equilíbrio, fecham-se as válvulas de bloqueio (6) que vedam a célula e aplica-se novamente vácuo de aproximadamente 0,04 mbar para remover a existência de resíduos do solvente e/ou outros gases;
 - iv) *Controle de temperatura*: Os banhos termostáticos (11 e 14) e as resistências térmicas (controladas por PID) são ligados a fim de manter a temperatura escolhida para os testes. Neste mesmo procedimento, ajustam-se as aberturas das válvulas de retorno das caixas de aço (16) e de vidro (13), como também a válvula que divide o fluxo de água que passa pela serpentina (Figura 2.14);
 - v) *Injeção de gás na célula de equilíbrio*: Com o cilindro externo acoplado à célula de equilíbrio e com a temperatura do teste já alcançada, abrem-se as válvulas de bloqueio (2) posicionadas na saída do cilindro e na entrada da célula (6) para iniciar a injeção de gás. O operador, neste momento, monitora a variação da pressão interna da célula até que o sinal de pressão não apresente maiores variações. Alcançada esta condição, fecham-se as válvulas de bloqueio e desacopla-se o cilindro externo da célula de equilíbrio. Na sequência, o cilindro é pesado e, assim, determina-se a massa total injetada. Caso este valor seja menor que a massa total desejada, acopla-se novamente o cilindro à célula e repete-se o procedimento. Caso a massa seja maior, deve-se retirar massa da célula através da abertura da válvula de bloqueio utilizada no processo de injeção de gás, conforme mostra a Figura 2.13.
 - vi) *Obtenção da condição de saturação*: Depois de injetado o gás refrigerante e as válvulas de bloqueio (6) estarem

devidamente fechadas, liga-se o agitador magnético para acelerar o processo de saturação da mistura. O agitador foi posicionado sob a caixa de aço e fixado à estrutura metálica que abriga a bancada de testes (Figura 2.11a). Este processo leva de 8 a 10h, conforme a condição de solubilidade desejada, sendo esta alcançada quando a variação da pressão interna da célula não apresenta grandes diferenças. Utiliza-se o mesmo critério para as temperaturas da mistura e do gás refrigerante. Os critérios usados consideram que a variação entre duas amostragens, obtidas com um intervalo de 10 min entre si, não devem apresentar uma diferença maior que 0,5°C para a temperatura e 0,05 bar para a pressão;

- vii) *Fornecimento de gás às tubulações*: Com os cilindros externos acoplados às tubulações que conectam os capilares com a célula de equilíbrio e com massa de refrigerante suficiente para a realização dos testes (aproximadamente 200 g em cada cilindro), abrem-se as válvulas de bloqueio (4) e as micrométricas (3) – mantendo fechadas as válvulas (6) que vedam a célula – para preencher com gás as tubulações da bancada e atingir, dessa forma, a temperatura de trabalho do teste;
- viii) *Equalização das câmaras*: Com o gás já nas linhas de alta e baixa pressão e as câmaras internas das válvulas *manifold* desacopladas entre si, abre-se a válvula de conexão entre as câmaras para homogeneizar a pressão e, após alguns minutos (monitorando o sinal do programa de aquisição de dados), desacopla-se novamente, com a válvula de conexão fechada, para que a diferença entre as pressões de ambas as câmaras seja zero ou muito próximo deste valor. Este procedimento é necessário para zerar o valor da referência dos transdutores de pressão diferencial.

Executados os passos prévios à realização dos testes, abrem-se as válvulas de bloqueio que vedam a célula de equilíbrio, dando início ao processo de formação das bolhas nas extremidades imersas dos capilares. Durante este procedimento, as válvulas micrométricas e as temperaturas das resistências de cada capilar devem ser ajustadas para obter, durante todo o teste, a frequência de bolha desejada.

Para a coleta dos resultados, é necessário que todos os indicadores usados no programa de aquisição, isto é, para pressão e temperatura, encontrem-se ativados. Obtida esta condição, os sinais da variação da pressão interna da bolha de cada capilar, a pressão absoluta do gás da fase vapor e as temperaturas do gás e da mistura são gravadas por 5 minutos para cada amostra, perfazendo um total de 6 amostras, com um intervalo entre cada amostra de 5 minutos.

Salvos os dados, fecham-se, primeiramente, todas as válvulas de bloqueio que vedam a célula e, em seguida, as outras válvulas da bancada. Na sequência, desacoplam-se os cilindros externos, desligam-se as resistências elétricas, junto com os banhos termostáticos, e retira-se o gás do interior da célula de equilíbrio utilizando o coletor de gases (Mastercool, VL 69200-220), que também filtra o óleo lubrificante.

2.3.3 Condições de teste

Os testes experimentais foram realizados utilizando a mistura de óleo lubrificante e de gás refrigerante POE ISO 10/R-134a, largamente empregada em sistemas de refrigeração doméstica.

A Tabela 2.2 apresenta os valores de densidade e viscosidade dinâmica do lubrificante e do refrigerante em sua condição de líquido saturado em função da temperatura. A Tabela 2.3 apresenta as condições de operações utilizadas nos diferentes ensaios.

Tabela 2.2: Propriedades físicas do óleo e o gás refrigerante utilizado.

Temperatura [°C]	Lubrificante POE ISO 10		Refrigerante R-134a	
	ρ_o [kg/m ³]	μ_o [mPa·s]	ρ_R [kg/m ³]	μ_R [mPa·s]
20	924,0	16,55	1226,0	0,2069
40	916,0	8,83	1147,0	0,1612
60	907,0	4,83	1053,0	0,1236
80	892,0	3,31	928,2	0,0899

Os valores de solubilidade avaliados abrangem os níveis esperados em pontos específicos de um compressor hermético alternativo, em diferentes etapas do ciclo de funcionamento do mesmo, como o cárter, mancais e folgas.

É importante ressaltar que a condição de 0% de solubilidade na mistura de óleo lubrificante e de gás refrigerante POE ISO 10/R-134a –

condição de óleo lubrificante puro – foi realizada utilizando-se nitrogênio como gás, tendo em vista que o nível de absorção deste gás no óleo é nulo ou muito próximo de zero.

Tabela 2.3: Condições de operação utilizados nos testes de tensão interfacial.

x_m [%]	m_R^I [kg]	\forall_{cil} [ml]	\forall_m^L [ml]	\forall_o^L [ml]	P_{sat} [bar]	T [°C]
0	0,0000			1015,0	1,03	
10	0,1247	2035,7	1015,0	1014,0	2,19	25,0
20	0,2747			923,7	3,51	
30	0,4638			828,9	4,39	

2.3.4 Análise de incertezas

A Tabela 2.4 apresenta as incertezas associadas às variáveis experimentais mensuradas nos diferentes testes. Um detalhamento sobre as definições de incertezas é apresentado no Apêndice B.

Tabela 2.4: Incertezas dos instrumentos de medição da bancada de tensão interfacial.

Variáveis	Incerteza Combinada	Incerteza Expandida	Distribuição	Graus de liberdade
Raio Capilar Maior [μm]	1,14	2,51	---	12,35
Raio Capilar Menor [μm]	1,17	2,60	---	13,65
Pressão máxima [Pa]	2,78	5,56	Retangular	∞
Temperatura [K]	0,43	0,86	Retangular	∞
Densidade [kg/m^3]	1% · Leitura	2% · Leitura	Retangular	∞

Para a determinação da tensão interfacial através dos modelos anteriormente apresentados, é necessário obter os valores das pressões máximas, temperaturas das fases (líquido e gás) e os raios internos de ambos os capilares, além das densidades da água, nitrogênio, óleo lubrificante e gás refrigerante.

No caso dos valores das pressões máximas, as incertezas estão diretamente relacionadas com os efeitos de temperatura de ambiente, uma vez que os transdutores de pressão diferencial foram calibrados para trabalhar a 25°C e a pressão de referência, considerando a linearidade, repetibilidade e histereses do sinal adquirido. Muitas destas informações foram disponibilizadas pelo fabricante (*Smar*) através do catálogo do equipamento.

Com relação à medição direta dos raios internos dos capilares, utilizou-se uma câmara de alta resolução (Nikon – modelo DS-U2/L2) que possui um sistema de captura de imagens com seu próprio medidor de distância. A incerteza deste procedimento está principalmente relacionada com a definição da origem e do final do raio interno do capilar, à calibração do sistema (escala de referência) e à transformação de pixels para milímetros.

Os valores das densidades do líquido e do gás foram determinados por uma aproximação polinomial em função da temperatura de teste. Portanto, as incertezas destes parâmetros dependem da incerteza da temperatura ($\pm 0,1$ °C) e do grau de exatidão do polinômio utilizado.

2.4 RESULTADOS

2.4.1 Sistema Água - N₂

Para calibrar a bancada à temperatura ambiente (25°C), foi necessário avaliar os diferentes parâmetros operacionais que influenciam o valor da tensão interfacial. Desta forma, avaliaram-se os efeitos da frequência de formação de bolha e a altura de imersão dos capilares.

Por último, realizou-se uma análise comparativa entre os diferentes modelos matemáticos disponíveis na literatura, Eqs. (2.6) a (2.8), considerando, neste caso, uma temperatura de trabalho de 50°C. O objetivo dessa análise é avaliar se os valores das constantes propostas pelos autores Sugden (1924) e Holcomb e Zollweg (1989) influenciam no valor da tensão interfacial entre a água e o nitrogênio trabalhando em condições de operação diferentes das condições de calibração das constantes. Para a calibração da constante de Sugden (1924), considerou-se a condição de temperatura de 25°C e usou-se o método de otimização de aproximação quadrática que permite encontrar um mínimo ou um máximo de uma expressão que possui um grau de liberdade.

Conforme indicado no trabalho de Kovalchuk e Dukhin (2001), quando se trabalha com o método de máxima pressão de bolha de dois capilares, existe uma série de efeitos dinâmicos que podem alterar a

determinação da tensão interfacial. No entanto, escolhendo uma baixa frequência de formação de bolha – menor ou igual a 1,0 Hz – esses efeitos poderiam ser minimizados, com exceção do efeito da penetração do líquido no capilar, que se torna mais significativo quando a taxa de formação de bolhas é baixa.

Com objetivo de avaliar esta questão, são apresentados, na Figura 2.16, os resultados experimentais correspondentes aos valores médios da tensão interfacial, calculada a partir da Eq. (2.6). Foram usados, para efeitos de comparação e de calibração da bancada, três níveis diferentes de frequências, 0,3 Hz, 0,5 Hz e 1,0 Hz. Os testes foram realizados com temperatura constante e igual a 25°C e com um volume de líquido igual a 1015 ml.

Segundo a Figura 2.16, a utilização de uma frequência de formação de bolha de 1,0 Hz apresenta um erro relativo de aproximadamente 0,3%. O valor de referência para a tensão interfacial do sistema água-nitrogênio foi obtido do *software* EES (Klein, 2013), que tem embutida em suas bibliotecas as bases de dados do NIST (*National Institute of Standards and Technology*). No caso de frequências menores, 0,3 Hz e 0,5 Hz, os erros relativos aumentaram, respectivamente, para 10,1% e 5,6%. Acredita-se que o aumento destes valores se deva à presença de um maior efeito da penetração do líquido (Kovalchuk e Dukhin, 2001) e, em menor escala, a um aumento da absorção de nitrogênio na água (Mysels, 1990), que provocam o aumento do tempo morto no processo de desprendimento da bolha (Fainermann *et al.*, 2006).

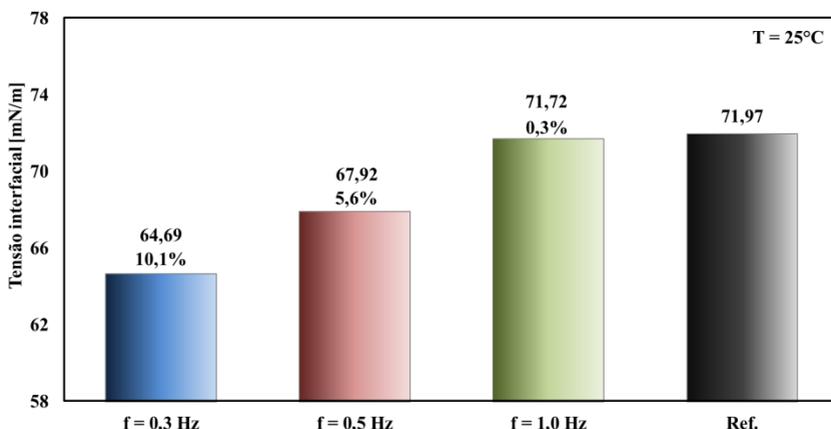


Figura 2.16 - Influência da frequência de bolha no valor da tensão interfacial com temperatura de teste de 25°C.

Para entender melhor os efeitos que provocam os fenômenos anteriormente citados, são apresentadas, na Figura 2.17, as variações de pressão em cada capilar. De acordo com esta figura, a utilização de uma baixa frequência – menor fluxo de massa – aumenta a diferença entre as pressões máxima (raio da bolha igual ao raio do capilar) e mínima (início de formação de bolha) de cada capilar. No caso do capilar menor, estas diferenças foram de 22,7 Pa, 15,3 Pa e 3,8 Pa para as frequências de 0,3 Hz, 0,5 Hz e 1,0 Hz, respectivamente.

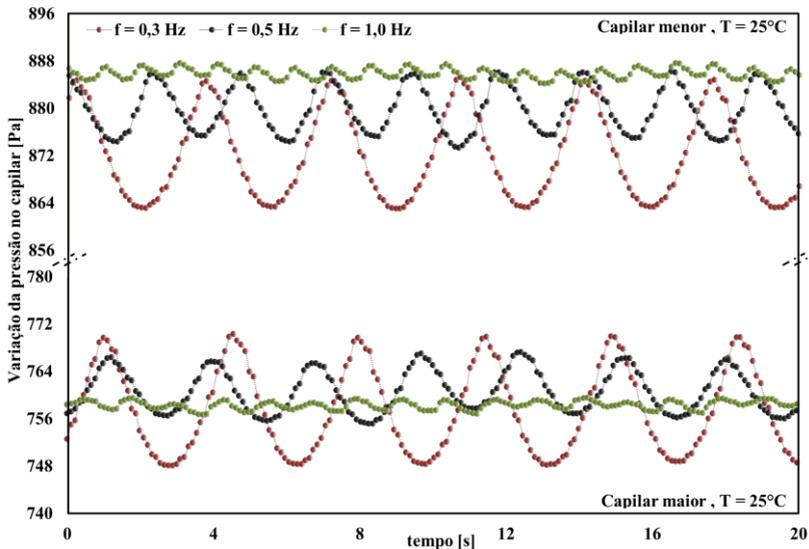


Figura 2.17 - Variação da pressão interna da bolha durante o seu processo de formação no capilar menor e maior.

Esta variação no comportamento da pressão interna da bolha é resultado, principalmente, de um maior efeito de penetração do líquido no capilar, o que traz como resultado o aumento do tempo de crescimento da bolha, uma vez que é necessário deslocar a coluna de líquido presente no interior do capilar. Além disso, quando se utiliza uma baixa frequência de bolha, intensifica-se o efeito de absorção de nitrogênio na água em razão do aumento do tempo de contato entre o gás e o nitrogênio. Esta condição gera um aumento no tempo total de bolha, em decorrência da necessidade de fornecer mais gás nesta para compensar a massa absorvida pela água (por difusão). Todos estes efeitos, ou seja, penetração de líquido e absorção de nitrogênio na água, tornam-se mais acentuados por causa de um tempo total maior de crescimento da bolha e, principalmente, do tempo morto que afeta

diretamente o valor da tensão interfacial entre a água e o nitrogênio (Fainermann *et al.*, 2006).

Com relação à diferença entre as pressões máximas de formação de bolhas de cada capilar ($\Delta P_{\text{máx}}$), observa-se, na Figura 2.17, que o uso de uma frequência de formação alta provoca o aumento da diferença entre estes valores. No caso da frequência de 1,0 Hz, que foi a maior frequência testada, esta diferença foi de 127,5 Pa, sendo que para uma frequência de 0,3 Hz (menor valor testado), a diferença de pressão foi de 115,0 Pa. Esta variação deve-se, basicamente, ao aumento do fluxo de massa passando pelo capilar menor, o qual apresenta uma maior restrição ao escoamento (aumento dos níveis de pressão).

O volume de líquido colocado na célula de equilíbrio influencia, de forma indireta, o efeito da imersão (altura) do capilar no líquido. No presente aparato experimental, a variação desse parâmetro está limitada pelas alturas nas quais estão posicionados os termopares, visto que um dos termopares precisa estar imerso no líquido (temperatura da face líquida), enquanto que o outro termopar deve ficar na região do gás para caracterizar de forma correta, sem influência das temperaturas da vizinhança, a variação da temperatura da fase vapor.

Dessa forma, foram realizados testes com três volumes diferentes de líquido na célula de equilíbrio: i) 900 ml, ii) 1015 ml e iii) 1130 ml que, em termos de profundidade de imersão do capilar, correspondem a i) 59,1 mm, ii) 69,2 mm e iii) 79,3 mm. Os testes foram realizados a 25°C, com frequência de formação de bolha constante e igual a 1,0 Hz. Os resultados comparativos são apresentados na Figura 2.18.

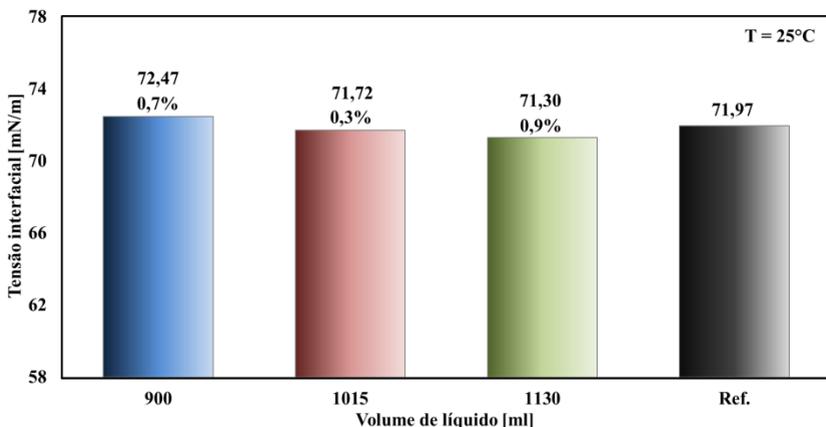


Figura 2.18 - Influência do volume de líquido no valor da tensão interfacial.

De acordo com a Figura 2.18, os erros relativos entre os volumes de 900 ml, 1015 ml, 1130 ml e o valor de referência foram de 0,7%, 0,3% e 0,9%, respectivamente. De acordo com estes resultados, percebe-se que a variação da profundidade de imersão do capilar, limitada às dimensões do experimento, pouco influenciam na medição da tensão interfacial (Kloubek, 1972), uma vez que a frequência de formação de bolha, fixada em 1,0 Hz, elimina o efeito de penetração de líquido no capilar. Portanto, para fins de testes, definiu-se como padrão para o volume de líquido o valor de 1015 ml, que é o volume médio dos testes realizados anteriormente para avaliação do efeito da frequência.

Para avaliar a sensibilidade dos valores das constantes utilizadas nos modelos de Sugden (1924), Eq. (2.7), e de Holcomb e Zollweg (1992), Eq.(2.8), foi realizada uma análise comparativa entre os modelos considerando duas condições de testes diferentes, como mostra a Figura 2.19.

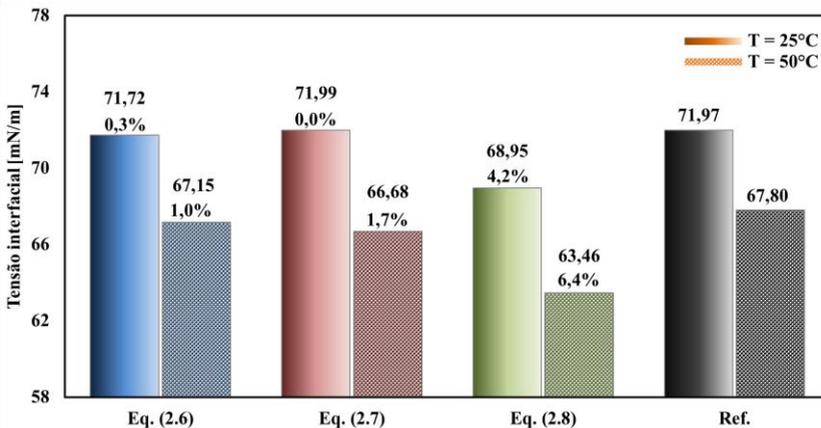


Figura 2.19 - Comparação dos valores de tensão interfacial utilizando diferentes modelos.

Na primeira condição, que considera a temperatura de calibração da bancada (25°C), foi utilizado o método de otimização por aproximação quadrática para determinar o valor da constante de Sugden, Eq. (2.7). A segunda condição considerou uma temperatura de 50°C, tendo os valores originais das constantes de Holcomb e Zollweg (1992) (Tabela 2.1) e de Sugden (1924) sido mantidos inalterados. Em ambos os casos, a frequência de formação de bolha foi de 1,0 Hz e o volume do líquido igual a 1015 ml.

A Figura 2.19 apresenta os resultados dos valores das tensões interfaciais usando os modelos e as condições supracitadas. Nesta figura, observa-se que, para a temperatura de 25°C, os erros relativos dos modelos de dois capilares, Eq. (2.6), e de Sugden (1924), onde o valor da constante determinada foi de $5,383 \times 10^{-5}$ m, apresentaram um desvio de 0,3 % e 0,0 %, respectivamente em relação à referência. Já o modelo de Holcomb e Zollweg (1992) apresentou um desvio de 4,2%. Este maior desvio entre os modelos é decorrente, como comentado anteriormente, da aproximação polinomial adotada por seus autores para caracterizar a curvatura da bolha e do processo de ajuste para determinar os valores das constantes (Holcomb e Zollweg, 1989).

Para a condição de temperatura igual a 50°C, os desvios aumentam para todos os modelos, mas mesmo o maior erro relativo, obtido com o modelo proposto por Holcomb e Zollweg (1992), foi de 6,4 %, sendo um valor aceitável tendo em vista a dependência das constantes para com as condições do experimento original daqueles autores.

Como conclusão desta seção, é possível afirmar que, para o aparato desenvolvido neste trabalho, a expressão de melhor desempenho no cálculo da tensão interfacial foi aquela do modelo de dois capilares representada pela Eq. (2.6) que, apesar da ausência de parâmetros de ajuste, obteve menores desvios com relação ao valor de referência. Desta forma, tal expressão será utilizada na determinação da tensão interfacial da mistura óleo-refrigerante.

2.4.2 Sistema POE ISO 10 – R-134a

A Figura 2.20 apresenta os resultados experimentais das pressões máximas obtidas em ambos os capilares em função da porcentagem de gás em solução no óleo lubrificante (solubilidade). De forma conjunta, apresenta-se, na mesma figura, a diferença entre os valores máximos de cada capilar em função da solubilidade da mistura.

Observa-se, na Figura 2.20, que as pressões máximas de cada capilar se elevaram quando a porcentagem de gás absorvido na mistura líquida aumentou. Este comportamento é consequência da condição de equilíbrio termodinâmico da mistura, a qual apresenta uma pressão de saturação maior quando a solubilidade aumenta (ver Tabela 2.3).

Na mesma Figura 2.20 observa-se que, o aumento da absorção de refrigerante no óleo (solubilidade) provoca uma menor diferença entre os valores máximos da pressão de cada capilar ($\Delta P_{\text{máx}}$). Isto se deve, principalmente, à diminuição da viscosidade da mistura, uma vez que existe

uma menor oposição, por parte do volume de óleo na qual estão submerso os capilares, ao crescimento da bolha.

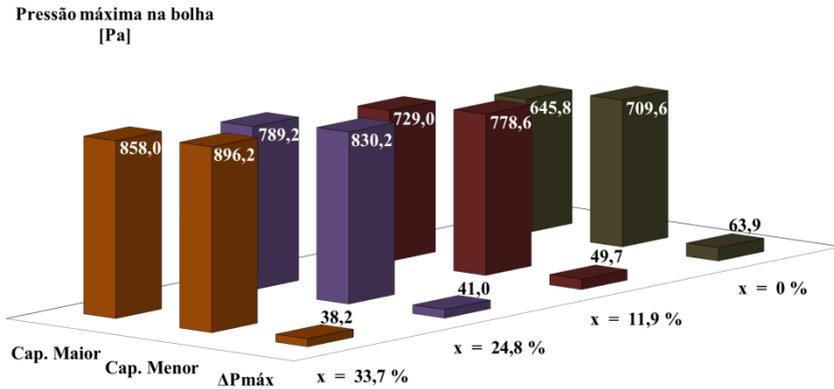


Figura 2.20 - Pressão máxima da bolha em função da solubilidade da mistura.

A Figura 2.21 mostra o comportamento das pressões internas máximas das bolhas dos dois capilares quando adimensionalizadas pelas pressões da condição de óleo puro de cada capilar, respectivamente. No caso do capilar maior, o valor da pressão de referência utilizada foi de 645,8 Pa, enquanto que para o capilar menor, o valor da pressão de referência utilizado foi de 709,6 Pa.

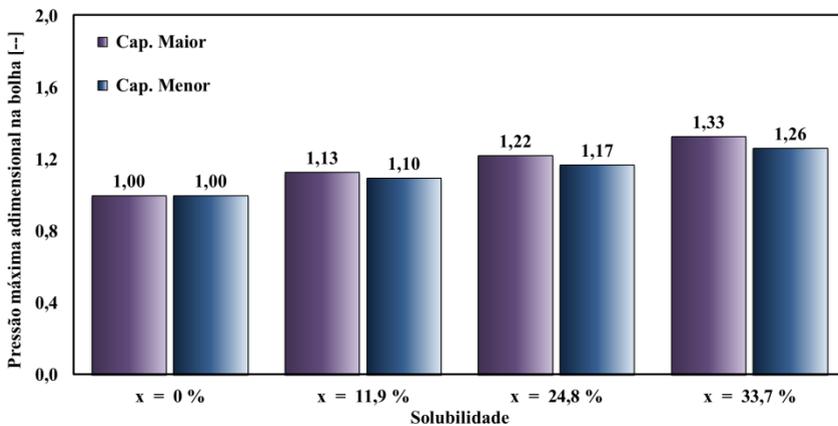


Figura 2.21 - Comparação do comportamento da pressão máxima adimensional de cada capilar em função da solubilidade da mistura.

Desta forma, ressalta-se que, quando a solubilidade da mistura aumenta, níveis de pressões máximas menores são requeridos no capilar menor em comparação com o capilar maior. Este fenômeno é resultado da diminuição da viscosidade da mistura, a qual gera uma oposição menor ao deslocamento da interface bolha-líquido no momento da formação de uma bolha e, com isso, níveis de pressão menores são necessários. Além disso, uma menor penetração de líquido no capilar menor, em comparação com a penetração de líquido no capilar maior, ajuda a obter uma menor pressão na linha, uma vez que se necessita injetar menos gás no sistema para eliminar o líquido retido na ponta do capilar.

A Figura 2.22 apresenta os resultados experimentais da tensão interfacial da mistura líquida de POE ISO 10 e R-134a em função da solubilidade. São apresentados, na mesma figura, os resultados dos diferentes testes junto com o valor médio da tensão interfacial da mistura para cada condição de solubilidade testada.

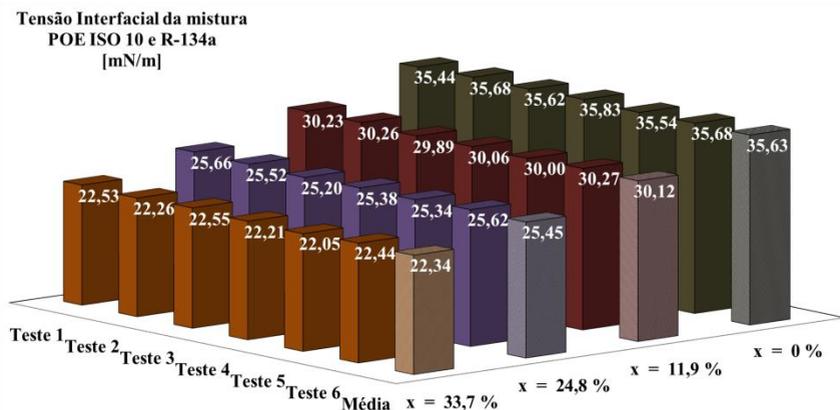


Figura 2.22 - Variação da tensão interfacial da mistura POE ISO 10 e R-134a em função da solubilidade.

Observa-se que, para as diferentes condições de solubilidade da mistura, os valores das tensões interfaciais dos diferentes testes apresentaram boa repetitividade e baixa dispersão entre os resultados. Esta condição é decorrente do ajuste contínuo da frequência de formação de bolha (1,0 Hz) e das temperaturas nas tubulações que transportam o gás desde os cilindros externos até a célula de equilíbrio.

Na Figura 2.22 é possível observar também que a tensão interfacial da mistura líquida diminui quando a solubilidade aumenta. Por exemplo,

para a condição de 0% de solubilidade, o valor médio da tensão interfacial foi de 35,63 mN/m, já na condição de 33,7%, este valor decaiu para 22,34 mN/m.

Este decréscimo é reflexo, dentre outros efeitos, da obtenção de uma tensão interfacial cada vez mais próxima do valor da tensão interfacial do refrigerante puro, visto que existe uma maior presença de refrigerante, na fase líquida, dissolvido no óleo lubrificante como resultado de maiores níveis de solubilidade na mistura. Segundo Zhu *et al.* (1993), a tensão interfacial do R-134a puro é de 8,18 mN/m considerando a temperatura de 25°C como condição de teste.

Segundo Poling *et al.* (2000), as correlações utilizadas para a determinação da tensão interfacial de mistura líquidas podem ser divididas em duas categorias: as derivadas de modelos termodinâmicos e as baseadas em relações empíricas obtidas a partir de dados experimentais. Os métodos termodinâmicos requerem cálculos mais refinados e um maior conhecimento das propriedades e das interações dos componentes, mas tendem a fornecer resultados mais precisos (Chunxi *et al.*, 2000; Barnes e Gentle, 2005; Mousavi *et al.*, 2007; Oliveira *et al.*, 2008; Zhelezny *et al.*, 2014). Já as relações empíricas podem ser usadas quando as tensões interfaciais dos componentes puros não são muito diferentes e/ou quando os desvios de uma solução ideal não são muito significativos (Hugill e Welsenens, 1986; Pitzer, 1995; Sastri e Rao, 1995; Zuo e Stenby, 1997; Tanaka and Higashi, 2007). Devido à pequena quantidade de pontos experimentais no presente trabalho, decidiu-se adotar uma abordagem empírica para a determinação da tensão interfacial da mistura líquida de óleo-refrigerante POE ISO 10/R-134a.

A Figura 2.23 apresenta os resultados experimentais da tensão interfacial da mistura líquida de óleo e gás refrigerante, juntamente com resultados obtidos por meio de uma correlação empírica em que a tensão interfacial da mistura é ponderada pelas frações molares dos componentes, expressão que é dada por (Poling *et al.*, 2000),

$$\gamma_R^r = \sum_{i=1}^n \bar{x}_i \gamma_i^r = \bar{x}_R \gamma_{Rp}^r + (1 - \bar{x}_R) \gamma_{Op}^r \quad (2.16)$$

onde γ_R e γ_o são as tensões interfaciais dos líquidos puros saturados e r é um parâmetro de ajuste. Para r = 1, tem-se o comportamento de tensão interfacial da mistura ideal.

Através da Figura 2.23, pode-se verificar que a tensão interfacial determinada experimentalmente apresenta um comportamento não linear

entre os níveis de solubilidades avaliados, restringindo, assim, o uso da hipótese de mistura ideal na correlação empírica apresentada anteriormente, Eq. (2.16), para a mistura de óleo-refrigerante POE ISO 10/R-134a. Este desvio deve-se, basicamente, ao fato de as moléculas do óleo e do gás não serem semelhantes. Logo, efeitos de interação entre os componentes, variação de volume e de energia mediante a mistura dos mesmos ocorrem durante o processo de absorção de refrigerante na mistura líquida.

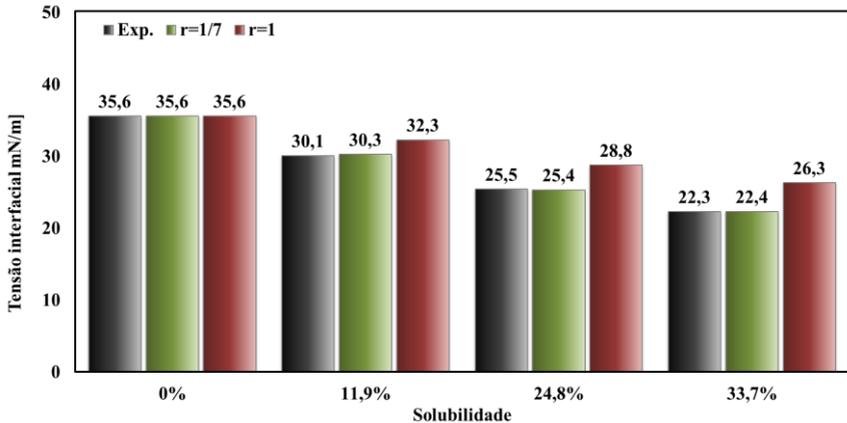


Figura 2.23 - Comparação entre o comportamento da tensão interfacial experimental e a condição de mistura ideal.

Para tentar compensar a deficiência da correlação de solução ideal na caracterização dos fenômenos supracitados, ajustou-se, como primeira aproximação para a determinação da tensão interfacial da mistura de POE ISO 10 e R134a, o valor do expoente r . Para isso, foram usados os dados experimentais da tensão interfacial no método de otimização de aproximação quadrática, onde o ajuste entre os valores calculados e os de referência foi realizado por intermédio da minimização do desvio médio absoluto,

$$AAD = \frac{100}{n} \sum_{i=1}^n \left| \frac{\gamma_{cal,i} - \gamma_{exp,i}}{\gamma_{exp,i}} \right| \quad (2.17)$$

De acordo com a Figura 2.23 e a Tabela 2.5, o valor de r igual a 1/7 foi que melhor se ajustou aos valores experimentais, apresentando como maior desvio o valor de 0,6% na condição de 11,9% de solubilidade. No

caso da condição de mistura ideal, em que r é igual a 1, o maior desvio encontrado foi de 15,3% na condição de 32,7% de solubilidade.

Também é possível observar na Tabela 2.5 que os valores experimentais da tensão interfacial da mistura apresentaram valores menores em comparação com valores obtidos para a condição de mistura ideal ($r = 1$). Este afastamento entre as curvas deve-se, basicamente, ao fato de que o componente ou os componentes com os menores valores de tensão, neste caso o gás refrigerante, preferencialmente se concentram na superfície, implicando, dessa forma, em uma degradação dos efeitos da tensão interfacial para níveis de solubilidades maiores (Poling *et al.*, 2000).

Tabela 2.5: Resultados das tensões interfaciais da mistura determinados experimentalmente e pela Eq. (2.16) com diferentes valores do expoente r .

x_m [%]	γ_{exp} [mN/m]	$\gamma_{r=1}$ [mN/m]	$\gamma_{r=1/7}$ [mN/m]	$\delta\gamma_{r=1}$ [%]	$\delta\gamma_{r=1/7}$ [%]
0,0	35,63	35,63	35,63	0,0	0,0
11,9	30,12	32,33	30,29	6,8	0,6
24,8	25,45	28,80	25,37	11,6	-0,3
32,7	22,34	26,35	22,37	15,3	0,1
100	8,18	8,18	8,18	0,0	0,0

Como conclusão desta seção, é possível assegurar que a presença de refrigerante dissolvido no lubrificante gera uma redução da tensão interfacial, que se acentua com o aumento da solubilidade. Este fato vem de encontro à interpretação teórica de que as moléculas de refrigerante, por possuírem menor tensão interfacial, posicionam-se, principalmente, na interface entre as fases, provocando uma diminuição da força resultante que atua sobre elas devido ao desequilíbrio entre os potenciais moleculares.

2.4.3 Resumo

Este capítulo apresentou em detalhes o aparato experimental projetado para a determinação da tensão interfacial líquido-gás por meio do método de máxima pressão de bolha (MBPM), o qual permite usar diferentes condições de operação (temperatura e pressão) e combinações de líquido-gás (Água/N₂ e POE ISO 10/R-134a).

Foi consultado um número significativo de trabalhos, com o objetivo de obter o máximo de informações possíveis com relação à determinação da tensão interfacial. Em função disso, parâmetros de

operação do método, como a frequência de formação de bolha e o volume do líquido, bem como os diferentes métodos disponíveis na literatura, foram avaliados.

A Tabela 2.6 apresenta um resumo dos valores médios das tensões interfaciais com suas respectivas incertezas para todos os testes realizados.

Tabela 2.6: Resultados finais para a tensão interfacial entre um líquido e um gás.

<i>Água/Nitrogênio</i>	Equação (2.6).			
Efeito da Frequência	0,3 Hz	0,5 Hz	1,0 Hz	Ref.
	64,69 ± 3,39	67,92 ± 3,35	71,72 ± 3,35	71,97
Efeito do Volume	900 ml	1015 ml	1130	Ref.
	72,47 ± 3,35	71,72 ± 3,35	71,30 ± 3,35	71,97
<i>Água/Nitrogênio</i>	Comparação de modelos.			
Efeito da temperatura	Equação (2.6).	Equação (2.7).	Equação (2.8).	Ref.
25°C	71,72 ± 3,35	71,99 ± 2,54	68,95 ± 6,68	71,97
50°C	67,15 ± 3,35	66,68 ± 2,54	63,45 ± 6,62	67,80
<i>POE ISO 10/R-134a</i>	Mistura líquida de Óleo e Refrigerante.			
Solubilidade	0%	11,9%	24,8%	33,7%
25°C	35,63 ± 3,16	30,12 ± 3,14	25,45 ± 3,14	22,34 ± 3,14
<i>POE ISO 10/R-134a</i>	Equação (2.16)			
Solubilidade	0%	11,9%	24,8%	33,7%
Exp.	35,63	30,12	25,45	22,34
r = 1	35,63	32,33	28,80	26,35
r = 1/7	35,63	30,29	25,37	22,37

Com relação aos resultados, observou-se a necessidade de ajustes de alguns parâmetros operacionais relacionados ao processo de formação de bolha. No caso específico deste trabalho, a frequência de formação de bolha

foi ajustada a partir de dados experimentais da tensão interfacial do sistema água-N₂ (calibração).

Com o objetivo de consolidar a caracterização experimental de propriedades de superfície necessárias para o fechamento do modelo de força de adesão entre superfícies ligadas por um menisco óleo-refrigerante, o capítulo seguinte apresentará a bancada de testes projetada para determinar os ângulos de contato e de espalhamento para diferentes combinações de superfícies, considerando o efeito de absorção de refrigerante no óleo lubrificante.

3. DETERMINAÇÃO DO ÂNGULO DE CONTATO

No presente capítulo serão apresentados os diferentes experimentos e seus respectivos resultados para a determinação dos ângulos de contato aparente e de espalhamento considerando diferentes configurações geométricas e condições de operação em equilíbrio estático. Os dados experimentais coletados serão utilizados como parâmetros de comparação e de validação dos modelos que serão discutidos nos capítulos seguintes.

3.1 DEFINIÇÕES

O conceito de molhabilidade está associado à interação de um líquido com uma superfície sólida ou com outro fluido. Segundo Johnson e Dettre (1969), tais interações podem levar ao espalhamento do líquido sobre uma superfície, à penetração do líquido num meio poroso ou ao escoamento do fluido sob a forma de gotas sobre uma superfície sólida.

A molhabilidade de um líquido é frequentemente ilustrada pelo experimento de uma gota em repouso sobre uma superfície sólida, como mostra a Figura 3.1, e caracterizada, de forma simples, pelo valor do ângulo de contato.

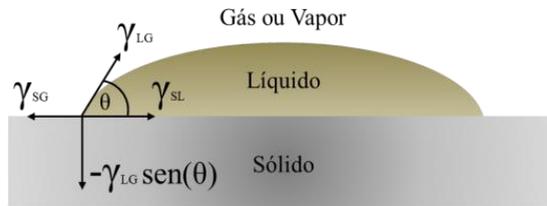


Figura 3.1 – Definição do ângulo de contato entre uma gota e uma superfície sólida.

Quando uma gota líquida está em equilíbrio termodinâmico com o gás ou vapor em seu entorno e com a superfície sólida na qual está posicionada, origina-se uma interface tripla entre as fases envolvidas. Neste equilíbrio, é possível observar a existência de uma linha comum, conhecida como linha de contato, a qual é definida pelas tensões superficiais e interfaciais de cada interface e pelo ângulo de contato, θ , formado entre as superfícies.

A molhabilidade pode ser quantificada a partir da tendência ou capacidade de um fluido de se espalhar (ou aderir) sobre uma superfície sólida (Craig, 1971). Para uma superfície com alta molhabilidade, θ deve ser menor que 90° , sendo a superfície então chamada de hidrofílica. Se este

ângulo for zero, se alcança a máxima molhabilidade possível, como é mostrado na Figura 3.2. Neste caso, a superfície é chamada de super-hidrofílica. Quando θ é maior que 90° , a superfície é chamada de hidrofóbica. Se esse ângulo for, contudo, superior a 165° ou igual a 180° , a superfície é chamada super-hidrofóbica.

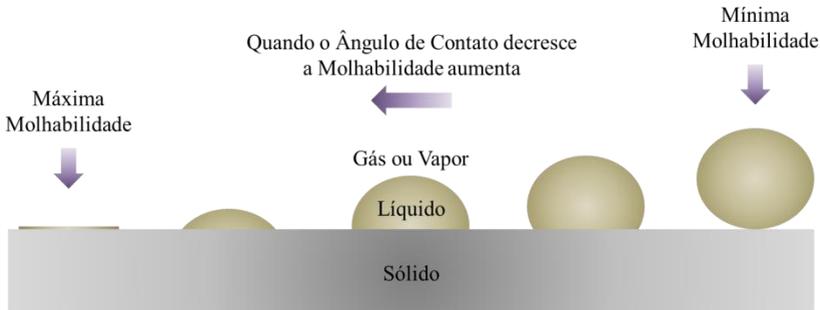


Figura 3.2 - Diferentes condições de molhabilidade de uma gota de líquido sobre uma superfície sólida.

O objetivo principal deste capítulo é apresentar um estudo experimental da molhabilidade do óleo lubrificante POE ISO 10 em condições próximas àquelas encontradas no interior de compressores herméticos de refrigeração. Desta forma, são utilizadas superfícies sólidas de aço carbono para avaliar o efeito da dissolução de refrigerante no óleo sobre o ângulo de contato aparente.

Com o intuito de criar uma base de dados de ângulos de contato aparente para subsidiar os modelos de força de adesão que serão apresentados no Capítulo 5, são estudadas diferentes configurações de menisco de óleo entre superfícies sólidas (conjuntos esfera-esfera e esfera-placa) de modo a quantificar os efeitos do espaçamento entre as superfícies e da solubilidade do refrigerante no óleo.

3.2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A molhabilidade de um líquido sobre uma dada superfície é quantificada experimentalmente via medições direta do ângulo de contato, primordialmente por meio de análise de imagens. Apesar da aparente simplicidade do procedimento experimental, algumas precauções são necessárias de modo a garantir a exatidão da avaliação experimental. Dentre elas, é possível destacar: (i) o posicionamento, a limpeza e o alinhamento da superfície sólida, (ii) a preparação das superfícies, com o

intuito de obter superfícies suficientemente planas e homogêneas; (iii) impermeabilização da agulha usada para o posicionamento da gota, entre outros.

Segundo Adamson e Gast (1997), no ponto de contato da interface tripla (líquido-sólido-gás) existem três tipos de ângulos de contato. O primeiro, chamado de ângulo microscópico (θ_m), é determinado a partir do equilíbrio entre as tensões superficiais considerando deformações locais. O valor deste ângulo é considerado constante e independente da geometria. No entanto, sua determinação é complicada devido às dimensões em que deve ser avaliado. O segundo, definido como ângulo de contato termodinâmico (θ_{th}), é determinado a partir da equação de Young-Dupré, Eq. (2.1), e representa a minimização da energia livre para o sistema global. Porém, para sua determinação, requerem-se dos valores das tensões superficiais presentes neste ponto. Finalmente, o ângulo de contato aparente (θ_{app}), o qual será medido no presente trabalho, é definido pelo ângulo formado pela interseção entre a linha tangente à superfície e a linha tangente ao ponto de contato da interface tripla (ver Figura 3.1).

Os métodos experimentais usados na determinação do ângulo de contato se baseiam em técnicas de visualização respaldadas em modelos matemáticos para caracterizar a interface. Via de regra, o resultado de análises visuais deve ser entendido como um ângulo de contato aparente, pois é determinado com base na linha tangente à superfície sólida, a qual não necessariamente é lisa e plana. De acordo com Wolansky e Marmur (1999), para sistemas de duas dimensões ou axissimétrico, existe uma correspondência direta entre o ângulo de contato aparente e o ângulo de contato medido experimentalmente. No entanto, para sistemas tridimensionais, o ângulo de contato aparente pode variar de ponto para ponto na linha de contato, podendo, deste modo, apresentar diferenças significativas em relação ao ângulo de contato em duas dimensões.

Diversos métodos foram propostos na literatura para a medição do ângulo de contato. Entre os mais referenciados, encontram-se os métodos da gota séssil, da gota pendente, do peso da gota, da ascensão capilar e de placa de Wilhelmy. Os princípios teóricos destes métodos são amplamente discutidos na literatura (Allain *et al.*, 1985; Zhang e Chao, 2002; Bachmann *et al.*, 2000; Chibowski e Perea-Carpio, 2002; Woche *et al.*, 2005). Contudo, em grande parte destes trabalhos, as medições são realizadas em sistemas abertos para o ambiente, não permitindo avaliar o efeito da pressão sobre o ângulo de contato, nem controlar o nível de dissolução de um gás no líquido.

Zisman (1964) observou, através do uso do método da gota séssil, que a determinação do ângulo de contato é de suma importância para

caracterizar a molhabilidade de um fluido em uma determinada superfície sólida. O autor comenta que o ângulo de contato é independente do volume da gota sobre a superfície quando esta apresenta um bom acabamento superficial.

Gajewski (2008) executou experimentos de gota sésil para a medição do ângulo de contato em superfícies metálicas (alumínio, latão, cobre e aço inoxidável). O autor relata uma variação temporal no valor do ângulo desde o momento em que é depositada a gota na superfície até o momento em que atinge sua condição de equilíbrio. Além disso, Gajewski sugeriu a realização da medição do ângulo de contato em ambas as bordas da gota, já que a distribuição do líquido na superfície pode não ser totalmente simétrica devido a variações da rugosidade na face (efeito de superfície).

Utilizando também o método da gota sésil, Cieśliński e Krygier (2013) determinaram experimentalmente o ângulo de contato para três tipos de nanofluidos (água- Al_2O_3 , água- TiO_2 e água-Cu) em contato com diferentes tipos de superfícies (vidro, alumínio e aço inoxidável com rugosidades diferentes). As concentrações testadas para as nanopartículas foram de 0,01%, 0,1% e 1% do peso total do líquido. O estudo revelou que o ângulo de contato depende tanto do tipo de superfície como das características e concentração das nanopartículas no líquido. Com relação ao efeito da rugosidade, testada nas superfícies de aço inox, os autores comentaram, da mesma forma que Gajewski (2008), que a rugosidade da superfície influencia no valor do ângulo de contato. Segundo Cieśliński e Krygier, uma maior rugosidade na superfície gera um maior ângulo de contato devido ao decréscimo do espalhamento do líquido sobre a superfície (menor molhabilidade).

O número de trabalhos que avaliam o ângulo de contato em sistemas abertos é maior, devido à simplicidade do processo e à quantidade de equipamentos disponíveis comercialmente. Entre os poucos trabalhos que realizam medições em sistemas confinados, destaca-se o de Vadgama e Harris (2007), que empregaram o método da placa de Wilhelmy para medir o ângulo de contato do R-134a em superfícies de cobre e alumínio. Para isso, projetaram um vaso de pressão no qual foi controlada a temperatura de saturação. Os ângulos direito e esquerdo foram medidos visualmente com uma câmara CCD conectada a um computador. Os autores concluíram que não existem grandes variações no valor do ângulo de contato quando a temperatura interna do recipiente foi aumentada desde 0°C até 80°C com um incremento de 10°C .

Restagno *et al.* (2009), desenvolveram uma técnica experimental de alta precisão, chamada “método da ponte capilar”, para determinar o ângulo

de contato do menisco líquido formado entre uma esfera de vidro e o líquido (água e hexadecano foram testados) no interior de um recipiente. Em seu experimento, a esfera é posta em contato com o líquido e, como consequência do efeito de capilaridade, esta se espalha sobre a esfera formando um menisco. Na sequência, a esfera é deslocada lentamente para cima ou para baixo gerando diferentes ângulos de contato e áreas de espalhamento sob a esfera. O monitoramento destas variações e a captação das imagens foram realizados por câmeras de alta velocidade, uma no plano horizontal e outra no vertical, ligadas a um computador. A câmera posicionada no plano horizontal avalia a variação do ângulo de contato e afastamento entre a esfera e o recipiente. A segunda câmera quantifica o espalhamento do líquido sobre a esfera (área).

Segundo os autores, este método permite determinar a variação dinâmica dos ângulos de avanço ou de recuo da superfície. No entanto, a evaporação do líquido de teste pode causar incertezas na determinação do afastamento entre a esfera e a interface livre do líquido contido no recipiente. Além disso, para medir a área de espalhamento é necessário que a superfície seja transparente, o que provoca certas limitações na sua aplicação.

Bikkina (2011) determinou, utilizando também um sistema fechado com pressão e temperatura controladas, o ângulo de contato formado entre as combinações de $\text{CO}_2/\text{Água}/\text{Quartzo}$ e $\text{CO}_2/\text{Água}/\text{Calcita}$ em diferentes condições de operação. Além disso, o autor avaliou os efeitos do volume da gota e da pressão e a temperatura do ambiente sobre o ângulo de contato. De acordo com os resultados, considerando a mesma condição de saturação de CO_2 na água, a variação do volume da gota não afetou significativamente o ângulo de contato para ambas as combinações testadas. Por outro lado, os aumentos da temperatura e da pressão tiveram o efeito de diminuir o ângulo de contato.

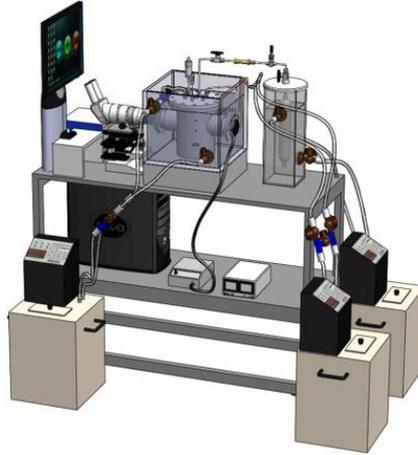
3.3 EXPERIMENTOS

3.3.1 Aparato experimental

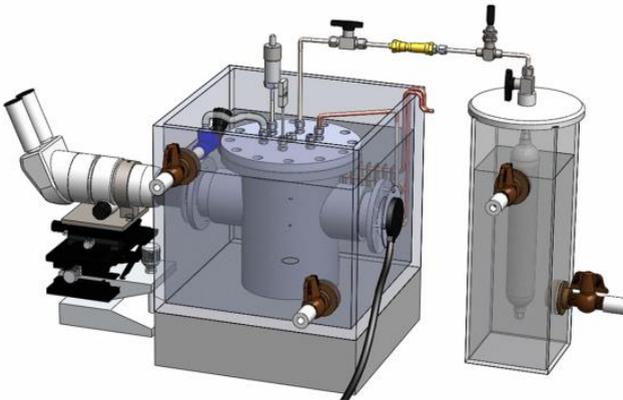
O diagrama esquemático do aparato experimental é mostrado na Figura 3.3. A bancada de teste foi projetada para permitir a avaliação da influência da dissolução de refrigerante no óleo sobre o ângulo de contato aparente, bem como das características geométricas do menisco formado entre as superfícies sólidas. Todos os testes foram realizados em condições de equilíbrio termodinâmico entre o líquido (da gota ou menisco) e o vapor no interior da célula de equilíbrio, sendo a temperatura controlada

externamente, e numa condição estática do sistema (ambas as superfícies com velocidade zero).

A bancada é dividida em diferentes subsistemas acoplados, quais sejam, a célula de equilíbrio, controle de temperatura e sistema de captação de imagem (Figura 3.3).



(a) Visão geral



(b) Seção de teste

Figura 3.3 - Bancada de teste para medição do ângulo de contato.

Na célula de equilíbrio, que é um sistema fechado, realizam-se os diferentes testes com temperatura, pressão, massa de gás e volume de

líquido controlados, além da montagem das superfícies sólidas com configurações geométricas diferentes (esferas e placas).

A célula de equilíbrio (Figura 3.4) é o componente principal da bancada de teste, já que nela é confinado, inicialmente, um volume de líquido conhecido, posicionado numa superfície sólida ou entre elas, e uma massa de gás pré-definida que determina, junto com a temperatura, a pressão de trabalho. A célula foi construída em aço inoxidável AISI 316L para permitir o controle da pressão e da temperatura do gás refrigerante em seu interior.

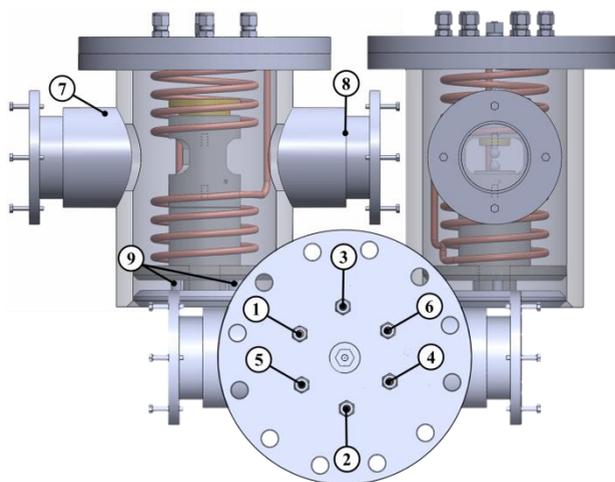


Figura 3.4 - Detalhe da célula de equilíbrio para medição de ângulo de contato.

A célula possui um diâmetro interno de 140 mm, altura de 236 mm e espessura de parede de 16 mm. A parte superior do recipiente possui uma tampa flangeada com dez parafusos para facilitar a montagem e desmontagem do sistema de alinhamento das superfícies sólidas. Conectores foram disponibilizados na tampa para a medição da (1) pressão absoluta (uma tomada), (2) temperatura (uma tomada), (3) carga do refrigerante (uma tomada), (4) vácuo (uma tomada), e (5) entrada e (6) saída da água da serpentina.

A pressão absoluta no interior da célula de equilíbrio foi medida com um transdutor WIKA, modelo P-30, com fundo de escala de 25 bar, saída em corrente de 4 a 20 mA e incerteza de 0,05% do fundo de escala. A temperatura foi medida com um termoresistor de platina (RTD) da marca Omega, modelo PR-13-2-100-1/8-9-E com incerteza de $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$, após calibração realizada entre $10,0^{\circ}\text{C}$ e $80,0^{\circ}\text{C}$.

A célula possui duas aberturas circulares diametralmente opostas para a visualização e iluminação da gota ou menisco. Na abertura frontal (7), montou-se uma câmera de alta resolução para a captação das imagens. No outro extremo (8), instalou-se o sistema de iluminação que conta com um módulo de regulagem para a intensidade luminosa da lâmpada, uma vez que é necessário ter uma boa definição do formato do menisco e, com isso, diminuir a incerteza associada ao posicionamento manual do goniômetro digital para medição do ângulo de contato.

Na parte interna do recipiente, foram projetados pinos de fixação (9), que servem de apoio para o sistema de alinhamento das superfícies sólidas. O objetivo da fixação do sistema de alinhamento é garantir o posicionamento da gota (ou menisco) no centro das janelas de inspeção, além de evitar que o sistema de alinhamento sofra deslizamento (ou rotação) no momento em que o gás é injetado na célula.

A célula é imersa em um tanque mantido à temperatura constante pela circulação de água proveniente de um banho termostático. O tanque, da mesma forma que a célula, possui duas aberturas laterais nas quais foram parafusadas e vedadas (com juntas de borracha) as janelas da célula para evitar o vazamento da água para fora do tanque. As janelas de visualização são discos planos fabricados em vidro temperado com espessura de 10 mm e diâmetro de 65 mm, posicionados em ambas as aberturas circulares.

O processo de medição dos ângulos de contato aparente e de espalhamento do líquido entre as superfícies sólidas compreende várias etapas, sendo a mais complicada a do processo de alinhamento das superfícies. Para a realização deste procedimento, construiu-se um dispositivo móvel que pode ser facilmente desacoplado da célula de testes.

O sistema de alinhamento (Figura 3.5) é constituído por seis elementos independentes: (10) suporte superior; (11) corpo superior; (12) apoio inferior; (13) base suporte inferior; (14) corpo inferior e a (15) base geral. O suporte superior (10) foi construído em alumínio e serve como base de fixação, através de uma rosca interna, da superfície superior (21). O passo de rosca de 0,1 mm na direção axial possibilita o ajuste fino do afastamento entre as superfícies na direção axial (na Figura 3.5, as superfícies ilustradas são de duas esferas).

O corpo superior (11) foi construído em poliacetal e tem como funções garantir o deslocamento do suporte e permitir a visualização e iluminação do volume de líquido entre as superfícies. No corpo superior são posicionados os parafusos de fixação e alinhamento. O parafuso de fixação superior (16) é utilizado para travar o suporte superior, uma vez determinado o afastamento entre as superfícies. O parafuso de fixação inferior (18) é usado para travar o corpo superior com o inferior e garantir,

sempre, o mesmo posicionamento de ambos os corpos. Os parafusos de alinhamento (17) (três no total e deslocados entre si em 120°) permitem o ajuste fino da superfície inferior com relação à superior no plano horizontal.

O apoio inferior (12) garante a fixação da superfície sólida inferior (22) através de uma rosca interna e permite, por ser uma superfície móvel no plano horizontal, o alinhamento entre as superfícies. Esta peça possui, na face inferior, um pino com rosca interna que é usado para fixar a mesma ao corpo inferior (14) por meio de um parafuso de fixação interna (19). Desta forma, evita-se o deslocamento na direção axial da superfície inferior no momento em que o gás é injetado.

O suporte inferior (13) possui o formato de um disco anular com uma folga de 1 mm entre o diâmetro interno do suporte inferior e o diâmetro do pino do apoio inferior. Este componente é usado para ajustar a altura da superfície inferior (22) e garantir, dessa forma, que o centro do menisco líquido (ou gota) esteja sempre no centro das janelas de visualização. Além disso, o suporte inferior serve para delimitar o deslocamento do pino de apoio inferior no plano horizontal.

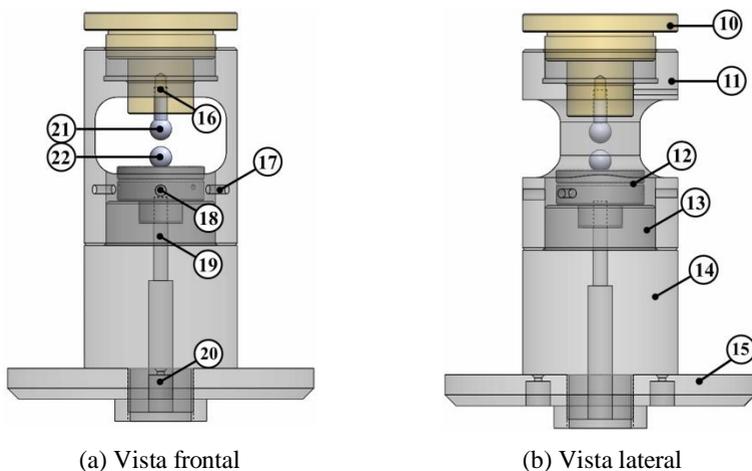


Figura 3.5 - Sistema de alinhamento das superfícies sólidas.

O corpo inferior (14) permite a passagem, no seu interior, do parafuso de fixação interna (19) que acopla o apoio inferior (12) a este corpo e que, por sua vez, é fixado na base geral (15) através de um pino roscado. O pino roscado é usado para facilitar a montagem e desmontagem do mecanismo de alinhamento das superfícies e ajustar, no plano angular, o

paralelismo entre as janelas de visualização da célula, o corpo superior e o plano da câmara de alta resolução.

Por último, a base geral (15) é usada para eliminar, por meio de parafusos de fixação (20), desalinhamentos devido a irregularidades na superfície da base da célula de equilíbrio, bem como para garantir que o posicionamento do mecanismo de alinhamento seja sempre o mesmo, ou seja, equidistante das paredes da célula.

Para o controle da temperatura da célula de equilíbrio, a bancada de ângulo de contato possui um sistema composto por dois subsistemas (principal e secundário), conforme mostra a Figura 3.6. O primeiro subsistema, chamado de controle principal, considera um banho termostático (23) que é conectado, através de mangueiras flexíveis (24), a uma caixa de aço inoxidável. Este, por sua vez, contém a célula de equilíbrio, que aloja em seu interior uma serpentina de cobre (25) pela qual circula a água proveniente do mesmo banho.

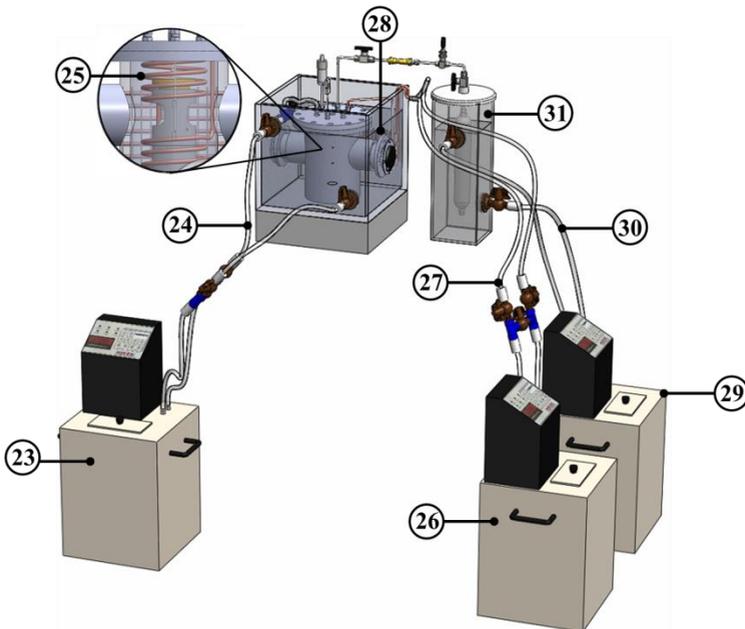


Figura 3.6 - Diagrama esquemático do sistema de controle de temperatura da célula de equilíbrio e do cilindro externo.

O princípio de funcionamento do sistema da Figura 3.6 é resumido da seguinte forma: a corrente de água proveniente do banho termostático é

dividida em dois fluxos na entrada do tanque. Uma parte vai para a caixa de aço inoxidável e outra passa diretamente para a serpentina posicionada no interior da célula de equilíbrio. Ambos os fluxos voltam para o banho termostático, fechando o circuito.

O segundo subsistema, chamada de controle secundário, é utilizado especificamente para homogeneizar e controlar a temperatura da água que circula pelo tanque de aço. O controle secundário conta com um banho termostático (26) que é interligado, por meio de mangueiras flexíveis (27), a um trocador de calor submerso na caixa de aço.

No sistema de controle secundário, a água proveniente do banho termostático (26) circula pelo interior do trocador de calor com a função de diminuir o tempo necessário para equalizar a temperatura interna da célula. A condição de equilíbrio da temperatura é alcançada mais rapidamente, já que os subsistemas (principal e secundário) são capazes de circular água a diferentes temperaturas.

Para o controle da temperatura do cilindro de injeção externo, utilizou-se um banho termostático (29) ligado por mangueiras flexíveis (30) a uma caixa de vidro (31). A utilização deste sistema deve-se, da mesma forma como na bancada de tensão interfacial, à necessidade de injetar na célula uma massa de gás com temperatura igual ou próxima da temperatura de teste.

Os banhos termostáticos utilizados são da marca Microquímica, modelo MQBMP-01, que possuem mostrador de cinco dígitos com duas casas decimais, permitindo um controle de temperatura em centésimo de grau através de um PID. A faixa de operação é de -20 a $+100$ °C, com estabilidade de $\pm 0,02$ °C e resolução de $\pm 0,01$ °C. Cada banho possui uma bomba de circulação de líquido com vazão de 4 litros/min e uma cuba de líquido, em aço inoxidável, com capacidade de 9 litros.

A Figura 3.7 mostra o sistema de injeção de gás em detalhe. Este é composto por um cilindro externo (32), devidamente preenchido com gás, uma válvula de bloqueio (33) para vedar o cilindro externo quando este se encontra desacoplado da bancada, uma válvula micrométrica (34) para o ajuste fino e, por último, uma segunda válvula de bloqueio (36) para vedar a célula de equilíbrio após a injeção do gás. O acoplamento entre o cilindro externo e a célula é realizado através de um sistema de engate rápido (35).

O cilindro externo é de aço inoxidável AISI 304L, com capacidade para 400 ml e conexão NPT $\frac{1}{4}$ " em ambas as extremidades. As válvulas de bloqueio, da marca Swagelok, modelo SS-83PS4 e feitas em aço inoxidável 316, são do tipo Trunnion, que proporciona baixo torque de operação. A válvula micrométrica é do tipo agulha, modelo SS-1RS4-A e possui um

orifício de passagem de 0,81 mm e manopla do tipo Vernier com marcações que permitem visualizar o nível de abertura da válvula.

Para a conexão do cilindro externo com a célula, utilizou-se uma conexão do tipo engate rápido da marca Dynamics, série ISO-B. As tubulações são de aço inoxidável AISI 316 de ¼” da marca Swagelok.

O controle dos instrumentos de medição foi realizado usando o mesmo sistema de aquisição de dados apresentado no Capítulo 2 para a bancada de tensão interfacial. A única modificação foi a inclusão de um módulo (SCXI - 1503) e bloco terminal (SCXI - 1306) específicos para termoresistores de platina (RTD).

Para a obtenção dos dados experimentais finais, foi necessário impor um critério de convergência que definisse a condição de equilíbrio do sistema (pressão e temperatura). Para isso, empregou-se um método de comparação que, a partir dos sinais de temperaturas e pressão absoluta avaliados em tempos diferentes, determina se a variação destes sinais satisfaz o critério estabelecido antes do início do teste. Caso esta condição seja verdadeira, ativam-se indicadores de condição de equilíbrio estável. Caso contrário, espera-se até que os indicadores sejam ativados.

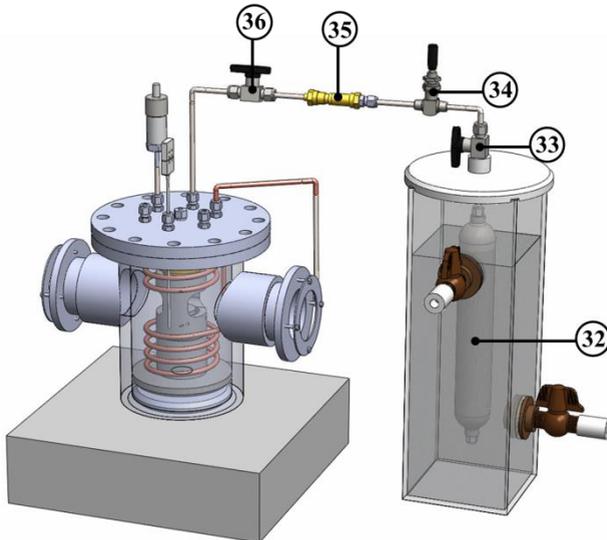


Figura 3.7 - Diagrama esquemático do sistema de injeção de gás.

A frequência de aquisição dos dados de temperatura e pressão no interior da célula de equilíbrio foi de 1,0 Hz. O intervalo de tempo entre as amostragens dos sinais de temperatura e pressão foi de 10 min. Além disso,

o critério para garantir operação em regime permanente foi de $0,5^{\circ}\text{C}$ para a temperatura e de $0,05$ bar para a pressão.

O sistema de captação das imagens é ilustrado na Figura 3.8. Utilizou-se uma câmera de alta resolução (37) que permite um controle preciso tanto do foco quanto da ampliação da imagem. Para garantir o alinhamento da câmera em todos os planos, foram usadas as seguintes mesas reguladoras (38): (i) duas mesas de deslocamento horizontal para garantir a concentricidade entre a lente e a janela de visualização no plano horizontal; (ii) uma mesa elevadora para a regulagem da altura; (iii) um minigoniômetro para o alinhamento do plano focal da lente com a janela de visualização e (iv) uma mesa niveladora para garantir alinhamento no plano vertical. Ao mesmo tempo, usou-se um dispositivo de iluminação (39) acoplado à bancada na janela oposta à utilizada pela câmera.

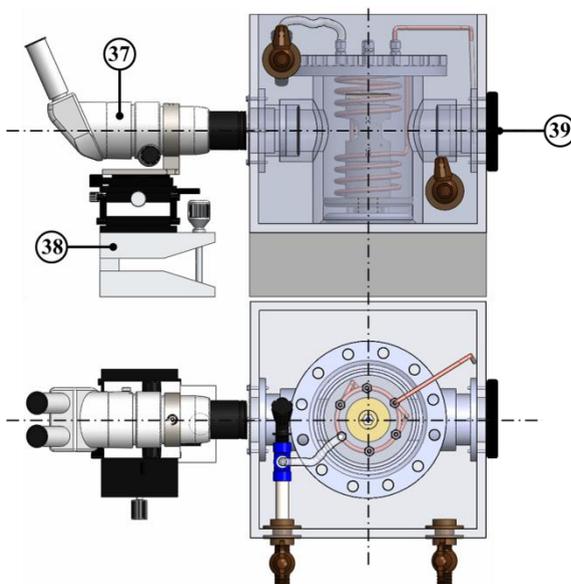


Figura 3.8 - Diagrama esquemático do sistema de captação de imagem.

A câmera de alta resolução é da marca Nikon, modelo DS-U2/L2 e possui uma proporção de zoom de 6.3:1 com paradas de clique em intervalos de 1x a 6x. O controlador da câmara permite a comunicação com qualquer PC através de uma interface USB. Para o tratamento das imagens, utilizou-se o programa NIS-Elements, fornecido com a própria câmera.

O sistema de iluminação é da marca Nikon, modelo N-150 e funciona com uma lâmpada halógena dicróica EJM 21v/150w. Além disso,

o sistema de iluminação possui um controle da intensidade da luz (0 a 100%), a qual é transportada por um sistema de fibra ótica de 83375 fibras.

A mesa de deslocamento horizontal possui um guia com esferas de aço acionado por um parafuso micrométrico de passo 0,5 mm, contra a ação de uma mola, o que elimina a folga de retorno. A mesa elevadora controla a altura de 50 mm a 150 mm e é isenta de jogo lateral. O minigoniômetro possui plataforma giratória de 60 mm de diâmetro com graduação de 3 em 3 graus. A graduação no parafuso sem-fim permite leituras com resolução de 0,1 graus. A mesa niveladora é acionada por um parafuso micrométrico que permite uma graduação de 3 em 3 graus. Todas as mesas reguladoras são do fabricante Optron.

Para o posicionamento e determinação do volume da gota, utilizou-se uma seringa de alta precisão modelo Gastight #1702, da Hamilton Company, a qual tem volumes máximo e mínimo de 25 μl e 0,5 μl , respectivamente. A agulha acoplada à seringa é fabricada pela Dataphysics Instruments (modelo SNS 052/026 Dosing Needle) e possui diâmetro externo de 0,52 mm, diâmetro interno de 0,26 mm e comprimento de 51 mm. A agulha foi impermeabilizada com o produto HY-Kit (Dataphysics Instruments) para evitar efeitos de capilaridade e incertezas na dispensa do volume desejado.

Para a medição da massa injetada na célula, usou-se uma balança de alta precisão (Shimadzu, modelo UX-4200H), de capacidade máxima de 4,2 kg e precisão de 0,01 g. Para recolher o gás do interior da célula de equilíbrio, usou-se um recolhedor de fluido (Mastercool, modelo VL69200-220) de 1/2 HP de potência.

3.3.2 Procedimento experimental

Para as medições do ângulo de contato aparente foi adotada uma sequência de passos fundamentais para minimizar os erros e garantir a qualidade tanto da imagem capturada quanto das medições realizadas. A seguir, são descritos os diferentes passos do procedimento experimental utilizado nos diferentes testes da gota séssil:

- i) *Impermeabilização da Seringa:* Para evitar a ascensão do óleo lubrificante pela superfície lateral da agulha, a ponta da agulha deve ser impermeabilizada com o produto HY-Kit (Dataphysics Instruments). Para isso, a agulha é desmontada da seringa e imersa no líquido por um curto período de tempo para em seguida ser montada novamente na seringa e deixada por alguns segundos para secar;

- ii) *Limpeza*: Tanto a bancada como a superfície de teste, neste caso a placa circular, passam por um processo de limpeza com solvente R-141b antes da realização do teste. Feito isto, e tendo a superfície seca, posiciona-se a gota sobre a superfície e fecha-se a célula;
- iii) *Vácuo no sistema*: Com a célula fechada e os instrumentos de medição instalados (RTD e transdutor de pressão), realiza-se vácuo de aproximadamente 0,04 mbar em toda a bancada para a remoção do solvente e outros gases;
- iv) *Controle de temperatura*: Os banhos termostáticos são ligados à temperatura de teste estabelecida. Dentro deste mesmo procedimento, ajustam-se as aberturas das válvulas de retorno das caixas de aço e de vidro;
- v) *Regulagem da câmara*: O ajuste da imagem é realizado considerando o foco e a calibração do medidor do próprio *software* da câmera, o qual necessita de uma referência de dimensão conhecida. Para isso, usa-se a espessura da placa previamente mensurada. Ao mesmo tempo em que a câmara é ajustada, o sistema de iluminação deve ser configurado a fim de iluminar e definir melhor as imagens.

Para a realização dos testes com óleo puro, o procedimento experimental inicia-se com a abertura da válvula de bloqueio (34) montada na linha de injeção de gás. A abertura desta válvula garante a condição de pressão atmosférica e temperatura de teste controlada no interior da célula de equilíbrio, uma vez que o cilindro externo encontra-se desacoplado da célula de equilíbrio. Na sequência, espera-se até que a pressão e a temperatura estabilizem-se na condição de equilíbrio.

Para a determinação do ângulo de contato aparente, usando o goniômetro do programa da câmera de alta resolução, é necessário definir, primeiramente, o ponto de contato da interface tripla (Figura 3.1). Para isso, usa-se a câmera com um zoom 3x — focalizando a borda da gota — e a imagem em preto e branco, a qual é gerada usando o sistema de tratamento de imagens do programa. Para facilitar ainda mais a definição do ponto de contato, ajusta-se a intensidade da luz e usa-se a grade quadriculada disponibilizada no programa como referência. Definido o ponto de contato e alcançada a condição de equilíbrio, realiza-se a determinação dos ângulos de contato aparentes estáticos em ambas as bordas da gota (Figura 3.9) através da captação da imagem da gota no formato “*Imagem.jp2*”, formato

este necessário para a determinação do ângulo de contato pelo próprio programa de processamento da câmera (NIS-Elements).

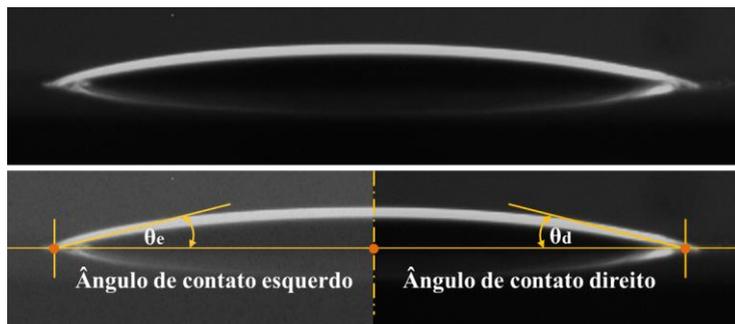


Figura 3.9 – Tratamento de imagem típico para a determinação dos ângulos de contato de uma gota séssil.

Nos testes de ângulo de contato aparente com absorção de refrigerante pela gota de óleo, abrem-se as válvulas de bloqueio (33 e 36) e micrométrica (34) que ligam o cilindro externo (32) com a célula de equilíbrio, permitindo o ingresso do gás nesta última. Durante este procedimento, o operador deve ajustar a massa de gás injetada através da válvula micrométrica para garantir que a pressão final do sistema seja igual ou próxima da pressão de saturação da mistura. Atingida esta condição, as válvulas devem ser fechadas para dar início ao processo de absorção. Neste caso específico, a pressão final do gás é muito próxima da pressão inicial do gás, devido ao volume da gota ser muito pequeno em comparação com o volume de gás confinado no interior da célula.

Uma vez estabilizados os sinais de pressão e temperatura de acordo com o critério de regime permanente, os dados de temperatura e pressão são salvos por um tempo total de 6 minutos. Já a captura da imagem da gota realiza-se após ter terminado a captura dos dados de temperatura e pressão.

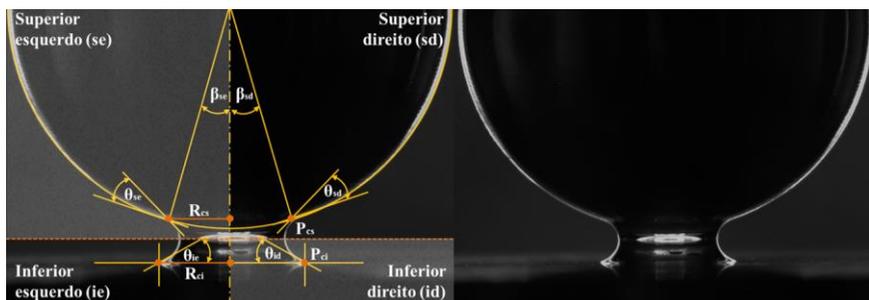
Ao final dos testes, desacopla-se o cilindro externo da célula, desligam-se os banhos termostáticos e, por último, retira-se o gás do interior da célula de equilíbrio, por meio da entrada auxiliar, com o recolhedor de fluidos.

Para as medições do ângulo de contato aparente entre superfícies sólidas, foi necessário incorporar aos passos apresentados anteriormente os procedimentos de alinhamento e afastamento entre as superfícies e posicionamento do volume de óleo. Desta forma, o procedimento experimental para os testes com formação de menisco entre superfícies é composto das seguintes etapas:

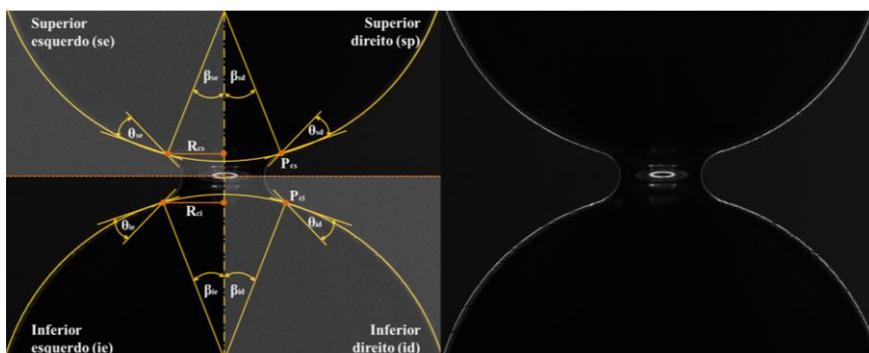
- i) *Volume de óleo*: O suporte superior (10), com a esfera superior (21) já fixada e seca, é posicionado sobre uma base plana, de tal forma que a esfera fique no campo de visão do operador. Na sequência, coloca-se a gota de óleo no centro da esfera e gira-se o suporte superior. Este procedimento permite, devido aos efeitos de capilaridade nas superfícies das esferas, garantir que não existirão perdas de volume e que o espalhamento do óleo sobre a esfera (menisco) será próximo ou igual a uma configuração axissimétrica;
- ii) *Afastamento*: Com o volume de óleo já posicionado na esfera superior (21), movimentam-se lentamente o suporte superior (10), no corpo superior (11), até a esfera encostar a base, a qual pode ser uma esfera ou uma placa (também seca). Com a câmera de alta resolução já calibrada, afasta-se lentamente a esfera superior até obter o afastamento desejado. Obtida esta condição, fixa-se o suporte superior no corpo superior com o parafuso projetado para essa função;
- iii) *Alinhamento*: Com o afastamento já definido, inicia-se o alinhamento da superfície inferior (22) através dos parafusos de alinhamento (17). Para isso, um parafuso é ajustado, deixando os outros dois com uma pequena folga, de modo a permitir o deslocamento da superfície inferior até alinhá-la com a superfície superior (21) no plano de foco da câmera. Este procedimento se realiza de forma sequencial para todos os parafusos;
- iv) *Posicionamento na célula*: Com o alinhamento e o afastamento já definidos entre as superfícies, monta-se o sistema de alinhamento na base geral e ajustam-se os planos das janelas de visualização da célula de equilíbrio e do sistema de alinhamento das superfícies sólidas. Este procedimento é realizado de forma manual até acertar o plano central do sistema de alinhamento com o plano central da célula de equilíbrio (ambos definidos nas superfícies);
- v) *Regulagem da câmera*: A câmera é ajustada levando em consideração o foco do menisco. Para isso, as diferentes mesas de posicionamento devem ser ajustadas (altura, profundidade, angulação etc.) ao mesmo tempo em que o sistema de iluminação é configurado, a fim de clarear e definir melhor as imagens.

Com os passos descritos acima concluídos, continua-se, a partir da etapa de vácuo no sistema, o mesmo procedimento experimental apresentado para os testes da gota em repouso sobre uma superfície sólida.

Durante os testes, foram avaliados os ângulos de contato aparente (θ) e de espalhamento (β) em diferentes tipos de configurações geométricas e afastamento entre as superfícies numa condição estática. Os ângulos de contato aparente e de espalhamento são definidos na Figura 3.10. Para a configuração esfera-placa, Figura 3.10(a), foram determinados os ângulos de contato aparente superior e inferior, assim como o ângulo de espalhamento superior, para as bordas da direita e da esquerda através do goniômetro do programa da câmera de alta resolução (NIS-Elements). Para a configuração esfera-esfera, ver Figura 3.10(b), foram determinados os ângulos de contato aparente e de espalhamento superior e inferior nas bordas da direita e esquerda usando o mesmo sistema de medição.



(a)



(b)

Figura 3.10 - Tratamento de imagem típico para a determinação dos ângulos de contato e de espalhamento em um menisco para as configurações (a) esfera-placa e (b) esfera-esfera.

3.3.3 Condições de teste

Os testes utilizando o método da gota sésil foram realizados considerando um disco plano de espessura de 5 mm e raio igual a 15 mm. Os testes com formação de menisco entre superfícies sólidas foram realizados para as combinações de esfera-esfera e esfera-placa. Esferas de raios iguais a 5 e 6 mm foram utilizadas. Todas as esferas e placas foram fabricadas em aço carbono 1020.

A Tabela 3.1 apresenta as condições de operação avaliadas nos diferentes testes de ângulo de contato e de espalhamento pelo método da gota sésil e pela medição direta dos ângulos de contato e espalhamento do menisco formado entre as superfícies.

Tabela 3.1: Condições de operação utilizados nos testes de ângulo de contato.

x_R [%]	m_R^I [kg]	V_m^L [μl]	V_o^L [μl]	P_{sat} [bar]	T [°C]
0	0,0000	5,00		1,03	
10	0,0098	5,42	5,00	2,19	25,0
20	0,0105	5,95		3,51	
30	0,0108	6,62		4,39	

A Tabela 3.2 mostra as condições de teste com formação de menisco, onde h é o mínimo afastamento entre as superfícies. O código RXP significa um teste com esfera de raio X mm e placa, e o código RXRY significa um teste com a esfera superior com raio X mm e a inferior com raio Y mm.

Tabela 3.2: Condições de afastamento entre as superfícies para os testes de ângulo de contato.

Esfera e Placa	h [mm]	Esferas iguais	h [mm]	Esferas diferentes	h [mm]
R5P	0,4	R5R5	0,3	R5R6	0,3
e	0,8	e	0,6	e	0,6
R6P	1,2	R6R6	0,9	R6R5	0,9

É importante salientar que a condição de 0% de solubilidade na mistura – condição de óleo lubrificante puro – foi realizada através do desacoplamento do cilindro externo (32) da célula de equilíbrio, ao mesmo

tempo em que válvula de bloqueio (36) encontrava-se aberta para o ambiente externo (ar), ver Figura 3.7. Esta condição permitiu ter pressão atmosférica na célula de equilíbrio e, conseqüentemente, um nível de absorção nulo ou muito próximo de zero.

3.3.4 Análise de incerteza

A Tabela 3.3 apresenta as incertezas associadas às variáveis experimentais mensuradas nos diferentes testes de ângulo de contato e de espalhamento. Um detalhamento sobre as definições de incertezas é apresentado no Apêndice C.

A incerteza da solubilidade foi derivada a partir das incertezas da pressão e da temperatura por meio de uma expressão para a propagação de incertezas, levando em conta os valores fornecidos pelos fabricantes dos sensores.

O volume do líquido foi medido com uma seringa, tendo, portanto, desvios associados à escala da seringa e de leitura do operador, os quais têm influência direta na incerteza desta variável. A incerteza da seringa foi fornecida pelo fabricante do equipamento (Hamilton Company) e as incertezas do operador foram definidas com base no erro por repetitividade.

Tabela 3.3: Incerteza dos instrumentos de medição da bancada de ângulo de contato.

Variáveis	Incerteza Combinada	Incerteza Expandida	Distribuição	Graus de liberdade
Solubilidade [m]	0,5% · Leitura	0,5% · Leitura	Normal	∞
Pressão absoluta [bar]	9,0e-3	18,0e-3	Retangular	∞
Temperatura [°C]	18e-2	36e-2	Retangular	∞
Afastamento [m]	5,77e-6	1,15e-5	Retangular	∞
Volume [m ³]	5,00e-6	1,00e-5	Retangular	∞

Para a determinação das dimensões geométricas das superfícies testadas (esferas e placas), utilizou-se a câmera de alta resolução (Nikon -

modelo DS-U2/L2) que possui um sistema de medição próprio. Então, o valor final da incerteza deste procedimento foi calculado com base nos erros gerados na definição do diâmetro das esferas, espessura da placa, calibração do sistema e na transformação de pixels para milímetros.

A determinação do ângulo de contato foi realizada de forma direta (Figura 3.10), visto que o sistema de captura de imagens também dispõe de um medidor de ângulo de contato próprio (goniômetro digital), baseado na projeção de uma linha tangente na imagem da gota ou menisco. O valor da incerteza desta metodologia está relacionado principalmente com o posicionamento da origem do goniômetro digital, definição da linha tangente de forma manual na imagem da gota, calibração da escala de imagem do sistema e à transformação de pixels para graus, além dos próprios erros do operador. Como muitas destas informações não estão disponíveis no catálogo do equipamento, principalmente a conversão de pixels para graus, o valor final desta incerteza foi, novamente, determinada com base em repetições e uso de operadores diferentes.

3.4 RESULTADOS

3.4.1 Teste com gota sésnil

(a) Efeito de rugosidade da superfície

Nesta seção, é apresentada uma análise quantitativa do efeito da rugosidade no valor do ângulo de contato aparente considerando uma condição estática do sistema. Para isso, comparam-se duas superfícies de aço carbono 1020 com diferentes acabamentos superficiais. A superfície de referência, chamada de peça 1 e que será utilizada nas das próximas seções, possui uma rugosidade média $R_a = 1,10 \mu\text{m}$. A segunda superfície, chamada de peça 2, apresenta uma rugosidade média $R_a = 0,143 \mu\text{m}$.

As rugosidades das peças foram determinadas pelo Laboratório de metrologia dimensional da Fundação CERTI da Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC). As medições foram executadas utilizando um apalpador de $2 \mu\text{m}$, uma velocidade de medição de $0,5 \text{ m/s}$ e uma força de medição de $1,5 \text{ mN}$.

Primeiramente, foi realizada uma análise comparativa dos valores médios dos ângulos de contato aparente medidos pelos lados da direita e da esquerda de uma imagem de uma gota de óleo lubrificante. De acordo com os resultados (Figura 3.11), existe uma pequena diferença, $\theta_{\text{esq.}} - \theta_{\text{dir.}}$, de $0,2^\circ$ para a peça 1 e $0,5^\circ$ para a peça 2, sendo o ângulo da direita sempre menor que o da esquerda para as duas peças. Esta pequena diferença pode estar

associada a um efeito de desalinhamento com relação ao plano horizontal, uma vez que este processo é realizado de forma manual dentro de um espaço limitado, que restringe os movimentos do operador (volume interno da célula).

Com relação ao efeito da rugosidade da superfície no ângulo de contato aparente, observa-se na Figura 3.11 que, no caso da peça 1, o valor médio entre os ângulos da direita e da esquerda foi de $12,2^\circ$, enquanto que para a peça 2 o ângulo de contato médio foi de $7,3^\circ$. Conclui-se então que o ângulo de contato aparente aumentou com a rugosidade para as condições testadas neste trabalho, confirmando as observações de Ciesliński e Krygier (2013).

Observou-se através dos resultados que o contato do óleo POE ISO 10 com a superfície de aço carbono, independente do grau de rugosidade da superfície, origina um alto grau de molhabilidade na superfície. Logo, considerando a aplicação dos resultados no problema da dinâmica das válvulas do compressor, fica evidente a existência de uma área de contato maior devido à alta capacidade de espalhamento do lubrificante na válvula e no assento, acentuando ainda mais o efeito de adesão na válvula.

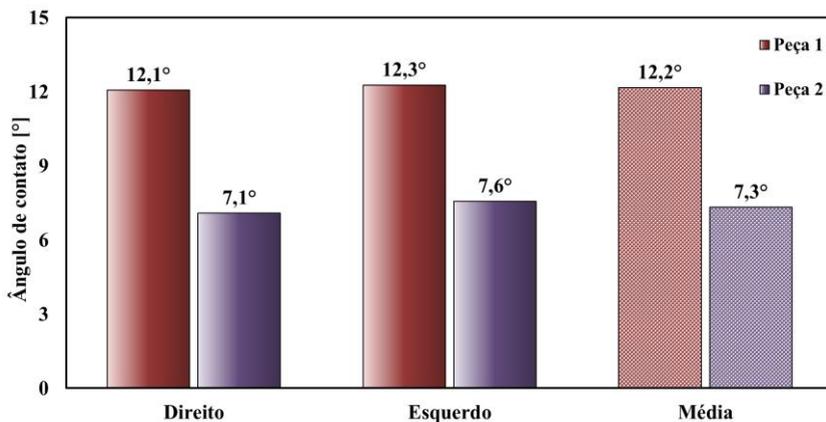


Figura 3.11 - Comparação dos ângulos de contato da borda direita e esquerda da gota em repouso sobre as peças 1 e 2.

(b) Efeito da absorção de refrigerante

Para medir a influência da concentração de refrigerante na mistura, avaliou-se o fenômeno de absorção de refrigerante e o seu efeito no valor do ângulo de contato aparente e, por conseguinte, na capacidade de

espalhamento do óleo sobre o aço carbono. Os testes foram realizados utilizando a superfície de referência – peça 1 – como base e as condições de operação apresentadas na Tabela 3.1.

Observa-se, a partir da Figura 3.12, que o aumento da solubilidade de refrigerante no óleo provoca uma diminuição no valor do ângulo de contato aparente. Para a condição de óleo puro, por exemplo, o valor médio do ângulo de contato aparente foi de $12,2^\circ$. Para a condição de uma mistura líquida de óleo e gás com 30% de solubilidade, este valor diminuiu para $11,2^\circ$. Desta forma, é possível concluir que, nas condições de teste avaliadas, a dissolução de refrigerante reduz as tensões superficiais das interfaces sólido-gás, sólido-líquido e líquido-gás (Figura 3.1).

Embora o ângulo de contato aparente tenha diminuído com o aumento da solubilidade, em termos percentuais esta variação foi pequena. Por exemplo, entre as condições de óleo puro e $x_R = 30\%$, o decréscimo do ângulo de contato aparente foi de quase 8,9%, o que é relativamente baixo se comparado com o aumento percentual do volume do líquido para as mesmas condições, que foi de aproximadamente 32,4% (Tabela 3.1). Conclui-se, dessa forma, que a variação do volume do líquido apresenta um efeito pouco significativo na variação do ângulo de contato aparente quando este é comparado, por exemplo, com o efeito da rugosidade da superfície (Figura 3.11), confirmando, assim, as observações de Zisman (1964).

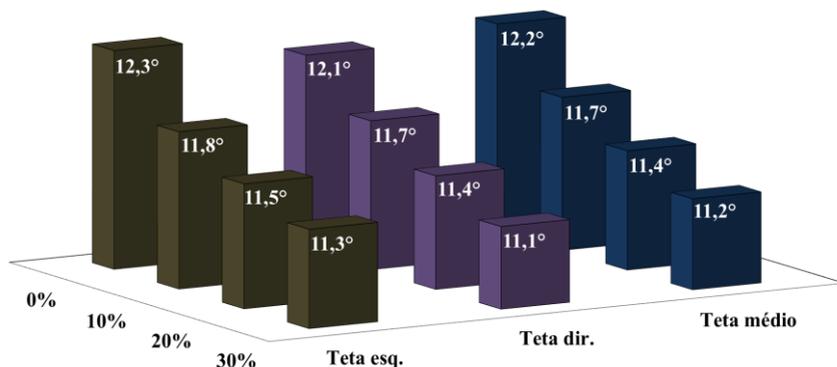


Figura 3.12 - Comparação dos ângulos de contato da borda direita e esquerda em diferentes condições de solubilidade.

Na Figura 3.13 apresenta-se, através das imagens utilizadas para a determinação do ângulo de contato aparente, a variação da capacidade de

espalhamento do óleo em função da solubilidade. Observa-se que, quanto maior a solubilidade, maior é o espalhamento do óleo sobre o aço carbono. Este comportamento é resultado, como dito anteriormente, da diminuição das tensões superficiais. Além disso, o volume de mistura também aumenta, o que faz com que as forças que atuam sobre a gota (gravidade e tensões superficiais) tenham uma influência maior nas características geométricas finais da gota (espalhamento).

Pode se concluir que a combinação de fluidos e superfície sólida avaliada, frequentemente utilizada em compressores de refrigeração doméstica, gera uma interação hidrofílica, já que os valores de ângulo de contato aparente foram menores que 90° (Figura 3.13). Esta condição não é ideal no contexto da força de adesão em sistema de sucção e descarga, uma vez que um maior espalhamento da película de óleo entre a válvula e o assento, originará um maior atraso na abertura das válvulas, contribuindo para a redução da eficiência volumétrica do compressor.

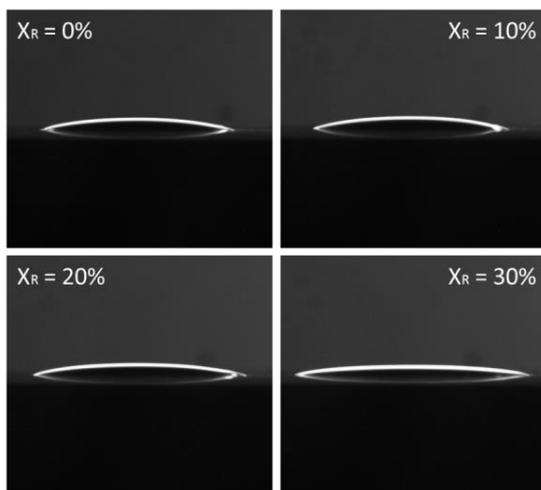


Figura 3.13 - Imagens da gota de óleo POE ISO 10 sobre a superfície aço carbono 1020 considerando diferentes condições de solubilidade.

3.4.2 Teste com menisco entre superfícies

(a) Configuração esfera-placa

Os testes para a combinação de esfera e placa foram realizados considerando esferas de aço carbono 1020, com raios de 5 mm e 6 mm e rugosidades médias R_a de $0,74 \mu\text{m}$ e $0,66 \mu\text{m}$, respectivamente. Utilizou-se

como placa base a superfície de referência, peça 1, usada nos testes da gota. As condições de testes, como afastamento, temperatura e solubilidade, são apresentadas nas Tabela 3.1 e Tabela 3.2.

Na Figura 3.14 é apresentada uma comparação entre os resultados experimentais dos valores médios (média aritmética – Apêndice C) dos ângulos de espalhamento (β) para as configurações esfera-placa para as combinações de R6P e R5P.

Observa-se na Figura 3.14 que, para as combinações geométricas de R6P e R5P, independente do afastamento entre as superfícies (h), o ângulo de espalhamento aumenta com a solubilidade. Considerando, por exemplo, as condições de 0,4 mm e 0% e 30% de solubilidade, para a combinação R6P tem-se que os valores experimentais de β aumentam de 18,5° para 21,1° e, para a combinação R5P, os valores destes ângulo aumentam de 19,8° para 22,3°, respectivamente. Nota-se também que, para um afastamento maior, mantendo o mesmo nível de solubilidade (volume de gota constante), o ângulo de espalhamento diminui tanto para R6P como para R5P. De acordo com os resultados, para as condições de 0% de solubilidade e afastamentos de 0,4 mm e 1,2 mm, os valores de β são reduzidos de 18,5° para 12,9° para R6P. Para o caso R5P, os valores diminuem de 19,8° para 14,7°.

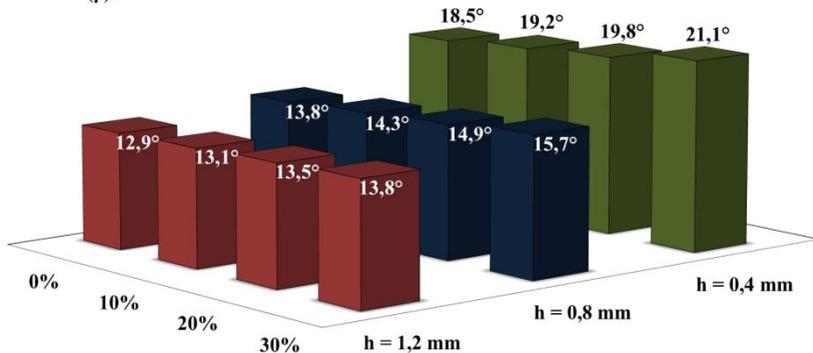
Comparando as Figura 3.14 (a) e (b), observa-se que o ângulo de espalhamento é maior para o menor raio de curvatura (5 mm). No caso R6P, considerando 0% de solubilidade e um afastamento de 1,2 mm, o ângulo β é de 12,9°, enquanto que para R5P, o ângulo β é de 14,3°.

Conclui-se, portanto, que as variações no ângulo de espalhamento são resultados dos efeitos combinados do volume de óleo e do raio de curvatura das esferas, parâmetros estes que influenciam diretamente na força de capilaridade. De uma forma geral, as variações nas condições de teste geram mudanças na configuração geométrica que definem a geometria do menisco (curvatura e pontos de contato superior e inferior). Por exemplo, uma variação do volume do óleo mantendo o afastamento entre as superfícies fixo – ou seja, sem variação na direção axial – obriga o óleo a se deslocar radialmente. Contudo, devido à curvatura da superfície da esfera, geram-se, também, variações do espalhamento do óleo na direção axial e, portanto, um aumento no valor do ângulo β .

Por outro lado, quando se altera o afastamento, mantendo fixo o volume de óleo, o menisco assume uma nova configuração geométrica que respeita a condição de volume constante. Nesse caso, provoca-se um recuo na área de espalhamento do óleo, o que gera, assim, uma diminuição do ângulo de espalhamento. Para esferas de raios diferentes, Figura 3.14 (a) e

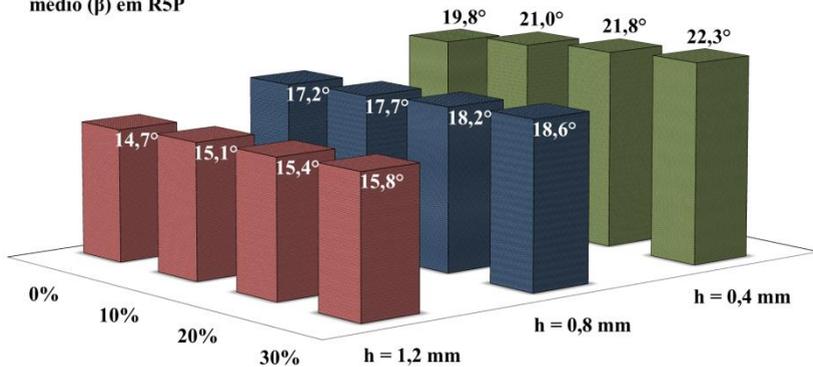
(b), este recuo acontece de forma diferente, uma vez que as curvaturas são distintas e, portanto, as áreas de espalhamento finais também o são.

Ângulo de espalhamento médio (β) em R6P



(a)

Ângulo de espalhamento médio (β) em R5P



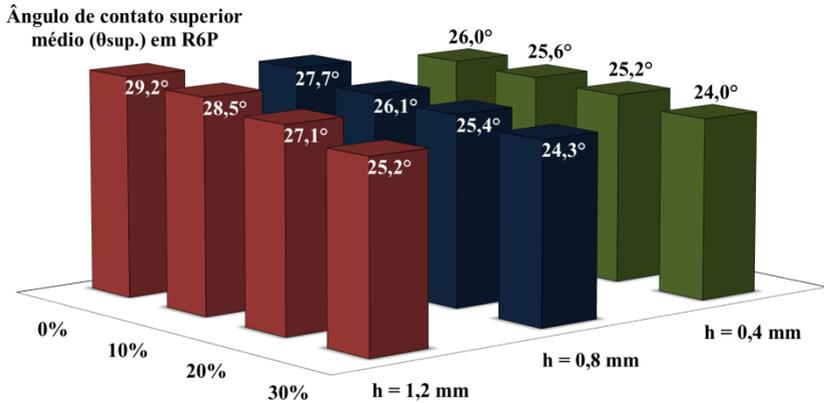
(b)

Figura 3.14 - Variação dos ângulos de espalhamento médios em função da solubilidade e do afastamento entre as superfícies para as combinações (a) R6P e (b) R5P.

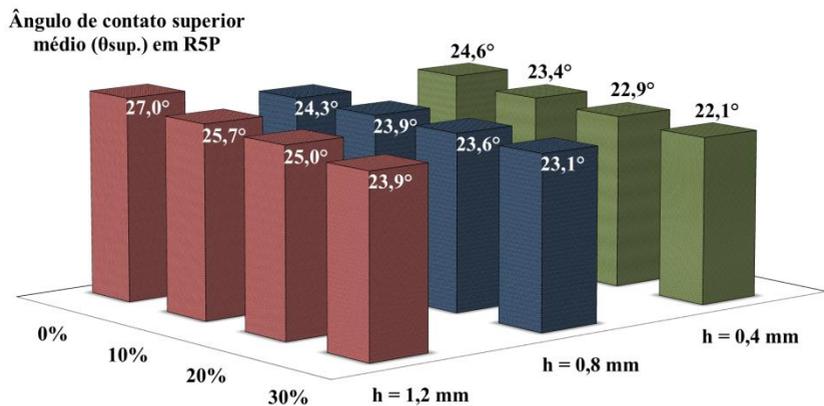
A Figura 3.15 apresenta os resultados dos valores médios dos ângulos de contato aparente superior ($\theta_{sup.}$) para os casos R6P e R5P numa condição estática. Observa-se nesta figura que o ângulo de contato aparente superior diminui quando a solubilidade aumenta. Para as condições de

afastamento 0,8 mm e 0% e 30% de solubilidade, os valores de θ_{sup} foram reduzidos, para R6P, de $27,7^\circ$ para $24,3^\circ$ e, para R5P, de $24,3^\circ$ para $23,1^\circ$.

Nota-se também que, para um afastamento maior, com solubilidade constante, o ângulo de contato aparente superior aumentou tanto para R6P com para R5P. Segundo os resultados, para 30% de solubilidade e afastamentos de 0,4 mm e 1,2 mm, os valores de θ_{sup} foram de $24,0^\circ$ e $25,2^\circ$, para R6P, entanto, para R5P, os valores foram de $22,3^\circ$ e $23,9^\circ$.



(a)



(b)

Figura 3.15 - Variação do ângulo de contato superior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as superfícies para as combinações (a) R6P e (b) R5P.

Quando comparadas as Figura 3.15 (a) e (b), ressalta-se que, para um raio de curvatura menor, menor é a área de espalhamento e, por conseguinte, menor é o ângulo de contato aparente superior. No caso R6P, para 0% de solubilidade e 1,2 mm de afastamento, o valor experimental de θ_{sup} foi de $33,3^\circ$ e, para R5P, foi de $31,3^\circ$.

É importante salientar que o ângulo de contato aparente superior é determinado pelo ângulo formado entre a interseção do plano tangencial à superfície da esfera e o plano tangencial à curvatura do menisco no ponto de contato superior (P_{cs}) (Figura 3.10). Deste modo, quando o volume de óleo aumenta, o plano tangencial à esfera desloca-se para a direção vertical, enquanto que o plano tangencial à curvatura do menisco desloca-se para a horizontal, gerando, dessa forma, variações nos valores de ângulo de contato aparente. No caso de um raio de curvatura menor, os movimentos dos planos tangenciais se acentuam ainda mais para pequenas variações no volume do óleo, resultando em menores valores de θ_{sup} .

A Figura 3.16 apresenta os resultados experimentais dos valores médios do ângulo de contato aparente inferior (θ_{inf}) para as combinações de esfera e placa (R6P e R5P) para uma condição estática do sistema. De acordo com os resultados, o ângulo de contato aparente inferior aumenta com a solubilidade. Para as condições de 1,2 mm de afastamento entre as superfícies e 0% e 30% de solubilidade, os valores do ângulo de contato aparente inferior, para R6P foram de $33,3^\circ$ e $39,6^\circ$, enquanto que para a combinação R5P foram de $31,3^\circ$ e $34,7^\circ$.

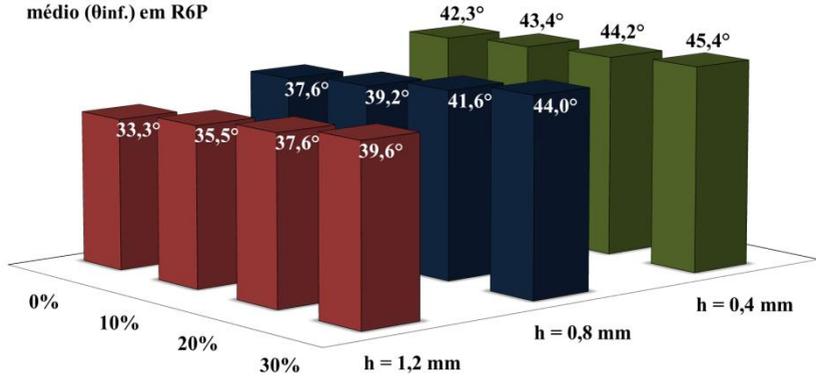
Com relação aos efeitos associados ao afastamento entre as superfícies, observa-se que, quando a distância entre as superfícies aumentou, o ângulo de contato aparente inferior diminuiu para ambas as configurações analisadas (R6P e R5P). Para a configuração R6P, com 30% de solubilidade e afastamentos de 0,4 mm e 1,2 mm, os valores de θ_{inf} foram de $45,4^\circ$ e $39,6^\circ$. Para a configuração R5P nas mesmas condições, os valores dos ângulos de contato aparente inferior foram de $42,7^\circ$ e $34,7^\circ$.

É possível notar que, para um raio de curvatura menor, independente do afastamento entre as superfícies e de solubilidade, o ângulo de contato aparente inferior para R5P é menor que o ângulo de contato aparente inferior para R6P. Por exemplo, para a condição de 30% de solubilidade e 0,4 mm de afastamento, tem-se que θ_{inf} é de $42,7^\circ$ para R5P. Para a configuração R6P, o θ_{inf} é de $45,4^\circ$.

O comportamento do ângulo de contato aparente inferior leva à conclusão de que este é função tanto do volume do óleo quanto da curvatura da esfera e do afastamento entre as superfícies. Assim, parece existir uma maior influência da força gravitacional quando o afastamento aumenta. Este efeito se manifesta através uma distribuição diferente do

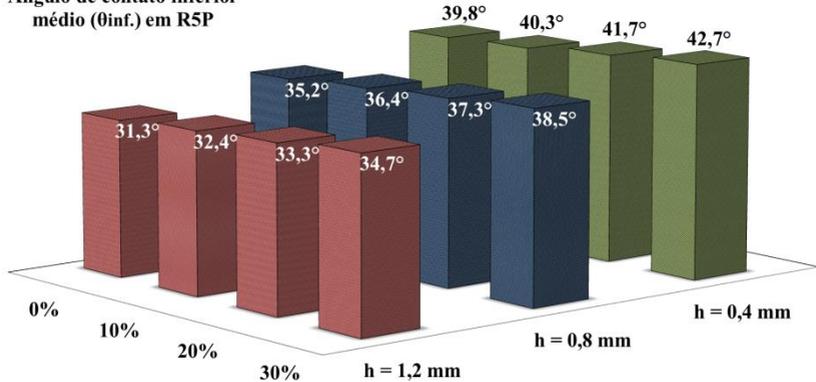
volume de óleo entre as superfícies, sendo este maior na região inferior (Figura 3.17), o que leva a um espalhamento de óleo maior na base e, assim, a um ângulo de contato aparente inferior menor.

Ângulo de contato inferior médio (θ_{inf}) em R6P



(a)

Ângulo de contato inferior médio (θ_{inf}) em R5P

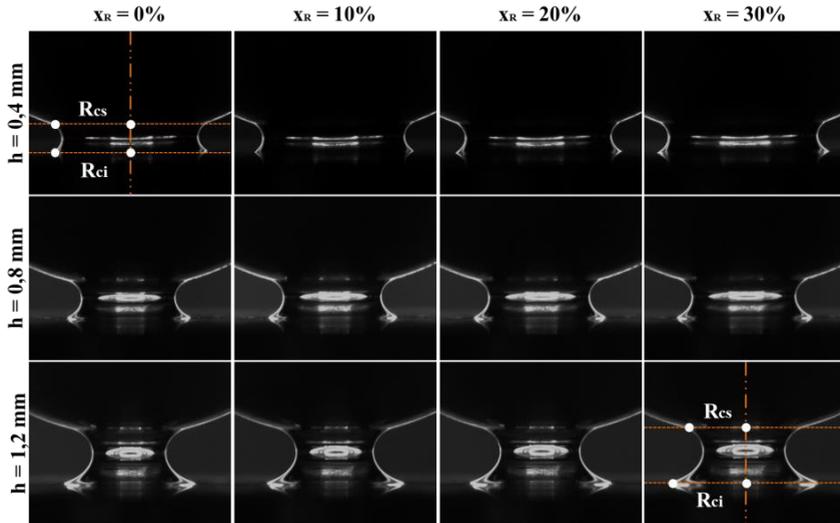


(b)

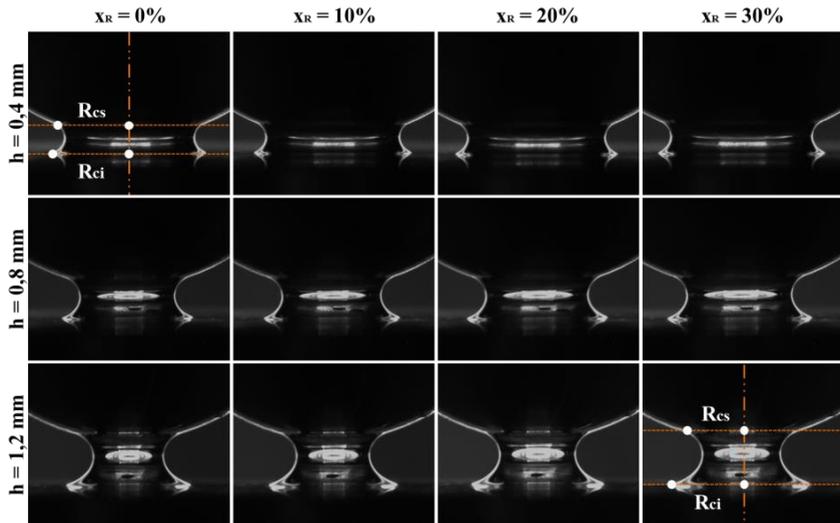
Figura 3.16 - Variação dos ângulos de contato inferior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as superfícies para as combinações (a) R6P e (b) R5P.

Para entender os efeitos anteriormente citados no ângulo de contato aparente inferior, são utilizadas as Figura 3.17 (a) e (b), que mostram

fotografias do menisco para diferentes valores de afastamento e solubilidade para as configurações de esfera-placa.



(a)



(b)

Figura 3.17 - Imagens do menisco de óleo em função da solubilidade e do afastamento entre as superfícies para as combinações (a) R6P e (b) R5P.

É possível observar nestas figuras que, quando avaliado o afastamento de 0,4 mm, os raios de espalhamento (R_{cs} e R_{ci}), definidos como a distância entre o eixo de simetria e os pontos de contato superior (P_{cs}) e inferior (P_{ci}), apresentaram valores muito próximos entre si para R6P, porém, isto não foi observado para R5P. De acordo com os resultados, os valores de R_{ci} e R_{cs} foram de 1,91 mm e 1,90 mm para R6P e de 1,82 mm e 1,70 mm para R5P, respectivamente. Esta diferença deve-se, principalmente, aos efeitos da curvatura da esfera, visto que um raio de curvatura maior permite um espalhamento maior na direção radial e, conseqüentemente, raios de espalhamentos mais próximos entre si. Contudo, quando o afastamento aumenta, os efeitos da força peso modificam a curvatura do menisco, gerando uma distribuição não homogênea do volume e, com isso, raios de espalhamento diferentes em ambas as configurações (R6P e R5P). Segundo os resultados, para a condição de 1,2 mm, os valores de R_{ci} e R_{cs} foram de 1,79 mm e 1,43 mm para R6P, e de 1,68 mm e 1,38 mm para R5P.

(b) Configuração esfera-esfera

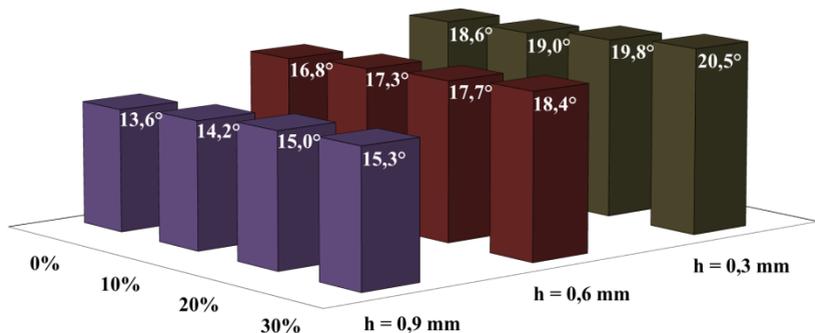
Nesta seção são apresentados os resultados experimentais dos diferentes ângulos – espalhamento e contato aparente superiores e inferiores – formados quando as superfícies superior e inferior são esferas de raios iguais. O objetivo principal desta análise é identificar o efeito do raio de curvatura de ambas as peças sobre o espalhamento do óleo e o seu impacto nos valores dos ângulos.

Na Figura 3.18 é mostrada a comparação entre os resultados experimentais dos valores médios para os ângulos de espalhamento superior ($\beta_{sup.}$) para as configurações de esferas de raio 6 mm (R6R6) e 5 mm (R5R5). Estes valores foram determinados a partir da média aritmética entre os ângulos das bordas direita e esquerda em ambas as esferas (Apêndice C).

Observa-se na Figura 3.18 que para as combinações R6R6 e R5R5, e independente do afastamento entre as superfícies, o ângulo de espalhamento superior aumenta com a solubilidade. No caso, por exemplo, de afastamento 0,6 mm e solubilidades de 0% e 30%, para a combinação R6R6, os valores experimentais de $\beta_{sup.}$ foram de 16,8° e 18,4°, e para a combinação R5R5, os valores dos ângulos foram de 20,3° e 21,5°, respectivamente. Todavia, é possível notar também que, para um afastamento maior entre as esferas, mantendo a mesma solubilidade, o ângulo de espalhamento superior diminui para ambas as configurações. De acordo com os resultados, para as condições de 0% de solubilidade e

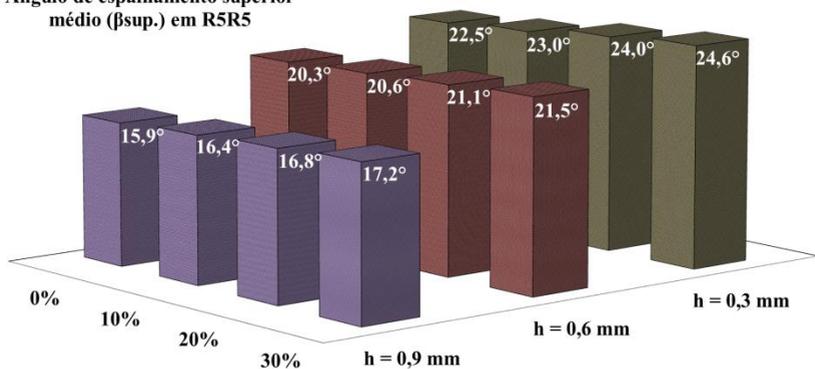
afastamentos de 0,3 mm e 0,9 mm, os valores de β_{sup} foram de $18,6^\circ$ e $13,6^\circ$ para R6R6, e de $22,5^\circ$ e $15,9^\circ$ para R5R5, respectivamente.

Ângulo de espalhamento superior médio (β_{sup}) em R6R6



(a)

Ângulo de espalhamento superior médio (β_{sup}) em R5R5



(b)

Figura 3.18 - Variação dos ângulos de espalhamento superior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as esferas para as combinações (a) R6R6 e (b) R5R5.

Ressalta-se ainda que o ângulo de espalhamento superior é maior para a configuração com esferas menores. Tomando como referência a condição de 30% de solubilidade e afastamento de 0,9 mm entre as

superfícies, observa-se que o ângulo de $\beta_{\text{sup.}}$ foi de $15,3^\circ$ para R6R6, e que para R5R5 este valor foi de $17,2^\circ$.

Conforme explicado para a configuração esfera-placa, variações nas condições do experimento, seja no volume do óleo ou no afastamento entre as superfícies, geram mudanças nos valores dos ângulos de espalhamento e no formato final do menisco líquido. Com relação ao volume da gota, o aumento deste parâmetro pela absorção de refrigerante provoca mudanças tanto na direção radial como axial do menisco, sendo que estas últimas variações se intensificam ainda mais quando a curvatura da superfície é menor.

O efeito do afastamento entre as superfícies se mostra por meio da variação dos efeitos capilares e, conseqüentemente, do espalhamento do óleo sobre as esferas. Estas variações são resultado, por exemplo, para quando o afastamento aumenta, de um maior efeito da força peso em detrimento das forças de tensão superficial, uma vez que a distribuição do volume entre as superfícies não é homogênea (menor volume na esfera superior).

A Figura 3.19 apresenta os resultados experimentais dos valores médios do ângulo de espalhamento inferior ($\beta_{\text{inf.}}$), considerando as configurações R6R6 e R5R5. Verifica-se nesta figura que, para todas as condições de afastamento avaliadas, $\beta_{\text{inf.}}$ aumentou quando a solubilidade aumentou. Por exemplo, para 0,6 mm de afastamento e 0% e 30% de solubilidade, os valores experimentais de $\beta_{\text{inf.}}$ foram de $17,4^\circ$ e $19,6^\circ$ para R6R6, e $21,3^\circ$ e $23,5^\circ$ para R5R5.

Quando avaliado o efeito do afastamento entre as esferas, os resultados mostraram que, para um aumento deste parâmetro com solubilidade constante, o ângulo de espalhamento inferior diminuiu para ambas as configurações. Para 30% de solubilidade e afastamentos de 0,3 mm e 0,9 mm, os valores de $\beta_{\text{inf.}}$ foram de $21,0^\circ$ e $17,0^\circ$ para R6R6 e $25,5^\circ$ e $20,1^\circ$ para R5R5, respectivamente.

Analisando o efeito da curvatura das esferas no valor do ângulo de espalhamento inferior, pela Figura 3.19, conclui-se que a configuração de menor raio de curvatura (R5R5), apresentou uma influência maior no espalhamento do óleo sobre a esfera, ou seja, um maior ângulo de espalhamento inferior, em comparação com a configuração R6R6. Observa-se que, para a condição de 30% de solubilidade e afastamento de 0,9 mm, o ângulo de $\beta_{\text{inf.}}$ foi $17,0^\circ$ para R6R6 e de $20,1^\circ$ para R5R5.

Portanto, conclui-se que a configuração com superfície curva propicia um maior espalhamento na base (em comparação à superfície superior), como resultado da diferença entre os efeitos das forças de gravidade e de tensão superficial atuando em ambas as superfícies.

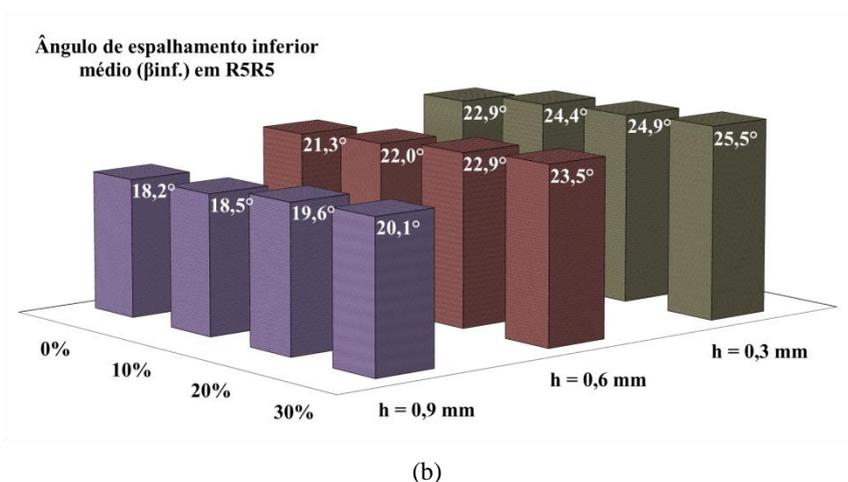
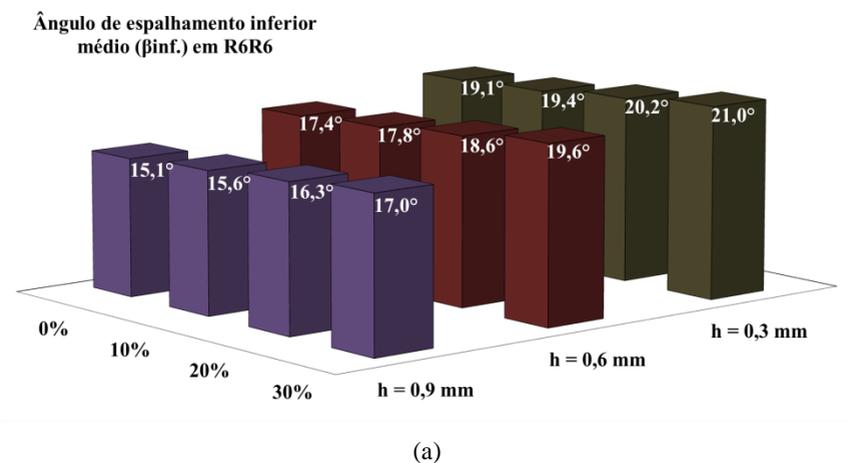
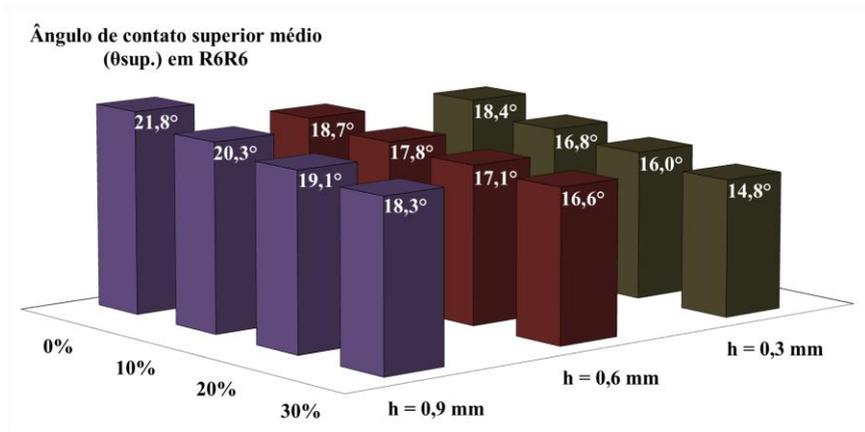
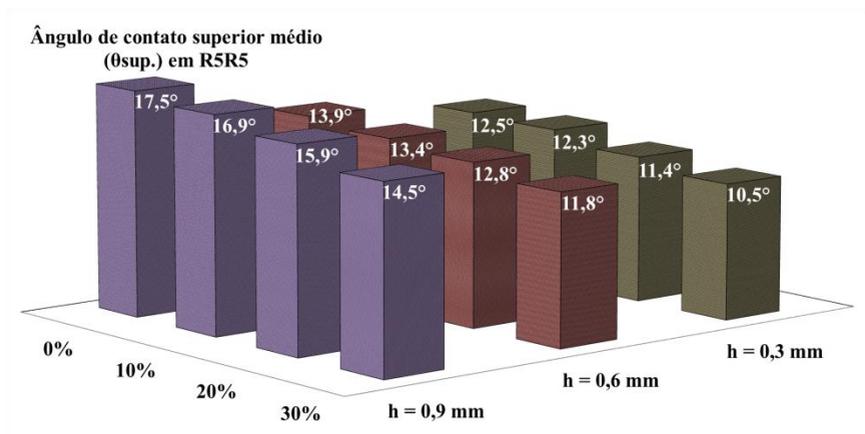


Figura 3.19 - Variação dos ângulos de espalhamento inferior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as esferas para as combinações (a) R6R6 e (b) R5R5.

A Figura 3.20 apresenta os resultados experimentais dos valores médios para o ângulo de contato aparente superior ($\theta_{\text{sup.}}$) para as configurações R6R6 e R5R5. A figura mostra que, independente do afastamento, $\theta_{\text{sup.}}$ decresce quando a solubilidade aumenta. Usando como referência a condição de 0,6 mm de afastamento e 0% e 30% de solubilidade, temos que os valores experimentais de $\theta_{\text{sup.}}$ foram de 18,7° e 16,6° para R6R6, e de 13,9° e 11,8° para R5R5.



(a)



(b)

Figura 3.20 - Variação dos ângulos de contato superior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as esferas para as combinações (a) R6R6 e (b) R5R5.

Ao se analisar o efeito do afastamento entre as esferas no comportamento do ângulo de contato aparente superior, observa-se que, a partir dos resultados experimentais da Figura 3.20, um aumento do afastamento gera ângulos maiores em ambas as configurações de esfera e esfera. Para 30% de solubilidade e afastamentos de 0,3 mm e 0,9 mm, os valores de $\theta_{sup.}$ foram de 14,8° e 18,3° para R6R6 e 10,5° e 14,5° para R5R5, respectivamente.

Ainda, quando comparados os ângulos de contato aparente para diferentes curvaturas das superfícies, constatou-se que a configuração de menor raio de curvatura (R5R5) apresentou valores de ângulos menores. Observa-se que, para as condições de 30% de solubilidade e afastamento de 0,9 mm, o ângulo θ_{sup} foi de 18,3° para R6R6 e de 14,5° para R5R5.

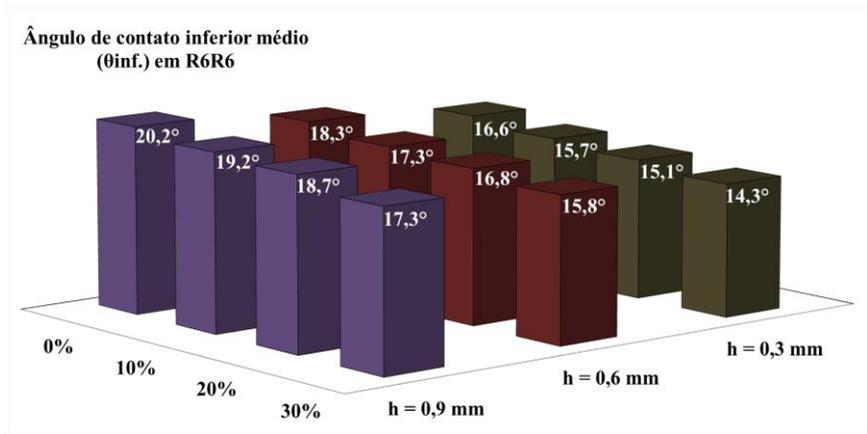
Como explicado na seção anterior, o ângulo de contato aparente superior é definido pelos planos tangenciais à superfície da esfera e ao menisco no ponto de contato superior (P_{cs}) (Figura 3.10b). Sendo assim, qualquer variação na configuração geométrica do menisco, seja no volume do líquido ou no afastamento entre as superfícies, gerará mudanças no espalhamento do óleo sobre as esferas e, conseqüentemente, nos ângulos de espalhamento e de contato.

A Figura 3.21 apresenta os resultados experimentais do ângulo de contato aparente inferior (θ_{inf}) para as configurações R6R6 e R5R5. A partir dos resultados conclui-se que, para os três níveis de afastamento utilizados, o valor de θ_{inf} decresce quando o nível de solubilidade aumenta. Usando os resultados nos quais o afastamento é de 0,6 mm e a solubilidade é de 0% e 30%, observa-se que os valores experimentais de θ_{inf} foram de 18,3° e 15,8° para R6R6, e de 12,9° e 9,5° para R5R5.

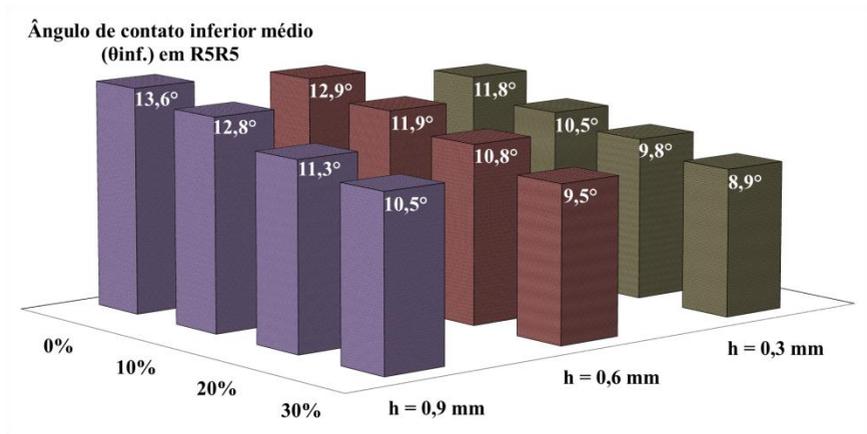
É possível também observar na Figura 3.21 que um maior afastamento entre as esferas gera ângulos maiores tanto em R6R6 quanto em R5R5. Conforme os resultados, para 30% de solubilidade e afastamentos de 0,3 mm e 0,9 mm, os valores de θ_{inf} foram de 14,3° e 17,3° para R6R6 e de 8,9° e 10,5° para R5R5.

Quando confrontados os resultados dos ângulos θ_{inf} para as diferentes curvaturas das superfícies, verifica-se que a configuração R5R5 apresenta valores de ângulos menores em relação aos valores obtidos para R6R6, devido aos efeitos da distribuição assimétrica do volume no menisco com relação ao plano horizontal equidistante entre as superfícies. Observa-se que, para as condições de 30% de solubilidade e um afastamento de 0,9 mm, o ângulo θ_{inf} foi de 17,3° para R6R6 e de 10,5° para R5R5.

É importante salientar que o ângulo de contato aparente inferior é definido pela interseção dos planos tangenciais à superfície da esfera e à curvatura do menisco no ponto de contato inferior (P_{ci}), ver Figura 3.10 (b). Portanto, alterações nas dimensões do menisco, que podem ser resultados de uma variação no volume do líquido ou no afastamento entre as esferas, alteram o espalhamento do óleo sobre as superfícies. Embora existam algumas diferenças entre os valores dos ângulos nas faces superior e inferior para as combinações de R6R6 e R5R5, estas diferenças não são tão significativas a ponto de gerarem áreas de espalhamento muito diferentes entre as esferas inferior e superior.



(a)



(b)

Figura 3.21 - Variação dos ângulos de contato inferior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as esferas para as combinações (a) R6R6 e (b) R5R5.

Para apreciar melhor as afirmações relacionadas com os efeitos relacionados com variação no volume do líquido ou no afastamento entre as superfícies, apresenta-se a Tabela 3.4 com os valores dos raios de espalhamento (R_{cs} e R_{ci}), definidos pela distância entre os pontos de contato superior (P_{cs}) e inferior (P_{ci}), para a condição de máximo volume de óleo (30% de solubilidade).

Tabela 3.4: Valores dos raios de espalhamento nas esferas superior e inferior para as combinações de R6R6 e R5R5 considerando 30% de solubilidade.

h [mm]	R6R6			R5R5		
	R_{cs} [mm]	R_{ci} [mm]	$R_{ci} - R_{cs}$ [mm]	R_{cs} [mm]	R_{ci} [mm]	$R_{ci} - R_{cs}$ [mm]
0,3	2,10	2,15	0,05	2,08	2,15	0,07
0,6	1,89	2,01	0,12	1,83	2,00	0,17
0,9	1,58	1,76	0,18	1,48	1,72	0,24

De acordo com os resultados da Tabela 3.4, para a condição de maior afastamento entre as esferas (0,9 mm), a diferença entre os raios de contato inferior e superior é de 0,18 mm para R6R6 e de 0,24 mm para R5R5. Portanto, considerar que a curvatura do menisco apresenta características semelhantes às de um arco de circunferência (para as condições avaliadas no presente trabalho) é uma hipótese válida para a modelagem da interface óleo e gás, uma vez que os valores dos raios de espalhamento são muito próximos entre si.

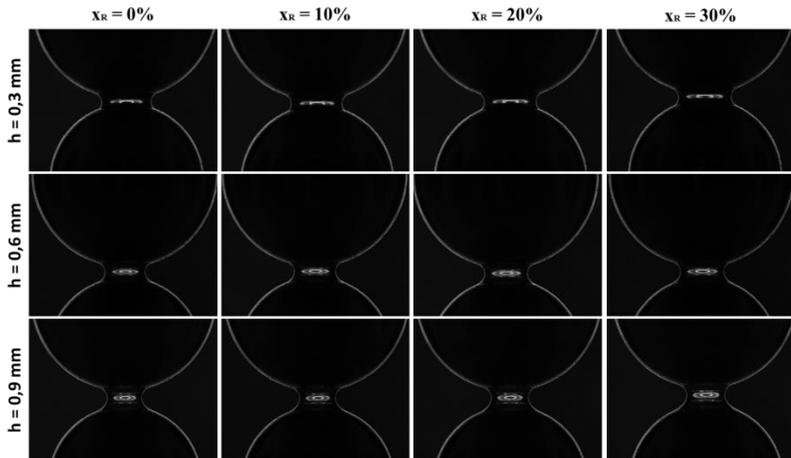
Experimentos foram executados para configurações esfera-esfera de raios diferentes (R5R6 e R6R5), com o intuito de avaliar os efeitos de assimetrias com relação ao plano horizontal equidistante das superfícies, conforma mostra a Figura 3.22.

De uma forma geral, o comportamento dos ângulos de espalhamento, β , superior e inferior para as configurações R5R6 e R6R5 segue a mesma tendência dos casos simétricos (R5R5 e R6R6), ou seja, de aumentar com a solubilidade (volume da gota) e de diminuir com o afastamento entre as superfícies. O mesmo pôde ser observado com relação ao ângulo de contato aparente superior médio, cujo comportamento foi de reduzir com o aumento da solubilidade (volume da gota) e de aumentar com o afastamento entre as superfícies, tanto para as condições assimétricas (R5R6 e R6R5) quanto para as simétricas.

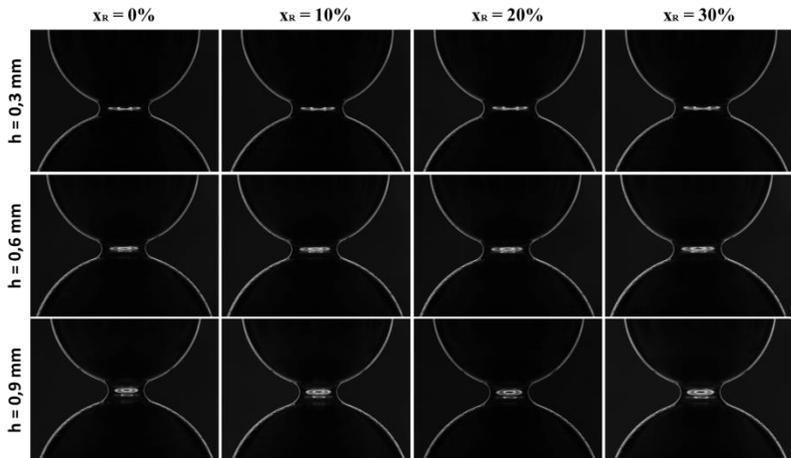
O principal efeito da assimetria, contudo, foi observado com relação ao ângulo de contato aparente inferior médio ($\theta_{inf.}$) para a configuração R6R5, o qual exibiu uma redução com o aumento do afastamento entre as superfícies, contrariando as evidências experimentais para os casos simétricos (R5R5 e R6R6) e para o caso R5R6, como mostra a Figura 3.23.

Acredita-se que o comportamento observado na Figura 3.23 para o ângulo de contato aparente inferior seja decorrente dos efeitos de capilaridade mais significativos devido ao menor raio da esfera inferior e

que, por conta disso, acentuam a importância da força de corpo à medida que o afastamento entre as superfícies é aumentado.



(a)



(b)

Figura 3.22 - Imagens do menisco de óleo em função da solubilidade e do afastamento entre as esferas para as combinações (a) R6R5 e (b) R5R6.

A Tabela 3.5 apresenta os valores dos raios de espalhamento superior e inferior, R_{cs} e R_{ci} , para as configurações R5R6 e R6R5, considerando a condição de maior volume de gota (30% de solubilidade).

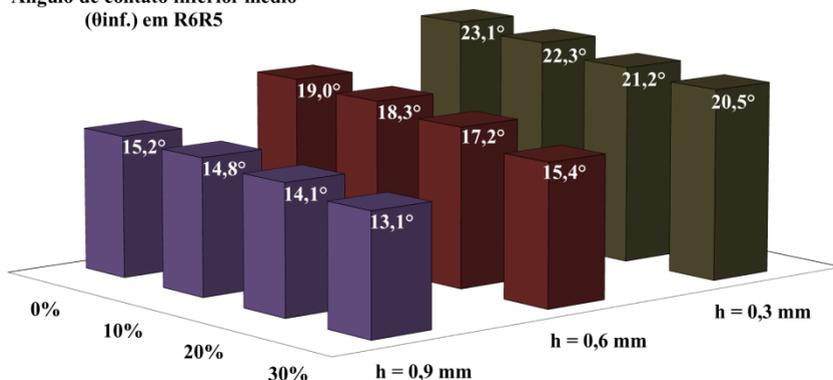
Tabela 3.5: Valores dos raios de espalhamento nas esferas superior e inferior para as combinações de R6R5 e R5R6 considerando 30% de solubilidade.

h [mm]	R6R5			R5R6		
	R_{cs} [mm]	R_{ci} [mm]	$R_{ci} - R_{cs}$ [mm]	R_{cs} [mm]	R_{ci} [mm]	$R_{ci} - R_{cs}$ [mm]
0,3	2,21	1,85	-0,36	2,06	2,10	0,04
0,6	1,79	1,94	0,15	1,89	2,01	0,12
0,9	1,73	2,03	0,30	1,70	1,90	0,2

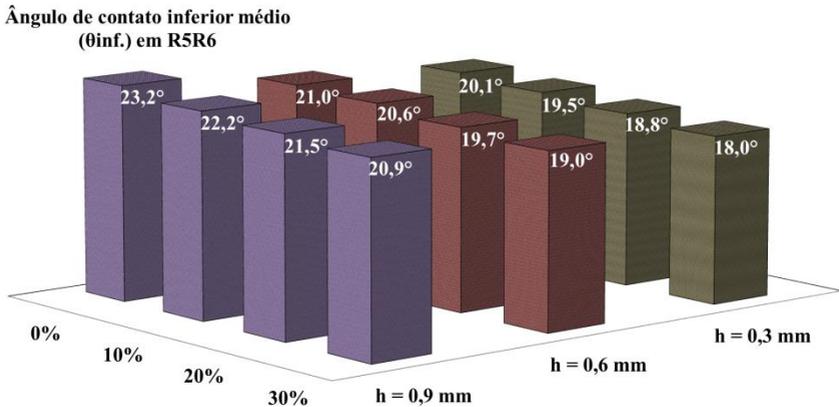
Observa-se da Tabela 3.5 que, para a combinação de R6R5 e afastamento de 0,3 mm entre as esferas, o espalhamento na esfera superior é maior que o espalhamento na esfera inferior, sendo o raio de espalhamento inferior (R_{ci}) aproximadamente 16% menor que o raio de espalhamento superior (R_{cs}).

Este resultado pode também ser explicado em função da influência dos raios de curvaturas das esferas. Entende-se que, uma vez que ambas as esferas possuem raios de curvatura diferentes, a distribuição do volume da gota em ambas as superfícies será, portanto, assimétrica e, conseqüentemente, a geometria do menisco também será. No entanto, quando o afastamento entre as esferas é pequeno (condição de confinamento do óleo), constata-se um espalhamento maior na direção radial quando o raio de curvatura da esfera é maior e, conseqüentemente, observa-se um aumento do raio de espalhamento.

Ângulo de contato inferior médio
(θ_{inf}) em R6R5



(a)



(b)

Figura 3.23 - Variação dos ângulos de contato inferior médio em função da solubilidade e do afastamento entre as esferas para as combinações (a) R6R5 e (b) R5R6.

3.4.3 Resumo

Neste capítulo, apresentou-se em detalhes o aparato experimental projetado para a determinação dos ângulos de contato aparente e de espalhamento por meio do método da gota sésil, e pela medição direta dos diferentes ângulos que definem a geometria final do menisco formado entre duas superfícies. A bancada experimental permite o uso de diferentes condições de operação (temperatura e pressão), combinações de líquido-gás (POE ISO 10/Ar e POE ISO 10/R-134a) e configurações geométricas (esfera-esfera e esfera-placa). A captação das imagens da gota em repouso sobre a superfície ou do menisco líquido formado entre as superfícies é efetuada com uma câmera de alta resolução.

Com relação aos resultados pelo método da gota sésil, observou-se que o ângulo de contato aparente médio formado entre a gota de óleo e o disco plano de aço carbono aumentou quando a rugosidade da superfície aumentou, visto que os efeitos das tensões superficiais aumentaram a oposição ao espalhamento do óleo sobre a superfície. Observou-se também que a dissolução de refrigerante no óleo (solubilidade) provocou uma diminuição no valor do ângulo de contato aparente, uma vez que os efeitos associados às tensões superficiais diminuem, enquanto que a influência da força peso (gravidade) aumentou devido ao aumento do volume da gota.

De acordo com os resultados para a configuração esfera-placa, observou-se que o aumento do afastamento entre as superfícies, independentemente da combinação utilizada (R6P e R5P), gerou uma diminuição tanto no ângulo de espalhamento quanto no ângulo de contato aparente inferior. O ângulo de contato aparente superior, por sua vez, foi aumentado. Por outro lado, para um aumento da solubilidade mantendo o afastamento fixo, o comportamento dos ângulos é o oposto do sinalizado anteriormente, já que os ângulos de espalhamento e de contato aparente inferior diminuem, enquanto o ângulo de contato aparente superior aumenta.

Para a combinação esfera-esfera de raios iguais (R5R5 e R6R6), os resultados mostraram que o aumento da solubilidade (ou do volume da gota de óleo) e a diminuição do afastamento entre as superfícies levam ao aumento dos ângulos de espalhamento superior e inferior. Contudo, os ângulos de contato aparente superior e inferior são reduzidos devido a este efeito (variação dos raios de contato).

No caso das combinações esfera-esfera de raios diferentes (R5R6 e R6R5), observou-se que os comportamentos dos ângulos de espalhamento superior e inferior e de contato aparente superior seguem a mesma tendência dos casos simétricos (R5R5 e R6R6) discutidos anteriormente. No entanto, o ângulo de contato aparente inferior diminuiu quando o afastamento entre as superfícies aumentou, contrariando as evidências experimentais observadas para os casos simétricos, uma vez que os efeitos de capilaridade e da força peso apresentaram-se mais significativas para a configuração na qual a esfera de raio de curvatura menor (R6R5) utilizou-se como esfera inferior (ou base).

A Tabela 3.6 apresenta um resumo com os valores médios dos ângulos de contato aparente inferior e superior, juntamente com os valores do ângulo de espalhamento superior para a combinação esfera-placa considerando todas as condições de testes avaliadas no presente trabalho (solubilidade e afastamento).

Com relação às incertezas associadas aos ângulos formados nas configurações esfera-placa e esfera-esfera, estas foram determinadas a partir das diferentes fontes de incertezas apresentadas na Tabela 3.3. De acordo com o procedimento apresentado no Apêndice C, baseado no Guia para Expressão de Incerteza de Medição (ABNT, INMETRO, 2003), o valor da incerteza para os ângulos de contato aparente e de espalhamento superior e inferior foi de $\pm 1,41^\circ$, para as configurações de esfera-placa (R6P e R5P), e de $1,71^\circ$, para as configurações de esfera-esfera (RXRY), em todas as condições de teste avaliadas.

Tabela 3.6: Resultados finais para os ângulos de contato e espalhamento nas configurações de R6P e R5P.

h	x_m [%]	R6P			R5P		
		θ_{inf} [°]	θ_{sup} [°]	β_{sup} [°]	θ_{inf} [°]	θ_{sup} [°]	β_{sup} [°]
0,4 mm	0	42,3	26,0	18,5	39,8	24,6	19,8
	10	43,4	25,6	19,2	40,3	23,4	21,0
	20	44,2	25,2	19,8	41,7	22,9	21,8
	30	45,4	24,0	21,2	42,7	22,1	22,3
0,8 mm	0	37,6	27,7	13,8	35,2	24,3	17,2
	10	39,2	26,1	14,3	36,4	23,9	17,7
	20	41,6	25,4	14,9	37,3	23,6	18,2
	30	44,0	24,3	15,7	38,5	23,1	18,6
1,2 mm	0	33,3	29,9	12,9	31,3	27,0	14,7
	10	35,5	28,5	13,1	32,4	25,7	15,1
	20	37,6	27,1	13,5	33,3	25,0	15,4
	30	39,6	25,2	13,8	34,7	23,9	15,8

As Tabela 3.7 e Tabela 3.8 apresenta um resumo com os valores médios dos ângulos de contato aparente e espalhamento inferior e superior para as combinações esfera-esfera, considerando as diferentes condições experimentais avaliadas (raios, solubilidade e afastamento).

É importante salientar que, em todos os testes experimentais, a determinação dos valores médios dos ângulos de contato e espalhamento superior e inferior foi realizada a partir da média aritmética dos valores dos ângulos das bordas direita e esquerda para uma condição estática do sistema. Por outro lado, para a determinação do ângulo de cada borda, tanto superior como inferior, foram efetuadas um total de três medidas, sendo o valor da média aritmética destas amostras o valor representativo do ângulo da borda analisada. Este procedimento foi realizado por dois operadores diferentes, uma vez que é necessário eliminar as fontes de incertezas associadas ao operador através do histórico de medições.

Por último, para diminuir ainda mais as incertezas associadas à medição dos ângulos de contato aparente e de espalhamento, realizou-se um procedimento especial para o tratamento das imagens captadas pela câmera

de alta resolução, o qual permitiu definir com maior precisão o ponto de contato da interface tripla das fases envolvidas. O procedimento adotado, o qual foi realizado através do próprio programa de processamento da câmera (NIS-Elements), considerou o uso de imagens em preto e branco, a calibração da intensidade da luz do sistema de iluminação e, por último, o uso de uma grade quadriculada com dimensões predefinidas (neste caso 0,5 mm), fornecida pelo próprio programa.

O uso desta grade quadriculada permitiu fixar o ponto de contato da interface tripla e, ao mesmo tempo, definir a linha tangente à superfície, a qual foi utilizada como referência pelo operador para o posicionamento do goniômetro digital. No caso do ângulo de espalhamento, a grade permitiu definir o centro geométrico da esfera, o qual é utilizado como ponto de origem do ângulo de espalhamento (ver Figura 3.10).

Tabela 3.7: Resultados finais para os ângulo de contato e espalhamento nas configurações de R6R6 e R5R5.

h	x_m [%]	R6R6				R5R5			
		θ_{inf} [°]	β_{inf} [°]	θ_{sup} [°]	β_{sup} [°]	θ_{inf} [°]	β_{inf} [°]	θ_{sup} [°]	β_{sup} [°]
0,3 mm	0	16,6	19,1	18,4	18,6	11,8	22,9	12,5	22,5
	10	15,7	19,4	16,8	19,0	10,5	24,4	12,3	23,0
	20	15,1	20,2	16,0	19,8	9,8	24,9	11,4	24,0
	30	14,3	21,0	14,8	20,5	8,9	25,5	10,5	24,6
0,6 mm	0	18,3	17,4	18,7	16,8	12,9	21,3	13,9	20,3
	10	17,3	17,8	17,8	17,3	11,9	22,0	13,4	20,6
	20	16,8	18,6	17,1	17,7	10,8	22,9	12,8	21,1
	30	15,8	19,6	16,6	18,4	9,5	23,5	11,8	21,5
0,9 mm	0	20,2	15,1	21,8	13,6	13,6	18,2	17,5	15,9
	10	19,2	15,6	20,3	14,2	12,8	18,5	16,9	16,4
	20	18,7	16,3	19,1	15,0	11,3	19,6	15,9	16,8
	30	17,3	17,0	18,3	15,3	10,5	20,1	14,5	17,2

No capítulo seguinte será apresentada a bancada de testes projetada para determinar a força de adesão dinâmica considerando como princípio de atuação um sistema pneumático e uma configuração de esfera-placa. Nela, serão avaliados parâmetros operacionais que afetam o efeito de adesão entre

superfícies, tais como o volume de óleo o afastamento inicial entre as superfícies e o raio de curvatura das esferas.

Tabela 3.8: Resultados finais para os ângulos de contato e espalhamento nas configurações de R6R5 e R5R6.

h	x_m [%]	R6R5				R5R6			
		θ_{inf} [°]	β_{inf} [°]	θ_{sup} [°]	β_{sup} [°]	θ_{inf} [°]	β_{inf} [°]	θ_{sup} [°]	β_{sup} [°]
0,3 mm	0	27,1	18,5	12,8	19,6	20,1	18,7	16,4	22,1
	10	25,3	19,5	12,1	20,0	19,5	19,3	15,8	22,9
	20	24,2	20,4	11,4	21,1	18,8	19,9	15,1	23,4
	30	22,5	21,7	10,4	21,6	18,0	20,5	14,1	24,3
0,6 mm	0	19,0	19,8	14,6	16,7	21,0	17,6	18,4	20,2
	10	18,3	20,4	13,5	17,0	20,6	18,1	17,8	20,9
	20	17,2	21,2	12,5	17,2	19,7	18,7	17,3	21,2
	30	15,4	22,8	11,7	17,3	19,0	19,6	16,2	22,2
0,9 mm	0	15,2	20,7	16,0	15,5	23,2	15,4	20,4	18,0
	10	14,8	21,7	14,3	16,1	22,2	16,2	19,8	18,7
	20	14,1	22,3	13,5	16,4	21,5	16,7	19,2	19,2
	30	13,1	23,9	12,7	16,7	20,9	17,6	18,5	19,8

4. CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DA FORÇA DE ADESÃO

Segundo MacLaren e Kerr (1968), a determinação da força de adesão em válvulas de compressores é de difícil determinação experimental devido à intermitência, falta de repetitividade, dimensões reduzidas e ao curto período de tempo no qual ocorre o fenômeno. Para contornar estes inconvenientes sem descaracterizar o fenômeno, e com o objetivo de ter um maior controle das variáveis do problema, configurações geométricas mais simples serão analisadas para quantificar, em diferentes condições de operação, a força de adesão entre superfícies.

4.1 DEFINIÇÕES

De uma forma geral, a força de adesão, para uma condição estática, é composta, principalmente, pelas forças de *tensão superficial*, que atuam essencialmente na interface entre líquido, sólido e gás (linha tripla de contato), e de *capilaridade*, que é resultado da curvatura do menisco devido à diferença entre as pressões do ambiente externo e interno do menisco, como mostra a Figura 4.1(a). No entanto, ambas as forças fazem parte do grupo das forças de superfície, visto que atuam na interface entre as fases envolvidas (Apêndice E). Por outro lado, quando existe velocidade relativa entre as superfícies (condição dinâmica), surge uma nova força, chamada de *força viscosa*, devido à resistência interna do fluido, que se deforma sob a ação de uma tensão, como mostra a Figura 4.1(b).

O estudo do fenômeno de adesão, e principalmente a medição da força de adesão, exige muito esforço do experimentalista. Algumas das dificuldades inerentes destes experimentos envolvem (i) as magnitudes das forças associadas ao fenômeno de adesão, normalmente da ordem de milinewton, (ii) as dimensões do afastamento entre as superfícies, geralmente da ordem de micrometro, (iii) o alinhamento entre as superfícies, (iv) o curto período de tempo em que a força de adesão atua sobre as superfícies, (v) a rugosidade e limpeza das superfícies, entre outras complicações.

O presente capítulo tem por objetivo apresentar o aparato experimental projetado para quantificar a força de adesão em uma geometria fundamental (esfera-placa). Espera-se que, com uma investigação experimental mais aprofundada da física da adesão, possam ser entendidos fenômenos como a variação temporal da força, o processo de deformação do menisco de óleo e, principalmente, os efeitos de diferentes parâmetros que caracterizam a influência da força de adesão entre

superfícies, ou seja, o volume de líquido, o afastamento inicial e o raio de curvatura.

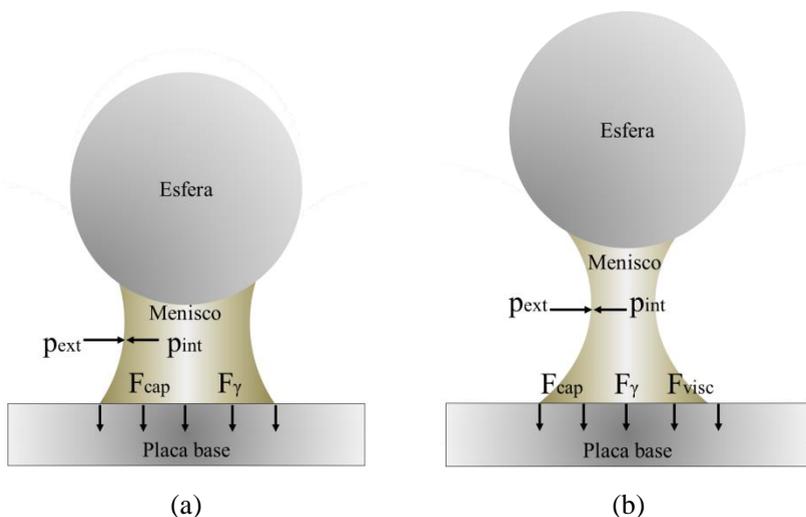


Figura 4.1 - Diagrama esquemático das componentes verticais das forças que atuam sobre a placa base na condição (a) estática e (b) dinâmica.

4.2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

4.2.1 Determinação da força de adesão em condições dinâmicas

Pringle (1977) construiu uma bancada de teste capaz de determinar a força de adesão através de um sistema que simula, de forma simplificada, a abertura da válvula do compressor. Para isso, o autor eliminou todos os efeitos desconhecidos provocados pela influência da variação da pressão do gás no interior da câmara de compressão e a dependência da diferença de pressão entre as câmaras do compressor devido à flexão da válvula.

O projeto considerou o assento da válvula, similar ao tipo empregado no compressor, montado sobre um transdutor de força do tipo piezolétrico que, por sua vez, foi fixado a uma base sólida. Um disco circular, criado para simular uma válvula do tipo palheta, foi posicionado sobre o assento e puxado mecanicamente através de um dispositivo eletromagnético. Um conector mecânico, colocado entre o dispositivo de tração e o disco, impediu qualquer inclinação no sistema e garantiu o movimento vertical do disco. A variação da força de adesão foi determinada com um transdutor de

deslocamento do tipo capacitivo. Para a captação dos sinais de força e deslocamento, foi utilizado um osciloscópio.

Pitois *et al.* (2000) determinaram experimentalmente a força de adesão gerada entre duas esferas de raios e materiais iguais numa condição dinâmica. A esfera superior, que possuía velocidade zero em todo o processo, foi parafusada a um suporte circular no qual foi instalado um transdutor para medir forças na direção vertical, fossem estas de tração ou de compressão. A esfera inferior foi conectada a uma haste metálica guiada por molas ao longo do eixo vertical e foi movimentada, para cima e para baixo, por meio de um motor de passo diferencial. O motor permitiu que a distância entre as esferas aumentasse ou diminuísse a uma velocidade constante. Um sensor de deslocamento foi utilizado para determinar a posição da haste e a espessura máxima do filme antes da ruptura, cujo valor foi definido de acordo com a variação do sinal de força no sensor. Os elementos descritos foram montados dentro de uma célula mantida à temperatura constante. A obtenção das imagens, assim como a variação no tempo do filme de fluido entre as esferas, foi obtida por uma câmera de alta resolução conectada diretamente a um computador.

Gopalkrishnan *et al.* (2008), do mesmo modo que o trabalho anterior, determinaram experimentalmente a força de adesão entre duas esferas de iguais características num processo dinâmico. Os autores utilizaram óleo sintético como fluido do menisco. Com relação às superfícies utilizadas, a esfera inferior foi mantida estacionária e acoplada a uma balança de alta sensibilidade para determinar a força de tração aplicada na esfera. A esfera superior foi impulsionada por um motor de passo posicionado num micrômetro ajustável nas três direções (x-y-z), o qual permitiu um alinhamento axissimétrico entre as esferas. A aquisição das imagens foi realizada em tempo real através de uma câmera de alta resolução conectada a um computador.

Chutkowski e Petrus (2008) investigaram o fenômeno de adesão para um sistema composto por uma esfera e uma superfície plana de igual material. O sistema era composto por uma câmara de teste fechada, na qual era possível controlar o ar interno por meio de um sistema de umidificação do ar. O contato e/ou afastamento das superfícies foi realizado através de um motor piezoelétrico que possuía seu próprio controlador da velocidade de atuação. A superfície superior, que neste caso foi uma esfera, foi montada no eixo móvel do motor, que se movimentava na vertical a uma taxa constante. A superfície inferior, placa plana, foi montada numa balança de alta sensibilidade que permitiu a determinação da força de adesão devido à dilatação da película de fluido entre as peças. A aquisição das imagens foi

realizada em tempo real através de uma câmera de alta resolução conectada a um computador.

Resch e Scheidl (2013) analisaram experimentalmente o fenômeno de adesão entre duas placas paralelas de igual material e baixa rugosidade numa condição dinâmica. A placa superior, que se movimentava na vertical, foi montada na extremidade inferior de um atuador servo hidráulico, o qual era composto por um cilindro hidráulico, por uma válvula de dois estágios (servo) e um controlador digital que fornecia a gravação dos sinais de medição. A placa inferior, que possuía velocidade zero em todo o processo e que serviu como base para a gota de líquido, foi parafusada sobre o transdutor de força dinâmico e este, por sua vez, fixado na base da bancada. Para a determinação do afastamento entre as superfícies, utilizou-se um sensor posicionado na tampa da bancada e alinhado com o eixo central do transdutor de força dinâmico. O afastamento entre as placas foi calculado a partir do afastamento entre o extremo superior do atuador e o sensor fixado na tampa. Por último, para garantir o paralelismo entre as placas, usaram-se sistemas de alinhamentos montados entre a placa inferior e o transdutor de força.

Até o momento, foram apresentadas diferentes bancadas de teste analisando o fenômeno de adesão através de um processo dinâmico. A seguir, serão expostas bancadas de teste que estudam o mesmo fenômeno na condição estática.

4.2.2 Determinação da força de adesão em condições estáticas

Lambert e Delchambre (2005) estudaram o fenômeno de adesão utilizando uma esfera e uma superfície plana caracterizada por uma barra engastada numa das suas extremidades. O espaçamento entre as superfícies foi realizado através de um sistema micrométrico que permitia a aproximação ou afastamento das peças de forma manual. Para a determinação da distância inicial entre a esfera e a barra, utilizaram-se dois sensores de deslocamento sem contato. Um dos sensores foi posicionado acima do sistema micrométrico, enquanto o outro foi montado embaixo da barra. A determinação da força sobre a barra foi realizada por meio de um extensômetro acoplada a esta. A aquisição das imagens foi realizada através de uma câmera de alta resolução conectada diretamente a um computador.

De Souza *et al.* (2008) também investigaram o fenômeno de adesão utilizando duas superfícies planas. Além disso, os autores incorporaram um terceiro elemento por meio de uma barra plana, engastada numa das suas extremidades e acoplada à superfície superior na outra, para determinar a força de adesão. A placa inferior foi montada sobre um motor piezoelétrico

que permitiu subir e descer a superfície. O deslocamento da barra, devido à flexão, foi determinado por um sensor de deslocamento óptico posicionado acima da barra. As imagens – da mesma forma que a distância entre as superfícies – foram captadas por uma câmera de alta resolução conectada a um computador.

4.3 EXPERIMENTOS

4.3.1 Aparato experimental

O diagrama esquemático da bancada de teste para a determinação da força de adesão entre superfícies é mostrado na Figura 4.2. A bancada é dividida em diferentes subsistemas, os quais estão acoplados, direta ou indiretamente, à célula de teste mostrada em detalhes na Figura 4.2(b).

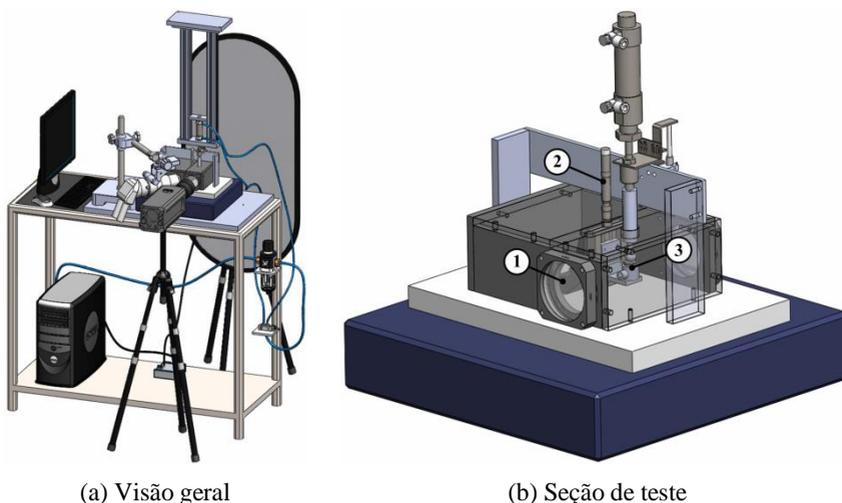


Figura 4.2 - Bancada de teste para medição da força de adesão.

Na célula de teste, que consiste de um sistema fechado acusticamente isolado, realizam-se os diferentes ensaios com velocidade, afastamento, tipo de configuração (esfera e placa) e volume de líquido controlado. A célula permite a visualização e iluminação do menisco líquido através de janelas diametralmente opostas (1). Em seu interior, são posicionados uma mesa de precisão (2) para a determinação e fixação do afastamento inicial (marca Newport, modelo M-UMR5.25, curso máximo de 25,4 mm, sensibilidade de 1 μm e ajuste fino de 0,1 μm) e o transdutor de força dinâmico (3) da OMEGA, modelo DLC101, linearidade de $\pm 0,01\%$ do fundo de escala, faixa de operação de ± 10 lb e sinal de saída de ± 5 Vcc.

A Figura 4.3 apresenta a célula de teste, a qual foi construída em poliacetal para permitir o isolamento acústico do transdutor de força dinâmica (3). A célula é constituída por uma parede frontal e outra posterior (4), duas paredes laterais com janelas de visualização (5), uma tampa posterior (6) e uma tampa frontal (7), com um furo central (diâmetro de 20 mm) para o deslocamento da superfície superior, quando ativado o atuador pneumático.

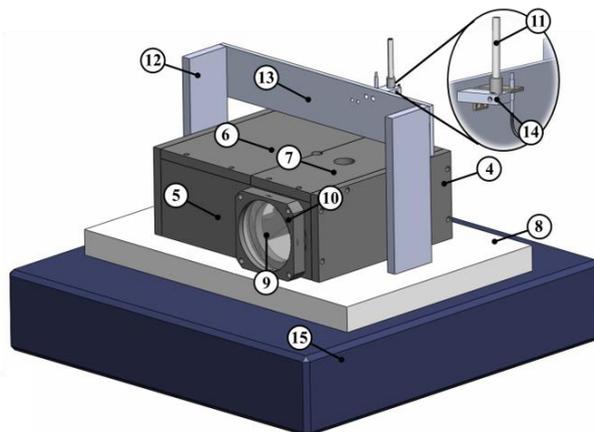


Figura 4.3 - Diagrama esquemático da célula de teste.

A montagem das paredes laterais, frontal e posterior da caixa foi realizada sobre a base (8), também de poliacetal, por meio de parafusos internos, já que as tampas são fixadas com parafusos externos nas paredes da célula de teste.

Para a vedação das janelas de visualização, foram utilizados discos de acrílico (9) de espessura de 10 mm e diâmetro de 70 mm fixados às paredes laterais por um sistema de acoplamento fabricado em alumínio (10). Também foi fabricado um suporte em alumínio que serve de apoio e de fixação do transdutor de deslocamento. Este suporte é composto por duas barras laterais (12) fixadas na base e uma barra horizontal (13), na qual se prende o sensor de deslocamento (11) através de um mecanismo de apoio fabricado também em alumínio (14), como mostrado na Figura 4.3. A estrutura é posicionada sobre um bloco de granito (15) que cumpre o papel de amortecer as vibrações mecânicas durante os testes.

O transdutor de deslocamento utilizado é uma fibra ótica, da empresa Philtec, modelo RC171, com faixa de operação de 0 mm até 12,7 mm e sensibilidade de 0,6 mV/ μ m.

O processo de medição dinâmica da força de adesão considera várias etapas, sendo uma das mais importantes e fundamentais as da caracterização da velocidade de afastamento, conforme ilustra a Figura 4.4.

O sistema de controle de velocidade entre as superfícies é constituído por uma série de elementos, a saber, linha de ar comprimido de alta pressão (16); um regulador de pressão (17) (fabricante SMC, modelo AW20-F02E com grau de filtragem de $5\mu\text{m}$); válvula direcional de dois estágios (18) (fabricante SMC, modelo SY5120-5LZ-01 e tempo de resposta de 26 ms); linha de pressão da câmara de subida (19) e descida (20) do pistão da empresa Fiedler, feitas em Poliuretano com diâmetro externo de 8 mm e o atuador pneumático de dupla ação (21) (fabricante SMC, modelo MQMLB20H-15D, curso máximo de 20 mm, velocidade máxima de 3 m/s e pressão máxima de trabalho de 7 bar). No atuador, encontram-se as válvulas reguladoras da velocidade de descida (22) e subida (23) do pistão (fabricante SMC, modelo AS2201F-01-08SA). No extremo inferior do pistão, monta-se a superfície de teste que será deslocada (24).

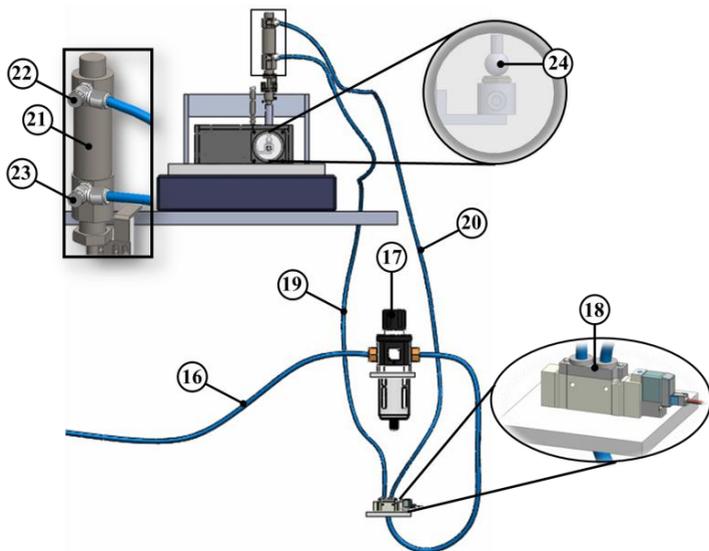


Figura 4.4 - Sistema de controle de velocidade na bancada de força de adesão.

O princípio de funcionamento do sistema de controle de velocidade é resumido a seguir. Ar comprimido, proveniente da linha de alta pressão (9 bar), passa pelo regulador de pressão que a reduz a 7 bar e elimina as possíveis impurezas do fluido. Na sequência, o ar comprimido entra na

válvula direcional e é encaminhado, segundo a condição de trabalho, para a câmara de subida ou de descida do pistão.

Uma das grandes complicações na determinação da força de adesão dinâmica é a definição da condição de referência zero para o afastamento entre as superfícies. Para estabelecer tal condição, utilizou-se um sistema de condutividade elétrica que permite definir, a partir do sinal de saída do sistema, se existe ou não contato entre as superfícies superior e a base (Figura 4.5).

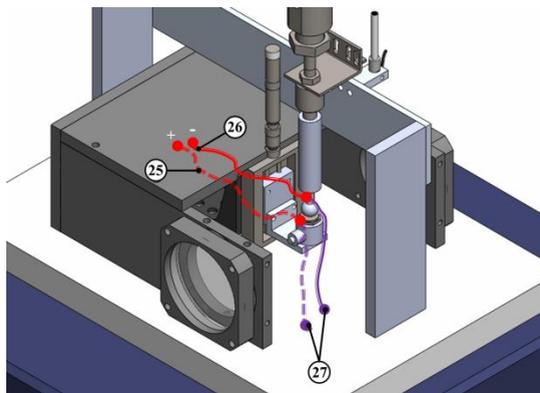


Figura 4.5 - Sistema de zeragem da bancada de força de adesão.

O sistema consiste no posicionamento de um terminal na base do transdutor de força trazendo o sinal positivo da fonte de alimentação (25), enquanto que o segundo terminal é posicionado na superfície superior trazendo o sinal negativo da fonte (26). Desses mesmos terminais, saem duas conexões (27) com os sinais de tensão para o sistema de aquisição, onde é lida a tensão de contato entre ambas as superfícies.

O funcionamento deste sistema baseia-se no fornecimento de uma tensão conhecida pela fonte de alimentação; neste caso 5 Vcc. Inicialmente, as superfícies devem estar em contato, condição esta que garante que a tensão lida pelo sistema de aquisição deve ser igual ou muito próxima da tensão fornecida pela fonte de alimentação. Na sequência, afasta-se cuidadosamente a superfície superior até que o valor da tensão lida pelo sistema de aquisição seja zero, obtendo, assim, a condição de referência zero para o afastamento entre as superfícies.

Definida a condição de zero para o afastamento entre as superfícies, ativa-se a válvula direcional, o que traz como consequência o afastamento da superfície superior devido ao movimento ascendente do pistão. Nesse momento, posiciona-se um volume de óleo conhecido sobre a placa base e

fecha-se o sinal da válvula direcional, permitindo que a superfície superior desça até encostar a placa base. Na sequência, utiliza-se a mesa reguladora para definir o afastamento inicial entre as superfícies através dos micrômetros de ajuste fino.

O posicionamento do volume de óleo foi realizado através de uma seringa de alta precisão da Hamilton Company, modelo Gastight #1702, a qual possui volumes máximo e mínimo de 25 μl e 0,5 μl , uma agulha da Dataphysics Instruments, modelo SNS 052/026 Dosing Needle, a qual foi impermeabilizada para evitar efeitos de capilaridade e incertezas no volume com o produto HY-Kit, da Dataphysics Instruments.

Com o objetivo de evitar efeitos de vibrações mecânicas na célula de teste, utilizou-se um suporte especial para posicionamento do atuador pneumático, o qual se fixou no teto da sala, como mostrado na Figura 4.6.

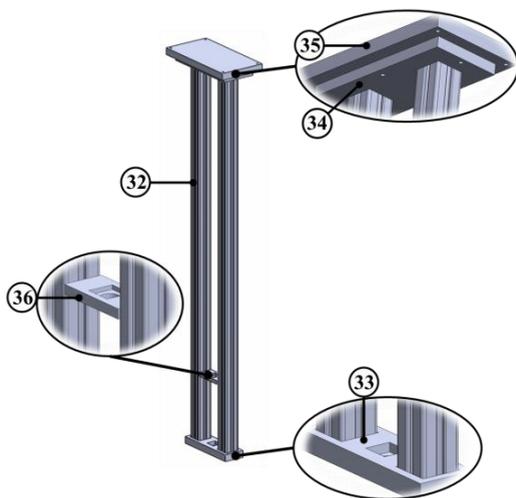


Figura 4.6 - Suporte do atuador pneumático.

Este suporte é constituído por 2 perfis de alumínio (32), uma base inferior (33) e um suporte superior (34) fabricados em poliacetal. A funcionalidade destas peças é garantir o alinhamento entre os perfis. O suporte superior é fixado na base superior (35), a qual se encontra fixada no teto da sala, por meio de parafusos. A utilização deste sistema permite, por meio de parafusos posicionados nos planos horizontal, regular o alinhamento do atuador pneumático com relação ao plano horizontal da célula de teste. Por último, para evitar deslocamentos angulares do atuador

pneumático no momento dos testes, usou-se uma peça fixadora fabricada também em poliacetal (36) e posicionada entre os perfis.

Para a captação das imagens da deformação do menisco entre as superfícies, utilizou-se uma câmera de alta velocidade (37), modelo Phantom v12.1, monocromática, da empresa Vision Research (Figura 4.7). Junto com a câmera, utilizou-se uma lente de distância focal de 200 mm, com abertura de $f/4$, da empresa Nikon, modelo AF Micro-Nikkor. A fim de melhorar a definição das imagens, usou-se um sistema de iluminação por LEDs (38) que produz uma luz intensa e pulsátil em uma frequência compatível com a velocidade de captação das imagens pela câmera de alta velocidade. Para controlar a intensidade, homogeneizar e suavizar as sombras dos componentes geradas a partir da luz fornecida pelo LED, utilizou-se um rebatedor retangular translúcido (40) da marca Mako, modelo PF00283-005, e dimensões de 710 x 1120 mm.

Como apoio na determinação do afastamento inicial entre as superfícies, usou-se a câmera de alta resolução da marca Nikon, modelo DS-U2/L2, a mesma câmera usada nos testes de determinação dos ângulos de contato e espalhamento. Para o tratamento das imagens, utilizou-se o programa NIS-Elements da própria câmera.

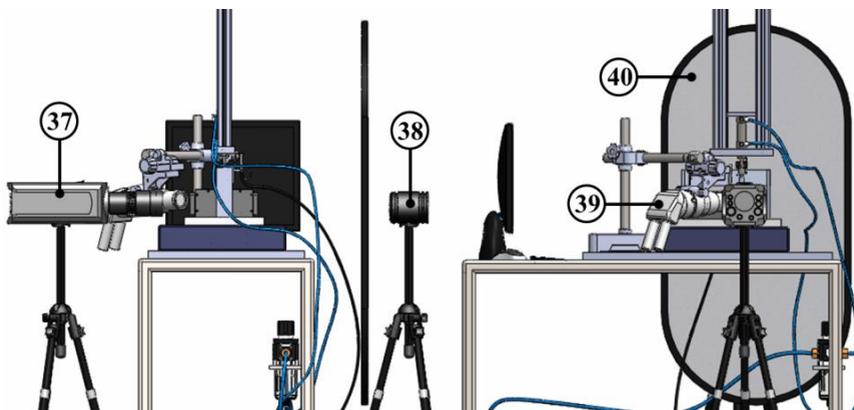


Figura 4.7 - Sistema de captação de imagens da bancada de força de adesão.

4.3.2 Procedimento experimental

Para as medições da força de adesão entre superfícies sólidas, foi necessário adotar um procedimento experimental capaz de minimizar os erros associados ao operador da bancada e garantir a boa qualidade, tanto dos sinais de força e deslocamento quanto das imagens capturadas:

- i) *Limpeza*: Antes de iniciar um novo teste, tanto a esfera como a placa base passam por um processo de limpeza com o refrigerante R-141b, o qual permite eliminar possíveis sujeiras e/ou resquícios de óleo de testes anteriores e, com isso, eliminar erros associados ao volume inicial;
- ii) *Atuador pneumático*: Após a montagem dos perfis de alumínio (32) nos suportes inferior (33) e superior (34), procede-se ao alinhamento deste sistema, por meio dos parafusos de fixação na base superior (35), com relação ao bloco de granito (15) – plano horizontal – que suporta a célula de teste. Na sequência, monta-se o atuador pneumático (21) no suporte inferior e coloca-se a peça fixadora na extremidade superior do cilindro, ver Figura 4.6;
- iii) *Alinhamento do sistema*: Com o atuador já alinhado com relação ao plano horizontal do bloco de granito, alinha-se o centro da superfície inferior, neste caso a placa, em relação ao eixo central do pistão. Além disso, centraliza-se o foco da câmera de alta velocidade (37), o sistema de iluminação (LED) e a placa refletora (40) com relação à fibra ótica;
- iv) *Posicionamento da gota*: Tendo na seringa o volume de óleo desejado, despeja-se a gota no centro da placa base e aproxima-se, lentamente, através da mesa reguladora, a base até formar o menisco líquido entre ambas as superfícies;
- v) *Afastamento inicial*: Para o afastamento inicial, utiliza-se primeiramente o micrômetro de ajuste maior, com resolução de $1\mu\text{m}$, e, na sequência, o micrômetro de ajuste fino, com resolução de $0,1\mu\text{m}$. Todo este procedimento é realizado comparando os valores da mesa reguladora com os valores medidos pela câmera de alta resolução.

Realizados os passos anteriormente apresentados, escolhe-se, através do software (Dantec Dynamic Studio) do computador, a frequência de aquisição das imagens pela câmera de alta velocidade. Nestes testes, a frequência foi de 2991 Hz. O computador processa esta informação e envia um comando, por meio da placa de processamento da National Instruments, para a câmera de alta velocidade e para o timerbox. O timerbox recebe esta informação e sincroniza a frequência (2991 Hz) da imagem na câmera de alta velocidade com a luz nos LEDs.

Quando a câmera de alta velocidade e os LEDs entram em funcionamento, o operador manda o sinal, via controlador *on/off*, para que a válvula direcional permita o ingresso do ar comprimido na câmara inferior do atuador, provocando-se o afastamento do pistão. Depois de terminado o teste, o operador interrompe a aquisição de dados, permitindo as gravações dos sinais de força e deslocamento na pasta e formato previamente definido. As imagens capturadas pela câmera de alta velocidade são enviadas ao computador através de uma placa de rede de alta velocidade (Gigabit). O software recebe a informação e apresenta as imagens na tela do computador. A partir daí é possível editar as imagens de acordo com a necessidade do operador.

4.3.3 Condições de teste

Os testes foram realizados para uma combinação de placa-esfera em contato com um menisco líquido de óleo lubrificante POE ISO 10. As rugosidades Ra da placa e das esferas de raios de 5 e 6 mm são 1,10, 0,74 e 0,66 μm , respectivamente. Todas as superfícies foram fabricadas em aço carbono 1020.

Para facilitar o entendimento dos diferentes testes discutidos a seguir, apresenta-se a Tabela 4.1 com os diferentes nomes para as diferentes condições de operação. Por exemplo, o Teste 1 considera a configuração de esfera de raio de 5 mm em contato com a placa (R5P), com um afastamento inicial entre as superfícies de 4 μm e um volume de óleo igual 5 μl .

Tabela 4.1: Denominação dos testes de força de adesão para as diferentes condições de operação.

Nome	Esfera e Placa		Afastamento [μm]		Volume [μl]	
	R5P	R6P	4	40	5	10
Teste 1	■		■		■	
Teste 2	■		■			■
Teste 3	■			■	■	
Teste 4		■	■		■	
Teste 5		■	■			■
Teste 6		■		■	■	

É importante salientar que todos os testes foram realizados utilizando óleo lubrificante na sua condição pura (0% de solubilidade), uma vez que se utilizou um ambiente a pressão atmosférica e temperatura de 25°C

controlada pelo sistema de ar-condicionado do próprio Laboratório de Propriedades Termofísicas do POLO (UFSC).

4.3.4 Análise de incerteza

A Tabela 4.2 apresenta as incertezas associadas às variáveis experimentais mensuradas nos diferentes testes de força de adesão. Um detalhamento sobre as definições de incertezas é apresentado no Apêndice D. As incertezas das medições da força de adesão dependem diretamente dos parâmetros experimentais avaliados, tais como: a variação da força, o deslocamento superfície superior e o volume da gota.

Para a determinação do valor da incerteza associada à força de adesão e deslocamento da superfície superior, utilizaram-se as informações disponibilizadas pelos fabricantes (Omega e Philtec) através dos catálogos dos equipamentos.

As incertezas relacionadas com volume do líquido foram determinadas considerando as informações fornecidas pelo fabricante da seringa (Hamilton Company) e as incertezas associadas ao operador definidas com base na prática experimental.

Tabela 4.2: Incerteza dos instrumentos de medição da bancada de força de adesão.

Variáveis	Incerteza Combinada	Incerteza Expandida	Distribuição	Graus de liberdade
Força [mN]	3,64	7,28	Retangular	∞
Deslocamento [m]	5,77e-6	1,15e-5	Retangular	∞
Volume [m ³]	5,00e-6	1,00e-5	Retangular	∞

4.4 RESULTADOS

4.4.1 Variação da força de adesão

A Figura 4.8 apresenta a variação temporal da força de adesão para as três repetições realizadas para as condições de operação do teste 1. Observa-se nesta figura que o comportamento do sinal de força pode ser dividido em três fases: (i) condição estática, (ii) condição de compressão da película de óleo e, por último, (iii) condição de afastamento entre as superfícies.

Os sinais da condição estática da força refletem, principalmente, o ruído proveniente do ambiente externo e do próprio sistema de alimentação do transdutor de força. Observou-se, nos resultados das diferentes repetições, que a ordem de grandeza deste tipo de sinal é muito menor quando comparado com os sinais de força, indicando, dessa forma, que o isolamento acústico da bancada e, principalmente do transdutor de força, foi obtido com sucesso.

Além disso, a utilização de domínios separados, para o transdutor de força e para o atuador, permitiu eliminar os sinais de ruído associados ao próprio funcionamento do atuador, entre os quais é possível citar, por exemplo, a vibração da injeção de ar nas câmeras internas do atuador, vibrações geradas pelo movimento do pistão, ruído pela batida do pistão no fim de curso, etc. No projeto inicial da bancada (sistema de domínio único), todos estes sinais se apresentaram maiores ou iguais aos sinais da força, complicando, assim, a determinação do sinal real da força de adesão.

Outro ponto interessante é que existem forças atuando sobre o menisco na condição estática, como é o caso das forças de capilaridade e de tensão superficial, sendo as forças dominantes nesta condição. No entanto, o transdutor de força dinâmico captura, unicamente, variações temporais da força, situação esta que não ocorre nesta condição estática, uma vez que ambas as superfícies encontram-se sem movimento, e o menisco líquido não é deformado.

Com relação à fase chamada de condição de compressão do filme de óleo, este comportamento advém da diferença entre as pressões das câmeras internas do atuador pneumático no momento da ativação do pistão. Inicialmente, a câmera que controla a descida do pistão (câmera superior) encontra-se a uma pressão maior que a pressão da câmera que controla a subida do pistão (câmera inferior). Assim, quando a válvula direcional envia o sinal de abertura do sistema, através da passagem de ar, existe um tempo de espera até que a pressão da câmera inferior ultrapasse a pressão da câmera superior. Este tempo de espera, que é decorrente do processo de compressão do ar, faz com que o pistão desça um pouco, como resultado da variação das pressões nas câmeras, comprima o filme de óleo e, com isso, venha a gerar uma força de sinal positivo.

Já a condição de afastamento, que é o principal objetivo do presente trabalho, é gerada em resposta ao processo de deformação sofrido pelo menisco líquido entre as superfícies, devido ao afastamento da superfície superior causado pelo deslocamento do pistão. Portanto, quando o filme de óleo é esticado (ou deformado), a resposta do transdutor de força é negativa, já que a deformação do cristal piezoelétrico gera uma diminuição da tensão, que traz como consequência um sinal de força negativo.

Por último, observa-se que os sinais dos três ensaios realizados utilizando as condições de operação do teste 1 apresentaram boa repetitividade entre si, tanto nas magnitude quanto na própria variação temporal da força, garantindo resultados confiáveis com relação à força de adesão dinâmica. Este mesmo comportamento foi observado nos outros ensaios, onde também foram realizados três repetições para garantir confiabilidade nos resultados.

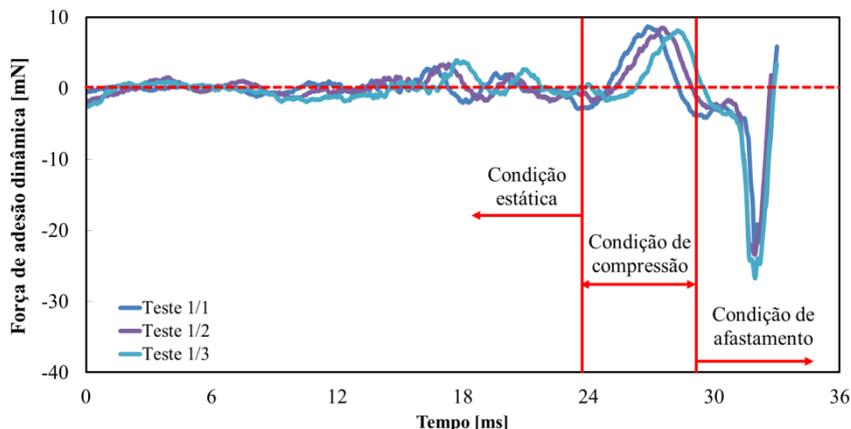


Figura 4.8 - Variação temporal da força de adesão para a combinação esfera-placa considerando as condições de operação do Teste 1.

De acordo com os resultados da Figura 4.9, para a condição de menor afastamento inicial entre as superfícies, representada pelos Testes 1 e 4, o valor da força máxima de adesão (em módulo) é maior que o valor obtido para a condição de maior afastamento testado entre as superfícies (Testes 3 e 6). Segundo os resultados, os valores das forças máxima para os Testes 1 e 4 foram de -12,9 mN e -19,0 mN, respectivamente. Já para os Testes 3 e 6, os valores das forças máximas foram de -11,7 mN e -16,3 mN.

É importante salientar que, o tempo igual a zero da Figura 4.9 representa o momento (ou tempo) na qual acontece a transição entre as condições de “compressão” e de “afastamento” da superfície superior (ou atuador). O uso desta condição deve-se, principalmente, à necessidade de definir uma condição de referência os sinais de força, deslocamento e velocidade dos diferentes testes.

Foi visto na seção de resultados experimentais para o ângulo de contato que a configuração geométrica do menisco é resultado do equilíbrio entre as forças peso e de tensões superficiais para uma determinada

condição de operação. Neste caso, um menor espaçamento entre as superfícies permite que o espalhamento do óleo seja maior em ambas as peças como resultado da condição imposta de volume de óleo constante no sistema. Tal condição admite variações do óleo principalmente na direção radial sobre a placa, enquanto que na esfera originam-se variações tangenciais à curvatura da esfera. Dessa forma, uma maior área de espalhamento sobre a placa gera um raio de filamento de líquido (pescoço) maior e, conseqüentemente, uma força de adesão maior. Já na esfera, um ângulo de espalhamento maior, origina uma área de espalhamento maior e, conseqüentemente, uma força de adesão maior. Portanto, quanto menor é o afastamento entre as superfícies, maior será a força de adesão no sistema.

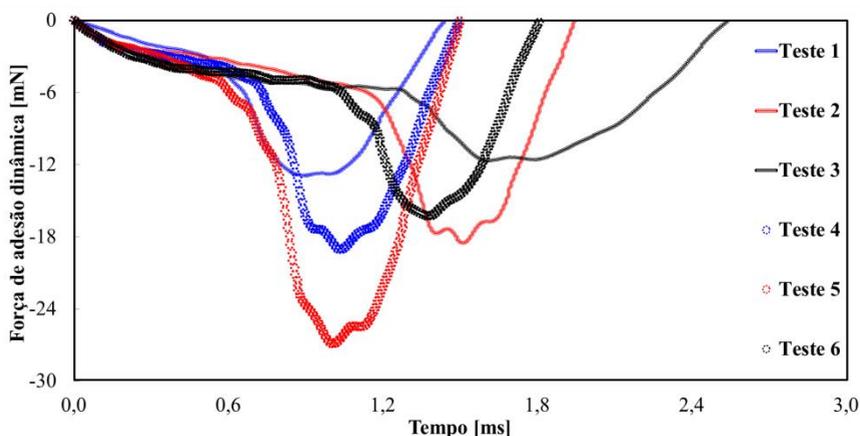


Figura 4.9 - Variação temporal da força de adesão para a combinação esfera-placa considerando todos os testes realizados.

Utilizando a mesma Figura 4.9, foi possível observar que, para a esfera com o menor raio de curvatura (5 mm), ou seja, do Teste 2, o valor da força máxima de adesão foi menor que o valor obtido para a condição com a esfera de maior raio de curvatura (Teste 5). Segundo os resultados, o valor da força máxima obtido para o Teste 2, foi de -18,5 mN, enquanto que para o Teste 5 o valor da força máxima foi de -26,9 mN.

O aumento da força para um maior raio de curvatura é resultado da configuração geométrica obtida pelo menisco líquido entre ambas as superfícies após o equilíbrio entre as forças de peso e tensão superficial. Observou-se no trabalho de ângulo de contato em diferentes configurações geométricas que, para um raio de curvatura maior na esfera, gera-se um ângulo de contato aparente e uma área de espalhamento maior em ambas as

superfícies. Portanto, gera-se uma maior oposição à deformação por parte do óleo e, conseqüentemente, uma força de adesão maior no sistema.

Quando comparado o efeito do volume de óleo inicial no fenômeno de adesão entre as superfícies e, especificamente, no valor máximo da força de adesão, observou-se que, para a condição de um menor volume de óleo no sistema, descritas pela variação das curvas dos Testes 1 e 4, o valor da força máxima de adesão é menor que o valor obtido para a condição de maior volume de óleo no sistema (Testes 2 e 5). Conforme os resultados apresentados na Figura 4.9, os valores das forças máximas obtido para os Testes 1 e 4 foram de -12,4 mN e -19,0 mN, enquanto que para os Testes 2 e 5 os valores das forças máximas foram de -18,5 mN e -26,9 mN.

Como vem sendo discutido ao longo deste trabalho, a variação da quantidade de volume de óleo presente entre as superfícies gera uma área de espalhamento maior sobre as superfícies e, por tanto, um raio de pescoço maior na região central do menisco provocando, dessa forma, uma força de adesão maior derivada da oposição gerada por esta região à deformação.

4.4.2 Variação do deslocamento da esfera

A Figura 4.10 apresenta a variação temporal do deslocamento da superfície superior para as três repetições realizadas utilizando as condições de operação do teste 1.

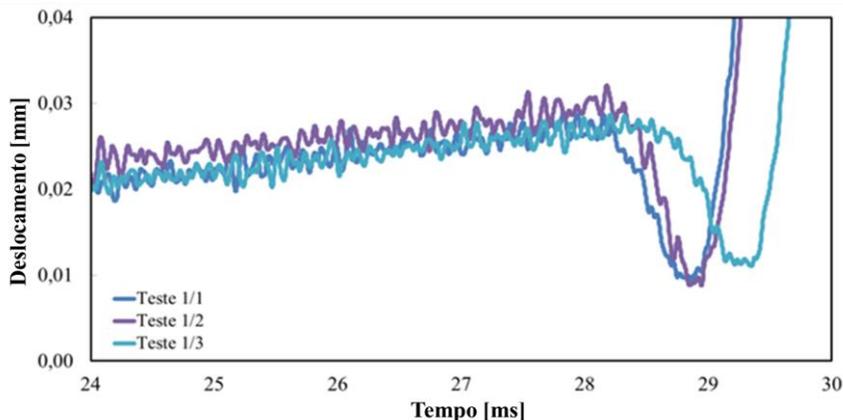


Figura 4.10 - Variação temporal do deslocamento da superfície superior considerando as condições de operação do Teste 1.

Observa-se nesta figura que, como indicado anteriormente, a diferença entre as pressões das câmaras internas do atuador – no início do

processo de afastamento entre as superfícies – fazem com que o pistão comprima o filme de óleo e venha, com isso, a gerar valores menores que a condição de afastamento inicial (tempo zero). Na sequência, a pressão da câmara inferior ultrapassa a pressão da superior permitindo, desse modo, inverter o movimento do pistão e, conseqüentemente, conseguir valores de afastamento maior que o afastamento inicial entre as superfícies.

Observa-se também nesta figura que, analogamente aos sinais de força de adesão dinâmica, os sinais de deslocamento para os três ensaios realizados apresentaram comportamentos similares entre si. Porém, é possível observar que existe uma pequena diferença nos valores dos tempos de aquisição para a condição de força máxima de compressão determinado através dos transdutores de força e deslocamento. Segundo os resultados, considerando o ensaio 1/1, a força máxima de compressão aconteceu quando o tempo de aquisição era de 27,5 ms, enquanto que o menor afastamento entre as superfícies, que corresponderia ao valor máximo de força de compressão, ocorreu quando o tempo de aquisição era de 28,3 ms. Esta pequena diferença está diretamente ligada com a taxa de aquisição de dados (ou tempo de resposta) de ambos os equipamentos, uma vez que o tempo zero de ambos foi o mesmo.

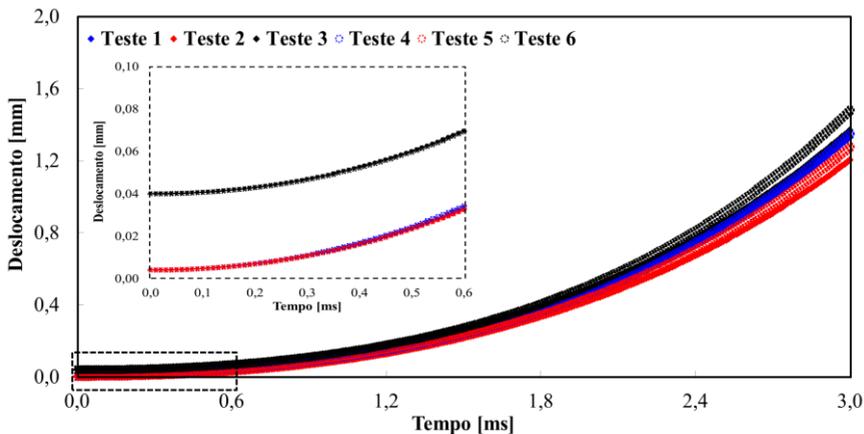
A Figura 4.11 apresenta os resultados experimentais da variação temporal da distância e da velocidade de afastamento entre a esfera e a placa considerando os diferentes testes realizados usando unicamente a condição de afastamento entre as superfícies.

De acordo com os resultados da Figura 4.11(a), o afastamento inicial para os Testes 3 e 6 foram de 41,3 μm e 39,5 μm , respectivamente, sendo a condição de referência 40 μm . No entanto, nos Teste 1,2, 4 e 5, onde a condição de referência era de 4 μm , os valores iniciais foram de 3,92 μm , 4,06 μm , 4,1 μm e 3,85 μm , respectivamente.

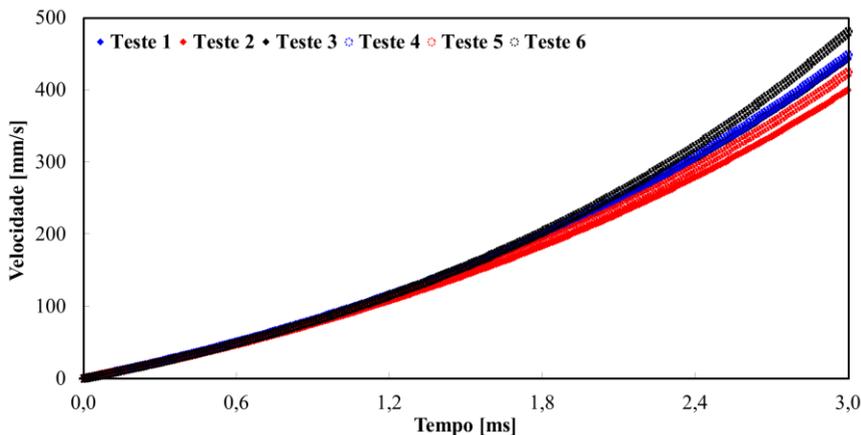
Estas diferenças podem estar associadas principalmente ao processo de compressão do filme, uma vez que não é possível garantir que após o pistão virar seu curso (de descende para ascendente), as condições iniciais do problema (volume e afastamento inicial entre as superfícies) sejam garantidas, em razão da própria dinâmica do pistão e do fenômeno de espalhamento do filme. Mas, ainda assim, é possível observar que a utilização da mesa de precisão de deslocamento vertical (com dois níveis de ajuste) e do sistema de zeragem (sistema de condutividade elétrica) para o afastamento entre a esfera e a placa apresentaram resultados satisfatórios em todos os casos avaliados.

A Figura 4.11(b) apresenta a variação temporal da velocidade de afastamento da superfície superior (esfera) devido ao movimento ascendente do pistão para os diferentes testes. Observa-se que, para o tempo

igual a zero, a velocidade inicial da superfície superior é nula em todos os testes, uma vez que não existem maiores variações no deslocamento do atuador. Já para tempos maiores a zero, o comportamento dos diferentes perfis de velocidade não apresentam maiores diferenças, uma vez que a força gerada pelo atuador pneumático é muito maior em comparação com a força de adesão gerada pelo menisco formado entre as superfícies.



(a)

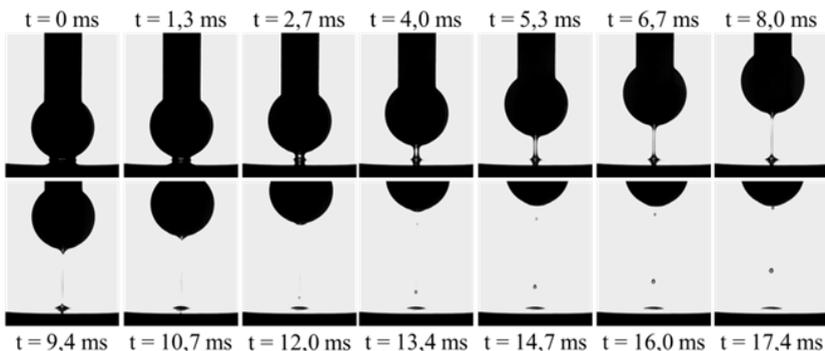


(b)

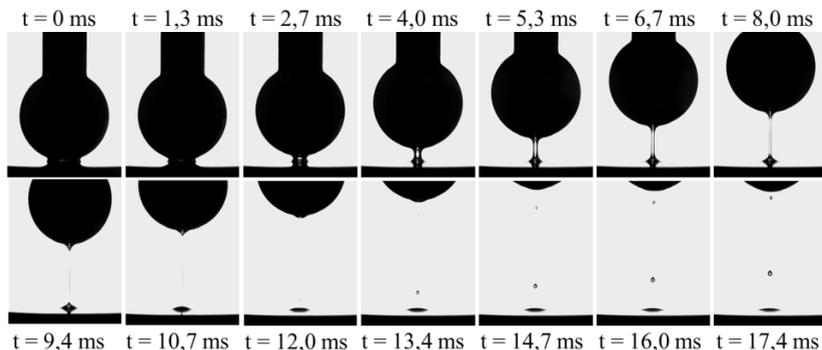
Figura 4.11 - Variação temporal do (a) deslocamento e da (b) velocidade da superfície superior considerando todas as condições de operação (Testes 1 a 6).

4.4.3 Processo de deformação do menisco

As Figura 4.12(a) e (b) apresentam a deformação experimentalada pelo menisco líquido como resposta ao afastamento entre as superfícies para as configurações R5P e R6P e as condições de operação do Teste 1 e Teste 4.



(a)



(b)

Figura 4.12 - Deformação dinâmica do menisco líquido para as configurações (a) R5P para o Teste 1 e (b) R6P para o Teste 4 da bancada de força de adesão.

Observa-se nessas figuras que, independente da configuração geométrica utilizada, o processo de deformação do filme de óleo pode ser dividido em dois estágios. No primeiro deles, que considera tempos menores ou iguais a 4,0 ms, a deformação do filme acontece tanto na direção radial (representada pela alteração da área de espalhamento do óleo sobre as superfícies), como na direção axial (representada pela formação de

um pescoço). Estas variações são resultado, principalmente, da força resultante que atua sobre o menisco devido à velocidade de afastamento da superfície superior, a qual gera um desequilíbrio entre as forças de tensão superficial na interface óleo/superfícies, que tendem a evitar o deslocamento do óleo, e a força do pistão que movimenta a esfera.

Já no segundo estágio de deformação do menisco, válido para tempos maiores a 4,0 ms, as variações na área de espalhamento são muito pequenas, em comparação com as variações na direção axial, como resultado da intensificação das forças de adesão na placa e na esfera. Este efeito faz com que o volume de óleo presente entre a esfera e a placa (ver Figura 4.12) gere uma oposição maior ao deslocamento da interface óleo/superfície e dê origem à formação um pescoço líquido com curvatura plana na interface óleo e ar na região central do menisco. Esta condição permite que o menisco sofra ruptura em seu interior, devido à deformação axial do pescoço, ao invés de se descolar de uma das superfícies (placa ou esfera).

4.4.4 Resumo

Neste capítulo, foi apresentado em detalhes o aparato experimental projetado para a determinação da força de adesão dinâmica considerando a presença de um menisco líquido para a combinação esfera-placa. A bancada de teste possibilitou avaliar diferentes condições de operação, tais como, volume de óleo, afastamento inicial entre as superfícies e raios de curvatura das esferas, as quais permitiram identificar a real importância de cada uma delas no fenômeno de adesão. Além disso, a bancada foi equipada com uma câmera de alta velocidade, a qual permitiu a captação de imagens durante todo o processo de afastamento entre as superfícies. A partir destas informações, foi possível identificar a existência de dois estágios de deformação de menisco devido à força atuando sobre a superfície superior.

De uma forma geral, depois de avaliar os diferentes parâmetros que influenciam o fenômeno de adesão entre superfícies (afastamento, raio de curvatura e volume de óleo), pode-se concluir que o aumento do volume de óleo traz como resultado uma força de adesão maior, visto que esta aumenta a oposição à deformação por parte do filme. Isto é o contrário do que ocorre com um afastamento maior, que gera uma força de adesão menor entre as superfícies como resultado de um menisco com menor área transversal (ou menor raio do pescoço) em oposição à deformação.

Observou-se também que o processo de deformação do filme na configuração placa-esfera acontece em dois estágios, sendo caracterizados principalmente pelos efeitos das forças superficiais nas interfaces

óleo/superfícies. Além disso, observou-se que a dinâmica de ruptura do menisco acontece internamente, especificamente no pescoço, e não por um processo no qual o filme de óleo se desprende de uma das superfícies de contato. Esta observação é de suma importância, uma vez que no capítulo seguinte será apresentado um modelo matemático capaz de avaliar a deformação e o rompimento do menisco líquido a partir de condições de operação pré-definidas, como, por exemplo, um campo de velocidade pré-estabelecido.

Especificamente com relação à montagem da bancada, observou-se que a utilização de um atuador pneumático permitiu obter boa repetitividade nos sinais de deslocamento da esfera, visto que não existem maiores influências do operador no comportamento do equipamento. Além disso, a montagem de dois sistemas desacoplados entre si (atuador pneumático e transdutor de forças dinâmico) permitiu controlar os sinais de ruídos externos à bancada que complicavam a determinação correta da força de adesão entre as superfícies.

A Tabela 4.3 apresenta um resumo com os valores máximos das forças de adesão para as diferentes condições, juntamente com as suas respectivas incertezas, as quais foram determinadas utilizando o Guia para Expressão de Incertezas de Medição (ABNT, INMETRO, 2003). De acordo com o procedimento apresentado no Apêndice D, o valor da incerteza foi $\pm 7,28$ mN para todos os testes.

Tabela 4.3: Resultados finais para os valores máximos das forças de adesão para as diferentes condições de operação avaliadas.

Nome	Esfera e Placa		Afastamento [μm]		Volume [μl]		F _{Máx} [mN]
	R5P	R6P	4	40	5	10	
Teste 1	■		■		■		-12,9
Teste 2	■		■			■	-18,5
Teste 3	■			■	■		-11,7
Teste 4		■	■		■		-19,0
Teste 5		■	■			■	-26,9
Teste 6		■		■	■		-16,3

No capítulo seguinte serão apresentados os diferentes modelos matemáticos capazes de avaliar a força de adesão, tanto para a condição estática quanto dinâmica, considerando diferentes configurações

geométricas (esfera-esfera, esfera-placa e placa-placa). O desenvolvimento destes modelos permitirá prever o efeito de adesão sobre a dinâmica de válvulas automáticas de um compressor hermético alternativo, o qual é o principal objetivo prático do presente trabalho.

5. MODELAGEM DO FENÔMENO DE ADESÃO EM SUPERFÍCIES

O avanço da capacidade de processamento dos computadores e o desenvolvimento de algoritmos mais eficientes permitiram que a quantidade de trabalhos de simulação de compressores herméticos alternativos aumentasse consideravelmente nas últimas décadas. Um dos principais focos desses estudos tem sido a modelagem numérica dos processos de sucção e descarga e a dinâmica de válvulas, devido à sua influência nas irreversibilidades termodinâmicas do compressor.

Embora os resultados alcançados tenham permitido uma melhor compreensão dos problemas físicos envolvidos nestes processos, existem ainda lacunas acerca do entendimento de alguns fenômenos. Por exemplo, o efeito da adesão em válvulas é atualmente quantificado nos modelos por meio de coeficientes de ajuste, ou simplesmente ignorado devido à complexidade de sua descrição.

O presente capítulo tem por objetivo apresentar um modelo físico para quantificar a força de adesão em geometrias básicas, conforme mostra a Figura 5.1. Espera-se que, com uma investigação mais pormenorizada da física da adesão, e com a comparação dos resultados do modelo com dados experimentais, os fenômenos sejam caracterizados de forma correta e os resultados possam ser estendidos para descrever o fenômeno de adesão em uma aplicação tecnológica real, como é o caso das válvulas automáticas de compressores.

5.1 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Fenômenos associados à adesão são complexos e ocorrem com frequência em importantes aplicações de engenharia, como injetores de combustível em automóveis, discos rígidos utilizados na indústria da informática, rolamentos, entre outros (Cai e Bhushan, 2008). Sua importância também é grande em fenômenos da natureza, como a locomoção de insetos e pequenos répteis (Gorb, 2001).

De uma forma geral, a chamada força de adesão é a resultante de uma combinação de forças atuando sobre uma fina camada de líquido sobre uma superfície, ou entre superfícies sólidas. Em superfícies sólidas estacionárias, efeitos de tensão interfacial e ângulo de contato provocam a curvatura da periferia da película, como ilustra a Figura 5.1. A força de capilaridade decorre da diferença de pressão entre os lados externo e interno da interface (menisco), podendo ser estimada pela Equação de Young-Laplace (Carey, 2008),

$$P_{\text{int}} - P_{\text{ext}} = 2\gamma_{\text{LG}}H_c \quad (5.1)$$

em que H é a curvatura da interface dada por,

$$H_c = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (5.2)$$

e γ_{LG} é a tensão interfacial líquido-gás.

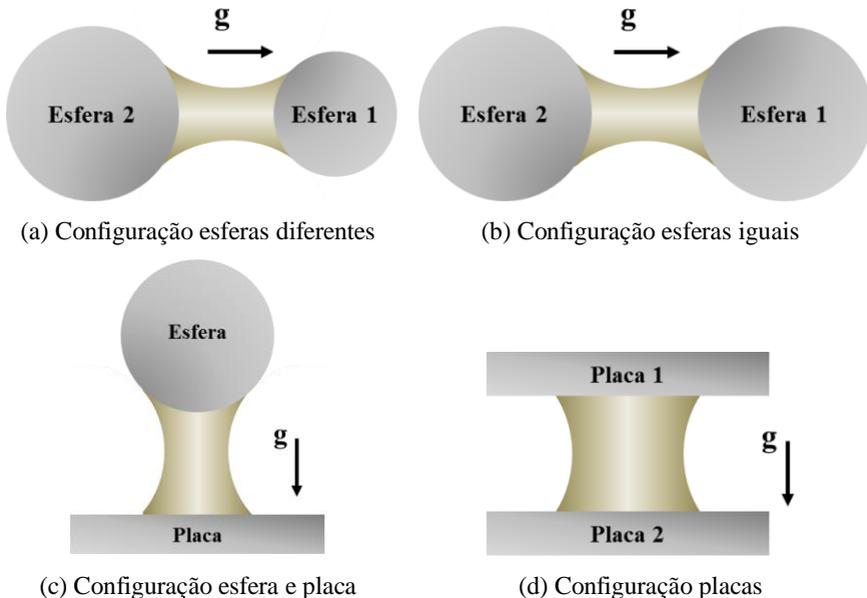


Figura 5.1 - Diferentes configurações geométricas que serão utilizadas para a elaboração dos modelos matemáticos de força de adesão.

Portanto, quando a curvatura for negativa, em virtude de uma característica molhante do líquido na superfície ($\theta < 90^\circ$), a pressão interna será menor do que a externa, gerando uma força de compressão estática (ou de adesão). Por outro lado, quando a curvatura é positiva, advinda de um caráter não-molhante ($\theta > 90^\circ$), a força de capilaridade é de tração estática (afastamento das superfícies), pois a pressão interna é maior que a externa.

Em uma condição dinâmica, ou seja, quando as superfícies são afastadas ou aproximadas, o escoamento do fluido na película dá origem a uma força dissipativa (contrária à ação externa), denominada força viscosa. Esta força depende essencialmente da velocidade de separação das superfícies, da viscosidade e da espessura da película de líquido. Assim, a

força de adesão resultante é a soma das forças de superfície, composta esta pelas forças de tensão interfacial (atuando na linha de contato) e de capilaridade (atuando na interface), e viscosa. Quando o deslocamento das superfícies em um curto período de tempo é significativo, a força viscosa se torna um parâmetro importante na caracterização da força de adesão (maiores detalhes no Apêndice E).

A força de capilaridade, que é natural de uma condição estática entre superfícies sólidas separadas por uma película, foi estudada por diferentes pesquisadores. As primeiras investigações nesta área foram realizadas por Young e Laplace em 1805, quando introduziram o conceito de tensão interfacial através da formulação da equação de capilaridade (ou de Young-Laplace).

Naidich e Lacrinenko (1965) estudaram teórica e experimentalmente as forças de capilaridade e tensão interfacial geradas a partir da existência de um menisco de líquido entre duas esferas. Variações do volume do líquido também foram avaliadas. O ângulo de espalhamento, definido pelo eixo que une os centros das esferas e o ponto extremo de contato do líquido, foi determinado por meio de uma expressão que relaciona parâmetros geométricos e o ângulo de contato.

Gillespie e Settineri (1967), utilizando as equações propostas por Radushkevich (1966) e Melrose (1967), determinaram a força de capilaridade entre duas esferas de vidro de raios iguais para uma condição de pressão de capilaridade, Eq. (5.1). Os resultados apresentados consideraram a variação do volume de líquido, os raios das esferas, a tensão interfacial e o ângulo de contato. Para a validação dos resultados, testes experimentais foram realizados empregando água e óleo mineral como fluidos de trabalho.

Orr *et al.* (1975) resolveram a equação de Young-Laplace para um menisco axissimétrico entre uma esfera e uma superfície plana. Na análise, os perfis do menisco foram determinados em termos de integrais elípticas, enquanto as forças de capilaridade e tensão superficial foram calculadas considerando diferentes volumes do menisco.

Fortes (1981) estudou as diferentes configurações geométricas adotadas por um menisco axissimétrico entre placas planas paralelas de dimensões infinitas e a força de capilaridade entre as placas. Na configuração de menisco do tipo “r” o fluido se distribui completamente nas placas. Na configuração do tipo “ θ ”, o fluido se distribui apenas em uma seção das placas. O autor concluiu que, para uma combinação de menisco do tipo “r”, a força de capilaridade cresce quando a espessura do filme aumenta. No caso de um menisco do tipo “ θ ”, a força de capilaridade diminui quando a espessura do menisco aumenta.

Chan e Horn (1985), por meio da equação de Reynolds para a lubrificação hidrodinâmica, estudaram a variação da força viscosa para o movimento de uma esfera na direção normal a uma superfície de líquido infinito. Os resultados fornecidos pelos autores apresentaram uma estimativa muito maior desta força com relação aos valores experimentais, devido à prescrição de volume infinito para o líquido.

Matthewson (1988) modificou a equação proposta pelos autores anteriores (Chan e Horn, 1985). Para isso, utilizou um sistema esfera-placa finita, com um volume de líquido conhecido. Esta modificação permitiu aos autores obterem resultados mais próximos dos experimentais. A expressão proposta por Matthewson (1988) para a força viscosa é dada por,

$$F_v = 6\pi\mu R_2^2 \frac{1}{D} \frac{dD}{dt} \left[1 - \frac{2D}{2D + R_2 \sin^2(\beta_2)} \right]^2 \quad (5.3)$$

onde os termos D , R e β_2 representam, respectivamente, o afastamento entre as esferas, o raio da esfera superior e o ângulo de espalhamento superior.

Lian *et al.* (1993) analisaram a configuração geométrica adotada pelo menisco líquido formado entre duas esferas idênticas quando os efeitos de gravidade são insignificantes. De acordo com os autores, para ângulos de contatos relativamente baixos ($\theta < 40^\circ$), a espessura crítica de ruptura do menisco pode ser determinada pela raiz cúbica do volume do líquido.

Marmur (1993) analisou numericamente a força de capilaridade causada por uma fina película de líquido entre uma esfera e uma placa plana de dimensões finitas. Os resultados foram comparados com uma expressão analítica independente da posição da linha de contato entre as fases sólido, líquido e gás. Marmur (1993) concluiu que o tamanho da esfera e o ângulo de contato influenciam a força de capilaridade. A curvatura do menisco na direção horizontal, que havia sido negligenciada na expressão analítica, apresentou-se importante no efeito da força de capilaridade.

Tas *et al.* (1996) analisaram a força de capilaridade em um menisco entre placas planas paralelas de baixa rugosidade. Segundo os autores, a utilização de materiais com baixo nível de adesão ou com alto nível de rugosidade permite evitar ou diminuir o efeito da força de capilaridade na superfície.

De Lazzer *et al.* (1999) modificaram a expressão proposta por Marmur (1993) através da incorporação de interface circular na seção transversal do menisco. Além disso, os autores incluíram na modelagem os efeitos da força de tensão interfacial ao longo da linha de contato entre o ambiente externo e o menisco. Ficou evidenciado, a partir dos resultados,

que a força de tensão interfacial deve ser considerada na modelagem, uma vez que sua magnitude pode ser da mesma ordem de grandeza que a força de capilaridade ou até mesmo maior, conforme o caso.

Chilamakuri e Bhushan (1999) desenvolveram um modelo no qual as superfícies (combinação esfera-placa plana), possuíam rugosidades iguais. O objetivo do trabalho era estudar a força de capilaridade no equilíbrio a partir de uma condição de pressão de capilaridade igual à pressão de separação entre as superfícies. Os autores confirmaram que, na condição de equilíbrio estático de forças, a tensão interfacial e o ângulo de contato são os parâmetros que definem o formato que o menisco adotará entre as superfícies.

Willett *et al.* (2000) avaliaram analiticamente a força de capilaridade associada à ponte líquida formada entre duas esferas de raios iguais e raios diferentes. Os resultados para esferas de raios iguais foram obtidos a partir da integração numérica da equação de Young-Laplace. Para esferas de raios diferentes, os autores utilizaram a aproximação de Derjaguin (1934), que demonstrou ser precisa para valores de ângulos de contatos pequenos ($\theta < 50^\circ$). De acordo com Carnier *et al.* (1994), a aproximação Derjaguin, comumente referenciada em trabalhos sobre o efeito de adesão entre superfície esféricas, permite simplificar a determinação das forças geradas entre ambas as superfícies através do cômputo da energia por unidade de área entre duas superfícies planas.

Sirghi *et al.* (2000) propuseram uma solução analítica para as forças de capilaridade e tensão interfacial utilizando uma aproximação de equilíbrio termodinâmico para o menisco simétrico, côncavo ou convexo, formado entre duas esferas de raios diferentes. O fluido utilizado para a formação do menisco foi água. Conforme os resultados, os raios das esferas afetaram fortemente a geometria do menisco e o efeito das forças de capilaridade e tensão interfacial entre as superfícies.

Pitois *et al.* (2000) investigaram os efeitos viscosos num menisco de configuração axissimétrica formado entre duas esferas móveis. A dinâmica do menisco foi descrita pela equação de Navier-Stokes, simplificada para escoamentos incompressíveis e para baixos números de Reynolds. De acordo com os autores, a espessura de ruptura do menisco pode ser correlacionada a partir da raiz quadrada da velocidade de afastamento. A expressão para a força viscosa devida a Pitois *et al.* (2000) é dada por,

$$F_v = \frac{3}{2} \pi \mu R_2^2 \frac{1}{D} \frac{dD}{dt} \left[1 - \left(1 + \frac{2V_{01}}{\pi R_2 D^2} \right)^{-1/2} \right]^2 \quad (5.4)$$

Matsuoka *et al.* (2002) analisaram a dinâmica do menisco de fluido entre duas placas planas quando uma das placas sofre uma pequena vibração (afastamento). Os autores utilizaram a equação de Reynolds para a lubrificação hidrodinâmica e uma condição de espaçamento conhecido entre as placas. O estudo apresenta algumas limitações, uma vez que não se modela a ruptura do filme.

Rynhart (2004) analisou a deformação dinâmica sofrida por um menisco líquido formado entre duas esferas. A curvatura do menisco foi aproximada por meio de relações geométricas que relaciona o volume do líquido e o ângulo de contato. O processo dinâmico foi estudado utilizando a equação de Reynolds para a lubrificação hidrodinâmica. Segundo Rynhart (2004), a espessura inicial e a velocidade de afastamento ou de aproximação influenciaram no processo de ruptura ou de amortecimento do menisco criado entre as esferas.

Rabinovich *et al.* (2005) analisaram, a partir de uma configuração de esferas de raios diferentes conectadas entre si por uma ponte de líquido com volume finito, a força capilar em função da distância de separação entre as superfícies. Além disso, os autores avaliaram a validade da aproximação de Derjaguin para determinar a força de capilaridade. Segundo Rabinovich *et al.* (2005) a aproximação Derjaguin só é válida quando a distância de separação entre as esferas é próxima de zero, visto que a área de espalhamento do líquido sobre as esferas muda com a distância de separação entre as superfícies e, desse modo, inviabiliza a aplicação do método integral sobre a área, que é a condição na qual se baseia a aproximação Derjaguin. De acordo com Rabinovich *et al.* (2005), as expressões para as forças de capilaridade e tensão superficial são dadas por,

$$F_C = F_{cap} + F_\gamma = \frac{2 \pi \gamma_{LG} R \cos(\theta_2)}{1 + \left(\frac{D}{2D_0}\right)} + 2\pi R \sin(\beta_2) \sin(\theta_2 + \beta_2) \quad (5.5)$$

onde,

$$D_0 = \frac{D}{2} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{2 V_{0l}}{\pi R D^2}} \right] \quad (5.6)$$

Mu e Su (2007) estudaram as forças de capilaridade e tensão interfacial para uma configuração de esferas de raios iguais e conectadas por um menisco de fluido newtoniano. Foram estudados os efeitos do volume de líquido, a distância de separação inicial entre as esferas e a

energia de ruptura do menisco líquido. Mu e Su (2007) concluíram que as forças de capilaridade e tensão interfacial diminuíram quando a espessura do menisco, provocada pela dilatação do filme, ficou próxima da sua condição de ruptura. Por outro lado, ambas as forças atingiram o seu valor máximo quando a separação entre as esferas foi próxima de zero. Mu e Su (2007) calcularam as forças de capilaridade e tensão superficial a partir de,

$$F_C = F_{\text{cap}} + F_\gamma = 2 \pi \gamma_{\text{LG}} R \cos(\theta_2) \left[1 - \left(1 + \frac{2 V_{01}}{\pi R D^2} \right)^{-1/2} \right] \quad (5.7)$$

Mu e Su (2007) também desenvolveram uma expressão para a força viscosa decorrente da deformação do menisco formado entre duas esferas de raios iguais para uma condição de volume de líquido infinito dada por,

$$F_v = \frac{3}{2} \pi \mu R_2^2 \frac{1}{D} \frac{dD}{dt} \quad (5.8)$$

Cai e Bhushan (2007) utilizaram a combinação geométrica de esfera-placa para o desenvolvimento das equações para a força viscosa quando uma das superfícies se afasta. Foram analisados os efeitos da espessura inicial, tempo de separação, propriedades do líquido e o ângulo de contato. A equação de Cai e Bhushan (2007) para o conjunto esfera-placa é dada por,

$$F_v = 6 \pi \mu R_2^2 \frac{1}{D} \frac{dD}{dt} \left[1 - \frac{D}{\left(\frac{V_{01}}{\pi R_2} + D^2 \right)^{1/2}} \right]^2 \quad (5.9)$$

Da mesma forma, Cai e Bhushan (2007) desenvolveram uma expressão para a força viscosa em um sistema placa-placa utilizando a equação de Reynolds para a lubrificação hidrodinâmica. Os autores concluíram que a força viscosa atinge seu maior valor no início do afastamento entre as superfícies, em virtude da passagem de uma condição estática para uma condição dinâmica. A expressão de Cai e Bhushan (2007) para a força viscosa em uma configuração de placas paralelas é dada por,

$$F_v = \frac{3 \pi \mu R_{me}^4}{4 t_s} \left(\frac{1}{D_s^2} - \frac{1}{D_0^2} \right) \quad (5.10)$$

onde os termos t_s , D_s , D_0 e R_{me} representam o tempo total de ruptura, a espessura máxima na ruptura, a espessura inicial do filme e o menor raio de curvatura do menisco de fluido, respectivamente.

Embora o trabalho de Cai e Bhushan (2007) seja abrangente, a formulação apresentada possui limitações em seu uso, visto que é necessário saber o tempo e a espessura final de ruptura do filme, variáveis que normalmente são as que precisam ser determinadas.

Chen e Lin (2008) formularam um modelo numérico para prever o efeito das forças de capilaridade e de tensão interfacial em uma ponte líquida entre uma esfera e uma placa plana. Além disso, investigaram o efeito da umidade em ambas as forças. O modelo baseia-se no acoplamento das equações de volume de líquido (parâmetros geométricos) e do balanço de forças no menisco, considerando equilíbrio termodinâmico e estado estacionário. Os autores observaram que a força de capilaridade foi dominante quando a umidade era baixa, e para a condição de umidade alta, a força de tensão interfacial passou a ser dominante.

De Souza *et al.* (2008) estudaram numericamente o efeito das forças de capilaridade e tensão interfacial entre placas planas. O foco do trabalho foi avaliar o efeito do tamanho e do número de meniscos sobre ambas as forças. Os resultados mostraram que as forças de capilaridade e de tensão interfacial aumentaram sua magnitude quando o número de meniscos aumentou. Esta constatação demonstrou que a força de menisco, definida como a soma das forças de capilaridade e tensão interfacial, não é apenas função do ângulo de contato, mas também do número e do tamanho dos meniscos. A expressão de De Souza *et al.* (2008) para a força de menisco é dada por:

$$F_C = 2\pi\gamma_{LG}R_{p2} \sin(\theta_2) + \pi\gamma_{LG}R_{p2}^2 \left[\frac{1}{R_{me}} + \frac{1}{R_c} \right] \quad (5.11)$$

Butt e Kappl (2009) investigaram o efeito da força de capilaridade entre duas superfícies esféricas. O trabalho abordou também outras configurações geométricas, além do efeito do acabamento superficial (rugosidade) e da umidade do ambiente externo. Butt e Kappl (2009) concluíram que o efeito da força de capilaridade está diretamente ligado com a forma, tamanho e rugosidade da região de contato entre o menisco e as esferas. No caso de superfícies regulares, lisas e homogêneas, a força de capilaridade se apresentou independente do efeito da umidade do ambiente externo do menisco. O modelo analítico desenvolvido por Butt e Kappl foi usado para avaliar o efeito das forças de capilaridade e tensão interfacial, geradas em um menisco líquido entre uma esfera e uma placa plana. Os

autores adotaram uma aproximação circular de raio “r” para a curvatura do menisco na direção do plano perpendicular à placa plana. Segundo Butt e Kappl (2009), esta aproximação é aplicável quando os efeitos da gravidade são desprezíveis. A expressão de Butt e Kappl (2009) para as forças de capilaridade e tensão superficial é dada por,

$$F_C = 2\pi\gamma_{LG}R_2 [\cos(\theta_2 + \beta_2) + \cos(\theta_1)] \left(1 - \frac{D}{\sqrt{\frac{V_{ol}}{\pi R_2} + D^2}} \right) \quad (5.12)$$

Wang *et al.* (2009) investigaram a força de capilaridade entre esferas e superfícies planas para diferentes condições de volumes de líquido. Foi desenvolvido um método iterativo para a determinação da força de capilaridade e, para tanto, utilizaram o ângulo de contato como condição de contorno, além de uma expressão para o volume do líquido como condição convergência do procedimento iterativo. Os resultados mostraram que o volume do líquido e o ângulo de contato afetaram diretamente a força de capilaridade.

Sasaki *et al.* (2009) analisaram as forças de capilaridade e tensão interfacial em um menisco de líquido de formato côncavo entre discos circulares paralelos de dimensões finitas. O modelo considerou o efeito da curvatura do menisco em ambos os planos (horizontal e vertical) através da equação de Young-Laplace. Os resultados mostraram que, dependendo do ângulo de contato e do volume do líquido, a força de capilaridade pode ser atrativa ou repulsiva, ainda que o menisco mantenha o formato côncavo. Segundo Sasaki *et al.* (2009), a força de menisco é dada por,

$$F_C = 2\pi\gamma_{LG}R_{me} \sin(\theta_2) + \pi\gamma_{LG}R_{me}^2 \left[\frac{1}{R_{me}} - \frac{2 \cos(\theta_2)}{D} \right] \quad (5.13)$$

Payam e Fathipour (2011), por meio de uma abordagem analítica baseada na conservação da energia, analisaram a força de capilaridade gerada a partir da formação de um menisco de líquido entre duas esferas de raios iguais e diferentes. Efeitos de umidade, distância entre esferas e ângulo de contato foram investigados. Além disso, os resultados do modelo foram comparados com os obtidos com as expressões propostas por Rabinovich *et al.* (2005), Mu e Su (2007) e com resultados experimentais. De acordo com os autores, o aumento do ângulo de contato, da distância entre as esferas e da umidade contribuíram para a redução da força de capilaridade.

5.2 MODELAGEM MATEMÁTICA

Para a formulação de um modelo matemático simples e capaz de analisar a força de adesão em um filme de líquido entre duas superfícies sólidas, torna-se necessária a adoção de algumas simplificações que não comprometam a abrangência e os aspectos físicos do problema.

O primeiro passo na elaboração deste modelo é a derivação de uma equação para determinar a pressão interna da película de líquido. Para isso, utiliza-se a geometria de um filme espremido entre duas superfícies de revolução, como mostra a Figura 5.2 - .

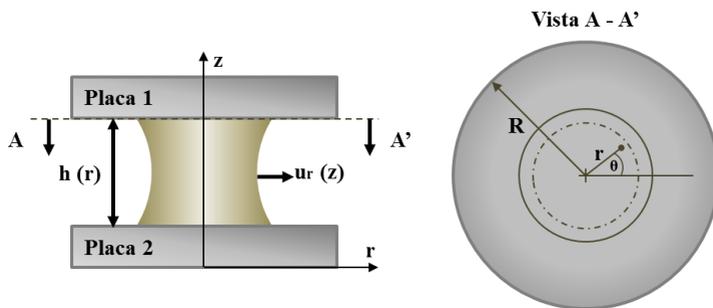


Figura 5.2 - Diagrama esquemático de discos paralelos com dimensões finitas afastados por uma fina película de líquido.

De acordo com a teoria de lubrificação, a pressão pode ser considerada uniforme na espessura do filme, desde que esta dimensão seja muito menor que aquela na direção radial. A equação governante, considerando apenas deslocamentos relativos entre as superfícies na direção z (sem deslocamento relativo na direção tangencial), é dada por (Brooker, 1983 e Prieve, 2001),

$$\nabla \cdot (h^3 \nabla P) = 12\mu \dot{D} \quad (5.14)$$

em que \dot{D} é a taxa de deslocamento entre as superfícies. É importante salientar que a equação acima, baseia-se nas hipóteses de escoamento laminar, fluido newtoniano e incompressível, forças de inércia pequenas em comparação com as forças viscosas, pressão uniforme na direção perpendicular ao escoamento e viscosidade constante.

Em coordenadas polares, assumindo simetria radial, tem-se que:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r h^3 \frac{dP}{dr} \right) = 12\mu \dot{D} \quad (5.15)$$

modelagem da força de adesão em válvulas de compressores. No caso de um menisco único (Figura 5.3b), o valor do raio do menisco interno, R_{mi} , é nulo. A geometria de menisco único é a mais utilizada em experimentos para a determinação de parâmetros geométricos e da força de adesão, os quais serão utilizados na validação do modelo proposto neste capítulo.

De acordo com a Figura 5.3(a), e utilizando algumas relações geométricas simples, tem-se que $h(r)$ pode ser definida como,

$$h(r) = d_1(r_1) + D + d_2(r_2) \quad (5.17)$$

em que d_1 e d_2 são variáveis que assumem o valor zero no ponto de menor afastamento entre as esferas e valores máximos nas linhas triplíceis em cada esfera (apenas os valores máximos são mostrados na Fig. 5.3a). A dependência de d_1 e d_2 com as coordenadas radiais r_1 e r_2 é dada por,

$$d_1(r_1) = R_1\{1 - \cos[B_1(r_1)]\} ; \quad 0 \leq B_1(r_1) \leq \sin^{-1}\left(\frac{R_{p1}}{R_1}\right) \quad (5.18)$$

em que r_1 é a coordenada radial referente ao eixo central para a esfera 1 e,

$$d_2(r_2) = R_2\{1 - \cos[B_2(r_2)]\} ; \quad 0 \leq B_2(r_2) \leq \sin^{-1}\left(\frac{R_{p2}}{R_2}\right) \quad (5.19)$$

com r_2 sendo a coordenada radial referente ao eixo central para a esfera 2. Assim,

$$h(r) = R_1\{1 - \cos[B_1(r_1)]\} + D + R_2\{1 - \cos[B_2(r_2)]\} \quad (5.20)$$

na qual B_1 e B_2 são ângulos que variam desde zero até os ângulos de espalhamento para cada esfera. É possível simplificar a expressão acima considerando que,

$$1 - \cos[B_x(r_x)] \approx \frac{\text{sen}[B_x(r_x)]^2}{2} \quad (5.21)$$

Além disso, uma relação para $\text{sen}[B(r_x)]$ é obtida a partir da Figura 5.3(a),

$$\text{sen}[B_x(r_x)] = \frac{r_x}{R} \quad (5.22)$$

Logo,

$$h(r) = \frac{r_1^2}{2R_1} + D + \frac{r_2^2}{2R_2} \quad (5.23)$$

A expressão geral para a variação radial da espessura do filme, Eq. (5.23), é avaliada numa região finita e menor que as áreas de espalhamento em ambas as esferas, ou seja, a região crítica de ruptura (ver Figura 5.3 Figura 5.3 - b). Neste caso, pode-se, usar a mesma coordenada r para reescrever esta expressão como:

$$h(r) = \frac{r^2}{2} \left(\frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2} \right) + D = \frac{r^2}{2 R^*} + D \quad (5.24)$$

Integrando a Eq. (5.16) entre os limites do menisco, tem-se que:

$$r[h(r)]^3 \left(\frac{dP}{dr} \right)_r - R_{mi}[h(R_{mi})]^3 \left(\frac{dP}{dr} \right)_{R_{mi}} = 6\mu\dot{D}[r^2 - (R_{mi})^2] \quad (5.25)$$

ou,

$$\left(\frac{dP}{dr} \right)_r = \frac{6\mu}{r} \frac{dD}{[h(r)]^3} (r^2 - R_{mi}^2) + \frac{R_{mi} [h(R_{mi})]^3}{r [h(r)]^3} \left(\frac{dP}{dr} \right)_{R_{mi}} \quad (5.26)$$

em que os termos R_{mi} e R_{me} representam o raio interno e externo do menisco formado entre as duas esferas, respectivamente. Estes valores são determinados em função da menor distância, D , entre a curvatura média do menisco e o eixo central do sistema, como mostra a Figura 5.3.

Para a condição mais comum em que existe um menisco de tipo único ($R_{mi} = 0$), axissimétrico e com esferas de raios diferentes, Figura 5.3(b), a Eq. (5.26) é escrita como,

$$\left(\frac{dP}{dr} \right)_r = \frac{6\mu r}{[h(r)]^3} \frac{dD}{dt} \quad (5.27)$$

Integrando a expressão anterior, e considerando a Eq. (5.24), obtém-se,

$$P(r) - P(R_{me}) = -\frac{3\mu R^*}{2} \frac{dD}{dt} \left[\frac{1}{h(R_{me})^2} - \frac{1}{h(r)^2} \right] \quad (5.28)$$

em que a pressão na interface entre o líquido e o gás, $P(R_{me})$, é determinada utilizando a equação da Young-Laplace na condição estática, Eq. (5.1). Para isso, serão adotadas as hipóteses de que o raio de curvatura no plano horizontal (normal à gravidade) é muito maior que o raio no plano vertical (paralelo à gravidade) e que o afastamento inicial entre as superfícies é muito menor em comparação com o raio externo do menisco. Assim, com $R_{me} \gg R_c$ e $D_0/R_{me} \ll 1$,

$$P_{amb} - P(R_{me}) = \frac{\gamma_{LG}}{R_c} \quad (5.29)$$

Dessa forma, a Eq. (5.28) é dada por,

$$\Delta P = P(r) - P_{amb} = -\frac{3\mu R^*}{2} \frac{dD}{dt} \left[\frac{1}{h(R_{me})^2} - \frac{1}{h(r)^2} \right] - \frac{\gamma_{LG}}{R_c} \quad (5.30)$$

em que γ_{LG} é a tensão interfacial líquido-gás e R_c é o raio de curvatura provocado pela diferença entre as pressões do ambiente externo e interno do menisco. O raio R_c é determinado usando parâmetros geométricos e os ângulos de contato e espalhamento em ambas as esferas (Figura 5.3) como,

$$R_c = \frac{R_1[1 - \cos(\beta_1)] + D + R_2[1 - \cos(\beta_2)]}{\cos(\delta_1) + \cos(\delta_2)} \quad (5.31)$$

em que,

$$\delta_1 = \theta_1 + \beta_1 \quad (5.32)$$

e,

$$\delta_2 = \theta_2 + \beta_2 \quad (5.33)$$

A força de adesão aplicada pela película de líquido sobre a esfera superior (2), quando esta se afasta da esfera inferior (1), é dada por,

$$F_c = \int_0^{R_{me}} 2\pi\Delta P dr - F_{\gamma_{LG}} - F_{\gamma_{SG}} + F_{\gamma_{LS}} \quad (5.34)$$

em que os termos $F_{\gamma_{LG}}$, $F_{\gamma_{SG}}$ e $F_{\gamma_{LS}}$ representam, respectivamente, as forças associadas aos efeitos de tensão interfacial entre líquido e gás, sólido e gás e, por último, entre líquido e sólido na direção normal à esfera 1 na linhas tríplices (Figura 5.3a). Desta forma, a expressão acima pode ser escrita como,

$$F_c = \int_0^{R_{me}} 2\pi\Delta P dr - \int_0^{R_{me}} 2\pi[\gamma_{LG} \text{sen}(\delta_2) + (\gamma_{SG} - \gamma_{LS}) \text{sen}(\beta_2)] dr \quad (5.35)$$

É importante salientar que, a inclusão destes termos responde à necessidade de caracterizar os efeitos provocados pelas diferentes tensões

superficiais na deformação do menisco, uma vez que todas elas – devido à curvatura da superfície (ponto de contato) – contribuem neste processo.

Utilizando a expressão de Young-Dupré, Eq. (2.1), para o equilíbrio de forças no ponto de contato do menisco sobre a esfera superior (2), e a Figura 5.3(a), é possível reescrever a Eq. (5.35) e os termos associados aos efeitos das tensões interfaciais, ou seja, a última integral, como,

$$F_c = \int_0^{R_{me}} 2\pi\Delta P dr - \int_0^{R_{me}} 2\pi\gamma_{LG} [\text{sen}(\delta_2) + \text{cos}(\delta_2)\tan(\beta_2)] dr \quad (5.36)$$

Portanto, a força de adesão pode ser determinada em função de três termos, ou seja,

$$F_c = F_v + F_{cap} + F_{\gamma_{LG}} \quad (5.37)$$

na qual o primeiro termo da direita representa a força viscosa dada por,

$$F_v = \frac{3\pi\mu R^{*2}}{2D} \frac{dD}{dt} \left[1 - \frac{D}{h(R_{me})} \right]^2 \quad (5.38)$$

o segundo termo considera o efeito da curvatura da interface entre o líquido e ambiente externo devido à força de capilaridade,

$$F_{cap} = \frac{\pi\gamma_{LG}R_{me}^2}{R_c} \quad (5.39)$$

e o último termo representa a força de tensão interfacial líquido-vapor,

$$F_{\gamma_{LG}} = 2\pi R_{me}\gamma_{LG} [\text{sen}(\delta_2) + \text{cos}(\delta_2)\tan(\beta_2)] \quad (5.40)$$

Com relação ao tratamento adotado para as forças de capilaridade e de tensão interfacial é bom destacar que, embora ambas as forças façam parte da força de superfícies e, portanto, devam ser tratadas como um único termo (Apêndice E), o uso destas componentes por separado permite avaliar a importância de cada uma no fenômeno de adesão e, principalmente, na geométrica adotada pelo menisco na condição estática do sistema.

A segunda lei de Newton aplicada à esfera superior fornece a seguinte expressão:

$$m_{eq} \frac{d^2D}{dt^2} = F_{ext} - F_v - F_{cap} - F_{\gamma_{LG}} \quad (5.41)$$

em que m_{eq} é a massa equivalente da esfera e F_{ext} é uma força externa aplicada sobre a esfera superior quando esta sofre afastamento com relação à esfera inferior, a qual é mantida fixa.

Para analisar o processo de dilatação do filme, será incorporada ao modelo a conservação da massa no filme (que é equivalente à conservação do volume, visto que o fluido é suposto incompressível). A conservação da massa será considerada por meio de duas abordagens diferentes. Na primeira, considera-se um menisco único onde a curvatura é caracterizada por um arco de circunferência definido pelos raios de ambas as esferas,

$$V_{ol} = \int_0^{R_{p12}} 2\pi r h(r) dr \quad (5.42)$$

onde R_{p12} é o raio médio de espalhamento entre as esferas, como mostra a Figura 5.3(b). Em função do ângulo de espalhamento médio entre as superfícies (β_{12}), tem-se que,

$$R_{p12} = \frac{R_1 + R_2}{2} \text{sen} \left(\frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \right) = R_{12} \text{sen}(\beta_{12}) \quad (5.43)$$

Portanto, a Eq. (5.42) em sua forma geral é expressa como,

$$V_{ol} = \frac{\pi R_{12}^4}{R^*} [1 - \cos(\beta_{12})]^2 + 2\pi R_{12}^2 D [1 - \cos(\beta_{12})] \quad (5.44)$$

De acordo com Rabinovich *et al.* (2005), é possível aproximar o valor do cosseno do ângulo β através de uma expansão em série Taylor truncada no termo quadrático. Desta forma, a Eq. (5.44) pode ser reescrita como,

$$V_{ol} = \frac{\pi R_{12}^4}{R^*} \beta_{12}^4 + 2\pi R_{12}^2 D \beta_{12}^2 \quad (5.45)$$

Fazendo uso da expressão acima, é possível determinar o valor do ângulo β_{12} , uma vez que o volume de fluido (V_{ol}), o raio da esfera superior (R_2) e o afastamento entre as superfícies (D) são dados conhecidos.

A segunda abordagem utilizada para quantificar o processo de dilatação do filme foi apresentada por Payam e Fathipour (2011) e baseia-se na determinação do volume real do menisco formado entre as esferas. Para isso, determina-se o volume total de líquido espalhado sobre as esferas, calculado pela integração da curvatura do menisco, descontando os volumes

das calotas esféricas recobertas pelo líquido em cada esfera. Assim, a expressão geral para o volume de óleo é dada por,

$$V_{ol} = \int_0^{h(r)} \pi f_c^2(z) dz - V_{ol1} - V_{ol2} \quad (5.46)$$

em que a função $f_c(z)$ que caracteriza a curvatura do menisco é dada por,

$$f_c(z) = R_c + R_{me} - \sqrt{R_c^2 - [z - R_c \cos(\delta_2)]^2} \quad (5.47)$$

O volume da calota esférica delimitada pela linha de contato do líquido sobre a esfera 1 é definido por,

$$V_{ol1} = \frac{\pi}{6} R_1 [1 - \cos(\beta_1)] \{3[R_1 \sin(\beta_1)]^2 + [R_1(1 - \cos(\beta_1))]^2\} \quad (5.48)$$

Da mesma forma, para a esfera 2,

$$V_{ol2} = \frac{\pi}{6} R_2 [1 - \cos(\beta_2)] \{3[R_2 \sin(\beta_2)]^2 + [R_2(1 - \cos(\beta_2))]^2\} \quad (5.49)$$

Observa-se, nas diferentes expressões para o volume de líquido, que é necessário conhecer os ângulos de espalhamento em ambas as esferas (β_1 e β_2). Este procedimento é realizado através de um processo iterativo, uma vez que é necessário combinar a equação do volume com uma expressão que relacione os ângulos de espalhamento, ou de contato aparente, em ambas as esferas, visto que os mesmos não são iguais pelo fato das esferas terem raios diferentes e por, normalmente, estas informações serem desconhecidas.

Entre os poucos trabalhos que avaliam a força de adesão numa configuração de esferas de raios diferentes (Rose, 1958; Mehrotra e Sastry, 1985; Payam e Fathipour, 2011 e Nazemi e Majnooni-Haris, 2012), a expressão mais recorrente para relacionar os ângulos de espalhamento nas esferas é aquela proposta por Mehrotra e Sastry (1980). Os autores, assumindo na sua modelagem matemática que a curvatura do menisco pode ser caracterizada por um arco de circunferência, propõem que,

$$\beta_1 = 2 \tan^{-1} \left[\frac{R_2}{R_1} \tan \left(\frac{\beta_2}{2} \right) \right] \quad (5.50)$$

Chen *et al.* (2011), também assumindo que a curvatura do menisco pode ser representada por um arco de circunferência, sugerem que,

$$\beta_1 = 2 \operatorname{Tan}^{-1} \left[\frac{D + 2R_2}{D + 2R_1} \operatorname{Tan} \left(\frac{\beta_2}{2} \right) \right] \quad (5.51)$$

De acordo com as expressões acima, Eqs. (5.50) e (5.51), o valor do ângulo de espalhamento nas esferas, no caso do Mehrotra e Sastry (1980), depende unicamente da relação entre os raios das esferas, enquanto que para Chen *et al.* (2011), depende tanto do afastamento entre as esferas como dos raios das mesmas. Entretanto, de acordo com os resultados experimentais apresentados na Seção 3.4, os ângulos de espalhamento em ambas as esferas estão diretamente relacionados com os valores dos ângulos de contato aparente, com o afastamento entre as superfícies e com os raios das esferas. Devido à carência de modelos na literatura que contemplem estes efeitos, é apresentada a seguir uma nova expressão para relacionar estes parâmetros em uma única expressão.

Para elaborar a nova expressão para o ângulo de espalhamento, será utilizada a Figura 5.3(b), que mostra os diferentes parâmetros que definem a geometria do menisco formado entre esferas com raios de curvatura diferentes. Primeiramente, é necessário relacionar os ângulos δ_1 e δ_2 , uma vez que os mesmos definem o ponto de contato da linha projetada desde o centro geométrico da curvatura do menisco (O_c) até o eixo central que passa por ambas as esferas. Para isso, utilizam-se os triângulos $A_1O_cO_{12}$ e $A_2O_cO_{12}$, visto que ambos possuem uma face em comum. Deste modo,

$$(R_c + \xi_1) \operatorname{sen}(\delta_1) = (R_c + \xi_2) \operatorname{sen}(\delta_2) \quad (5.52)$$

em que ξ_1 e ξ_2 representam, respectivamente, a distância A_1C_1 e A_2C_2 . Para a determinação destes parâmetros, será empregada, no caso da esfera 1, a relação geométrica entre os triângulos $O_1C_1B_1$ e $A_1C_1B_1$. Assim,

$$\xi_1 = \frac{R_1 \operatorname{sen}(\beta_1)}{\operatorname{sen}(\delta_1)} \quad (5.53)$$

Da mesma forma, para a esfera 2,

$$\xi_2 = \frac{R_2 \operatorname{sen}(\beta_2)}{\operatorname{sen}(\delta_2)} \quad (5.54)$$

Obtidas as expressões que definem as distâncias ξ_1 e ξ_2 , Eqs. (5.53) e (5.54), e tendo a equação geral para o raio de curvatura do menisco formado entre as esferas de raios diferentes, Eq. (5.31), é possível escrever a Eq. (5.52) com todos seus termos na forma,

$$\begin{aligned} \text{sen}(\delta_1) [R_1[1 - \cos(\beta_1)] + D + R_2[1 - \cos(\beta_2)]] \\ + R_1 \text{sen}(\beta_1) [\cos(\delta_1) + \cos(\delta_2)] = \\ \text{sen}(\delta_2) [R_1[1 - \cos(\beta_1)] + D + R_2[1 - \cos(\beta_2)]] \\ + R_2 \text{sen}(\beta_2) [\cos(\delta_1) + \cos(\delta_2)] \end{aligned} \quad (5.55)$$

Para simplificar a Eq. (5.55), utiliza-se a propriedade trigonométrica da função seno, ou seja, $\text{sen}(a \pm b) = \text{sen}(a) \cos(b) \pm \text{sen}(b) \cos(a)$. Portanto, expressão anterior é reescrita como,

$$\begin{aligned} R_1 [\text{sen}(\beta_1 - \delta_1) + \text{sen}(\beta_1 + \delta_2) + \text{sen}(\delta_1) - \text{sen}(\delta_2)] = \\ R_2 [\text{sen}(\beta_2 - \delta_2) + \text{sen}(\beta_2 + \delta_1) + \text{sen}(\delta_2) - \text{sen}(\delta_1)] \\ + D [\text{sen}(\delta_2) - \text{sen}(\delta_1)] \end{aligned} \quad (5.56)$$

Substituindo a aproximação do seno do ângulo $(a \pm b)$ através de uma expansão em série Taylor truncada no termo de primeira ordem na expressão acima, tem-se que,

$$2\beta_1 R_1 = 2\beta_2 R_2 + D [\delta_2 - \delta_1] \quad (5.57)$$

Aplicando na expressão acima a definição do ângulo δ , Eq. (5.32) e (5.33), obtém-se, por fim, uma nova expressão para relacionar os ângulos de espalhamentos de ambas as esferas,

$$\beta_1 = \left(\frac{2R_2 + D}{2R_1 + D} \right) \beta_2 + \frac{D(\theta_2 - \theta_1)}{2R_1 + D} \quad (5.58)$$

Definidos os valores dos ângulos de espalhamento (β_1 e β_2), o volume de fluido (V_{oi}), os raios das esferas (R_1 e R_2) e o afastamento entre as esferas (D), os diferentes parâmetros geométricos que definem a configuração do menisco podem ser calculados através das seguintes expressões, onde as definições são exibidas na Figura 5.3:

- Maior raio de contato do menisco na esfera 2, R_{p2} :

$$R_{p2} = R_2 \text{sen}(\beta_2) \quad (5.59)$$

- Menor raio do menisco, R_{me} :

$$R_{me} = R_{p2} - R_c [1 - \text{sen}(\theta_2 + \beta_2)] \quad (5.60)$$

- Maior raio de contato do menisco na esfera 1, R_{p1} :

$$R_{p1} = R_{p2} + R_c [\text{sen}(\delta_2) - \text{sen}(\delta_1)] \quad (5.61)$$

5.2.2 Modelo Matemático: Configuração esfera-placa

Para a determinação de $h(r)$ para o afastamento normal de uma esfera com relação a uma placa plana, será feito uso da Figura 5.4. Uma placa plana pode ser considerada como um arco de circunferência finito de uma esfera de raio infinito ($R_1 \approx \infty$). Aplicando esta condição na Eq. (5.23), obtém-se que o termo $h(r)$ para a configuração esfera-placa é definido por,

$$h(r) = \frac{r^2}{2R_2} + D \quad (5.62)$$

Da mesma forma, o raio de curvatura do menisco é dado por,

$$R_c = \frac{R_2[1 - \cos(\beta_2)] + D}{\cos(\delta_2) + \cos(\theta_1)} \quad (5.63)$$

O menor raio do menisco, R_{me} , é definido como,

$$R_{me} = R_{p2} - R_c[1 - \sin(\delta_2)] \quad (5.64)$$

e o ponto de contato do menisco na placa plana, R_{p1} , é definido por,

$$R_{p1} = R_{p2} + R_c[\sin(\delta_2) - \sin(\theta_1)] \quad (5.65)$$

Para a modelagem da dilatação do filme de líquido (Figura 5.4), as abordagens apresentadas na seção anterior serão reformuladas. Para a primeira abordagem, será usada a definição do raio máximo de contato do filme sobre a esfera 2 (R_{p2}), Eq. (5.59), e a expressão para o volume de líquido entre as superfícies, Eq. (5.42).

Dessa forma, o volume para a configuração de um menisco único e axissimétrico formado entre a esfera e a placa plana é determinado pela seguinte expressão,

$$V_{ol} = \frac{\pi R_2^3 \beta_2^4}{4} + \pi R_2^2 D \beta_2^2 \quad (5.66)$$

Na segunda abordagem para a dilatação do filme na configuração esfera-placa, a expressão geral para o volume é definida por,

$$V_{ol} = \int_0^{h(r)} \pi f_c^2(z) dz - V_{ol2} \quad (5.67)$$

em que,

$$f_c(z) = R_c + R_{me} - \sqrt{R_c^2 - [z - R_c \cos(\theta_1)]^2} \quad (5.68)$$

Para a determinação do volume da calota esférica recoberta pelo líquido espalhado sobre a esfera 2 (V_{ol2}), utiliza-se novamente a Eq. (5.49).

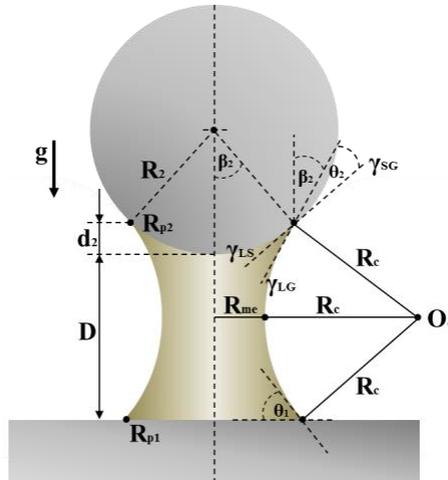


Figura 5.4 - Configuração geométrica de esfera e placa de menisco único.

Dado que a expressão para a espessura do filme de líquido, $h(r)$, sofreu modificações, a força viscosa, que depende deste parâmetro, é redefinida pela seguinte expressão,

$$F_v = \frac{6\pi\mu R_2^2}{D} \frac{dD}{dt} \left[1 - \frac{D}{h(R_{me})} \right]^2 \quad (5.69)$$

As demais componentes da força de adesão, isto é, a força de capilaridade, Eq. (5.39), e as de tensão interfacial, Eq. (5.40), não sofrem variações em relação às expressões já apresentadas, visto que todas estas equações são unicamente funções dos parâmetros R_c , Eq. (5.63), R_{me} , Eq. (5.64), δ_2 e θ_1 , que foram redefinidos para esta nova configuração.

5.2.3 Modelo Matemático: Configuração placa-placa

Nesta configuração, $h(r)$ representa a espessura do filme líquido, que é a própria distância entre as placas planas, como mostra a Figura 5.5. A

espessura do filme líquido é definida unicamente pelo afastamento entre as superfícies. Assim,

$$h(r) = D \quad (5.70)$$

O raio de curvatura do menisco devido ao efeito da força de capilaridade para este tipo configuração é definido por,

$$R_c = \frac{D}{\cos(\theta_2) + \cos(\theta_1)} \quad (5.71)$$

O ponto de contato do menisco na placa plana superior, R_{p2} , é dado por,

$$R_{p2} = R_{me} + R_c[1 - \sin(\theta_2)] \quad (5.72)$$

e o ponto de contato do menisco na placa inferior, R_{p1} , é definido como,

$$R_{p1} = R_{me} + R_c[1 - \sin(\theta_1)] \quad (5.73)$$

No presente trabalho, são desconsiderados possíveis desalinhamentos entre os planos horizontais das placas e, assim, o menisco exhibe simetria axial.

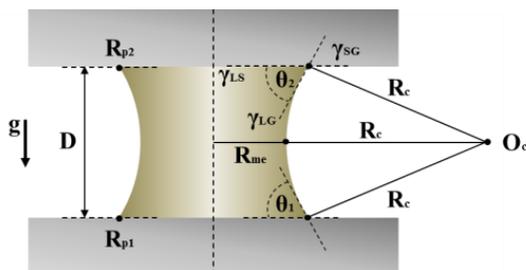


Figura 5.5 - Configuração geométrica de placa e placa de menisco único.

Para analisar o processo de dilatação do filme, será utilizada, mais uma vez, uma expressão para o volume de líquido. Novamente, duas abordagens diferentes podem ser usadas para caracterizar o formato do menisco entre as superfícies. Na primeira abordagem, o formato do menisco será caracterizado por um hiperbolóide,

$$V_{ol} = \frac{2\pi DR_{me}^2}{3} + \frac{\pi D}{3} \left\{ R_{me} + \frac{D[1 - \sin(\theta_{12})]}{2\cos(\theta_{12})} \right\}^2 \quad (5.74)$$

onde o termo θ_{12} representa o valor médio aritmético entre o ângulo de contato aparente da placa superior (2) e inferior (1).

Na segunda abordagem, o volume de líquido é avaliado por meio da integração da curvatura do menisco através da seguinte expressão,

$$V_{ol} = \int_0^{h(r)} \pi f_c^2(z) dz \quad (5.75)$$

onde $f_c(z)$ é definido pela Eq. (5.68) e o raio de curvatura (R_c) pela Eq. (5.71).

O valor do menor raio de curvatura do menisco (R_{me}) é determinado a partir da definição do volume, Eqs. (5.74) e (5.75), para o qual o volume de líquido é um dado de entrada.

A expressão para a espessura do filme de líquido, $h(r)$, foi modificada para o caso placa-placa, implicando na seguinte relação para a força viscosa,

$$F_v = \frac{3\pi\mu R_{me}^4}{2D^3} \frac{dD}{dt} \quad (5.76)$$

A expressão para a força de capilaridade nesta configuração é idêntica à Eq. (5.39), exceto pelo fato de que o termo R_c já foi redefinido pela Eq. (5.71).

As forças associadas aos efeitos de tensão interfacial devem ser definidas novamente, já que o ângulo β é nulo para a geometria placa-placa. Assim, a única força de tensão interfacial existente é aquela devida à interface líquido-gás,

$$F_{\gamma_{LG}} = 2\pi R_{me} \gamma_{LG} \sin(\theta_{12}) \quad (5.77)$$

5.3 RESULTADOS

Esta seção apresenta os resultados obtidos com os modelos descritos nas seções anteriores para as diversas configurações geométricas usadas para investigar o fenômeno de adesão.

Para resolver a Eq. (5.41), que representa a segunda lei de Newton aplicada à esfera superior, utilizou-se o método de Runge-Kutta-Nyström de quarta ordem (Dormand *et al.*, 1987). Este método permite resolver equações diferenciais de segunda ordem avaliando, por meio de um processo iterativo para o controle adaptativo do passo de tempo, a variação

temporal dos parâmetros geométricos que definem o menisco e a força de adesão. O passo de tempo inicial utilizado nos diferentes testes foi de 10 μ s.

5.3.1 Configuração esfera - esfera

A Tabela 5.1 apresenta um resumo com os valores experimentais dos ângulos de contato aparente e de espalhamento das diferentes configurações esfera-esfera que serão utilizados como dados de entrada nas diferentes análises. Estes valores consideram as seguintes condições: (i) volume de óleo: 5 μ l, (ii) afastamento entre as superfícies: 0,3 e 0,9 mm, (iii) solubilidade: 0%, (iv) temperatura: 25 °C, (v) óleo lubrificante: POE ISO 10 e (vi) material das superfícies: aço carbono 1020.

Tabela 5.1: Valores experimentais dos ângulos de contato e de espalhamento usados na validação do modelo de adesão em esferas.

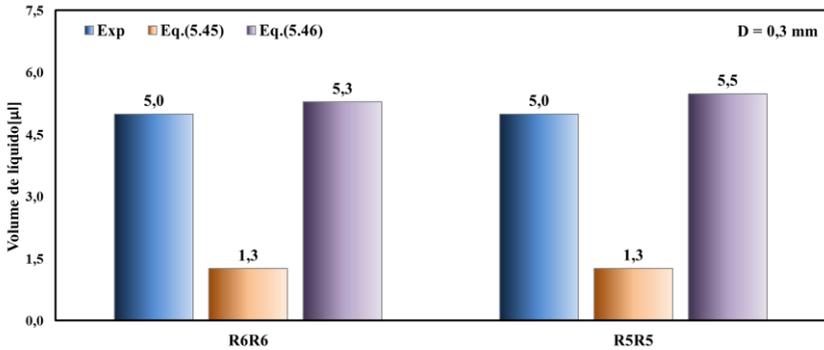
Ângulos	R6R6		R5R5		R6R5		R5R6	
	0,3 mm	0,9 mm						
β_2	18,6°	13,6°	22,5°	15,9°	19,6°	15,5°	22,1°	18,0°
θ_2	18,4°	21,8°	12,5°	17,5°	12,8°	16,0°	16,4°	20,4°
β_1	19,1°	15,1°	22,9°	18,2°	19,2°	20,7°	18,7°	15,4°
θ_1	16,5°	20,2°	11,8°	13,6°	23,1°	15,2°	20,1°	23,2°

A Figura 5.6 mostra os resultados obtidos a partir das duas abordagens apresentadas para a determinação do volume do menisco entre as esferas. Nesta figura, são consideradas as combinações de esferas de raios iguais (R6R6 e R5R5) e duas condições de afastamento entre elas.

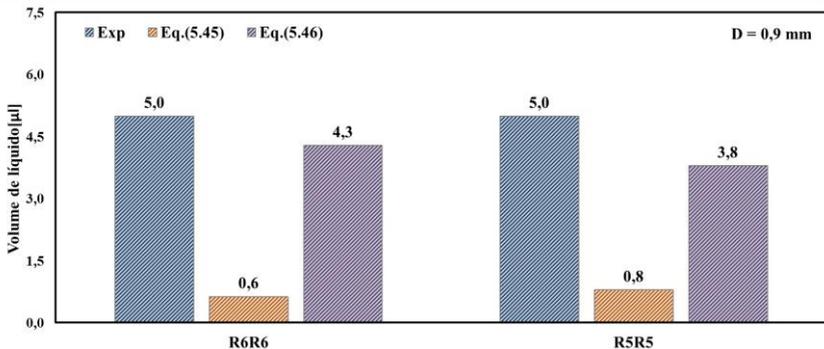
Observa-se que o volume de líquido obtido através da integração da variação da curvatura do menisco, Eq. (5.46), apresentou melhores resultados que a expressão que utiliza o raio médio de espalhamento nas esferas, Eq. (5.45). Para o afastamento $D_0 = 0,3$ mm, Figura 5.6(a), os resultados com a Eq. (5.46) foram de 5,3 μ l para R6R6 e 5,5 μ l para R5R5, implicando uma diferença de 0,3 μ l e 0,5 μ l com relação ao volume de referência (5 μ l). Quando usada a Eq. (5.45), os resultados foram de 1,3 μ l para ambas as combinações, gerando uma diferença, significativa, de 3,7 μ l.

Na Figura 5.6(b), que considera o afastamento de $D_0 = 0,9$ mm, percebe-se que os resultados determinados pela Eq. (5.46) aumentaram sua diferença com relação à referência. Para a combinação de R6R6, o volume foi de 4,3 μ l, enquanto que para R5R5, o valor foi de 3,8 μ l, causando diferenças de 0,7 μ l e 1,2 μ l com relação ao volume experimental. No caso

da Eq. (5.45), os valores dos volumes foram substancialmente menores que a condição de referência, sendo $0,6 \mu\text{l}$ para R6R6 e $0,8 \mu\text{l}$ para R5R5, evidenciando diferenças de $4,4 \mu\text{l}$ e $4,2 \mu\text{l}$.



(a)



(b)

Figura 5.6 - Resultados comparativos entre os modelos de conservação do volume de líquido para esfera e esfera para um afastamento de (a) $0,3\text{mm}$ e (b) $0,9\text{mm}$.

O fato dos desvios entre o volume de referência e os determinados pela Eq. (5.46) aumentarem com o afastamento deve-se, principalmente, à caracterização da curvatura do menisco. Observou-se experimentalmente que, para um afastamento maior entre as esferas, a curvatura do menisco modificava seu formato devido uma maior importância dos efeitos de gravidade no filme, o que limita, assim, o uso da aproximação de arco de circunferência para a interface entre o líquido e o gás. Deste modo, o aumento do desvio entre os valores se deve, portanto, à hipótese utilizada para se obter a Eq. (5.46), visto que a mesma baseia-se na representação por

uma curvatura de arco de circunferência para a interface óleo e gás independentemente do afastamento entre as superfícies.

Por outro lado, embora a diferença entre os valores tenha aumentado com o afastamento entre as esferas, observou-se que a Eq. (5.46), apresentou, sempre, valores mais próximos do experimental quando comparados com os obtidos pela Eq. (5.45), a qual subestima os valores do volume, uma vez que utiliza os valores médios dos raios das esferas e dos ângulos de espalhamento.

Para quantificar o efeito da força de adesão em uma configuração geométrica em que as esferas apresentam raios de curvatura diferentes, é necessário fornecer o volume de líquido, os raios das esferas e os ângulos de contato aparente e espalhamento. Normalmente, os ângulos de contato aparente são mais facilmente encontrados na literatura. Porém, os ângulos de espalhamento, como são informações que dependem do tipo de geometria, são determinados através de relações empíricas.

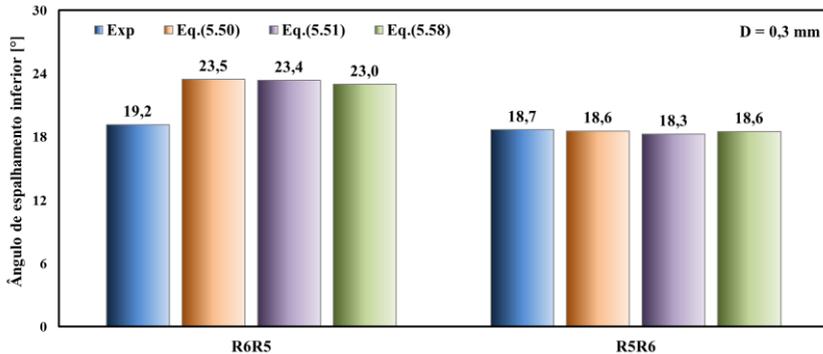
A Figura 5.7 mostra os resultados comparativos dos valores dos ângulos de espalhamento inferior (β_1) estáticos determinados através das expressões propostas por Mehrotra e Sastry (1980), Eq. (5.50), Chen *et al.* (2011), Eq. (5.51), e a metodologia apresentado no presente trabalho, Eq. (5.58). Para a obtenção dos resultados, foram utilizados como dados de entrada os raios das esferas de diferentes curvaturas (R6R5 e R5R6), os ângulos de contato aparente superior e inferior (θ_1 e θ_2) e o ângulo de espalhamento superior (β_2), todos mostrados na Tabela 5.1.

Na Figura 5.7(a) observa-se que, para o afastamento de $D_0 = 0,3$ mm, os ângulos de espalhamento inferior determinado pela expressão proposta por Mehrotra e Sastry (1980) foram de $23,5^\circ$ para R6R5 e de $18,6^\circ$ para R5R6. Com a expressão de Chen *et al.* (2011), estes valores foram de $23,4^\circ$ para R6R5 e de $18,3^\circ$ para R5R6. Por último, utilizando a nova expressão, obteve-se que o ângulo para R6R5 foi de $23,0^\circ$ e para R5R6 de $18,6^\circ$. Para o afastamento de $D_0 = 0,9$ mm, condição mostrada na Figura 5.7(b), os ângulos determinados com expressão de Mehrotra e Sastry (1980) foram de $18,4^\circ$ para R6R5 e de $15,0^\circ$ para R5R6. Para o modelo de Chen *et al.* (2011), os valores foram de $18,5^\circ$ para R6R5 e de $15,2^\circ$ para R5R6. Por fim, com a nova expressão, os valores foram de $18,6^\circ$ para R6R5 e de $15,3^\circ$ para R5R6.

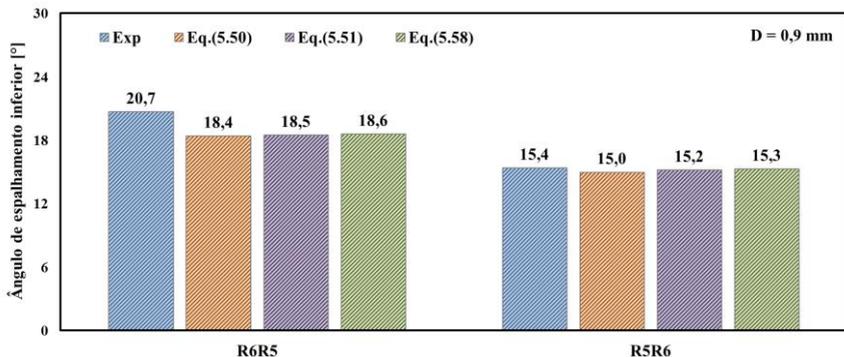
De uma forma geral, observa-se que as três expressões propostas para relacionar os ângulos de espalhamento superior e inferior obtiveram resultados muito próximos entre si. Os maiores desvios com relação aos dados experimentais para o ângulo de espalhamento inferior foram observados para a condição R6R5. Estas diferenças podem estar associadas

à caracterização da curvatura do menisco, uma vez que está implícito nestas expressões o uso de um arco de circunferência para representar a curvatura.

Os resultados mostram que a nova expressão proposta nesta tese foi a que apresentou os valores mais próximos da referência experimental para o ângulo de espalhamento inferior em comparação com os outros modelos, embora estas diferenças não sejam muito significativas. Isto se deve, principalmente, ao termo que relaciona os ângulos de contato aparente, ou seja, o último termo da Eq. (5.58), ter tido pouco influência, uma vez que a diferenças entre os ângulos não foi muito expressiva.



(a)



(b)

Figura 5.7 - Resultados comparativos entre os modelos que relacionam os ângulos de espalhamento nas esferas para um afastamento de (a) 0,3mm e (b) 0,9mm.

A validação da expressão proposta para a força de adesão e suas respectivas componentes (capilaridade, tensão interfacial e viscosa) será

realizada confrontando os resultados numéricos com dados experimentais obtidos de trabalhos disponíveis na literatura.

Por definição, numa condição estática (velocidade zero nas esferas), as únicas componentes que atuam sobre o menisco, seja através de um processo de atração entre as superfícies ou de repulsão entre elas, são as forças de capilaridade, Eq. (5.39), e de tensão superficial, Eq. (5.40). Para comparar as expressões apresentadas nesta seção, serão usados os resultados experimentais fornecidos por Lambert *et al.* (2008). Neste trabalho, os autores relataram as seguintes condições: (i) raios das esferas de 2,00 e 3,95 mm, (ii) tensão interfacial (γ_{LG}) de 20,8 mN/m, (iii) ângulos de contato aparente (θ) de 0,0° e 14,3° (constante) e (iv) volume de líquido de 0,065 μl e 1,4 μl .

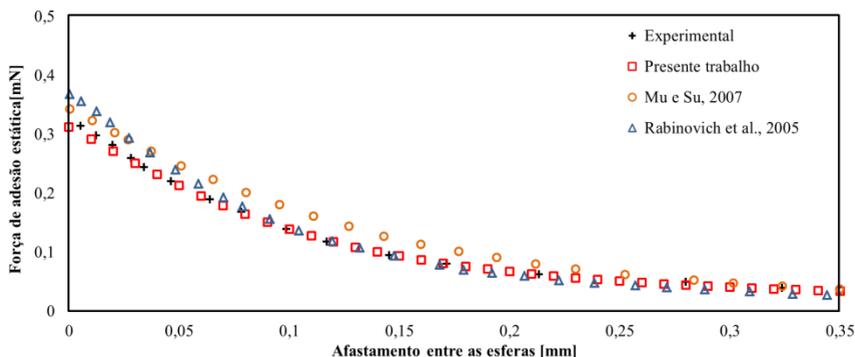
Para a obtenção dos resultados, foi usada a Eq. (5.46) para calcular o volume do menisco e a Eq. (5.58), para avaliar os ângulos de espalhamento em ambas as esferas, uma vez que estes dados não são fornecidos por Lambert *et al.* (2008).

A Figura 5.8(a) mostra a variação da força de adesão estática com relação ao afastamento entre as superfícies considerando um volume de líquido igual a 0,065 μl . Observa-se que o modelo proposto por Mu e Su (2007), Eq. (5.7), fornece uma força maior em relação aos resultados experimentais. Isto se deve à consideração por parte daqueles autores de que a área de referência para a força de adesão é a superfície da esfera, e não em um plano intermediário entre ambas. Ao adotar esta hipótese, assume-se uma resistência maior por parte do filme ao movimento da esfera e, conseqüentemente, uma força de adesão maior é obtida.

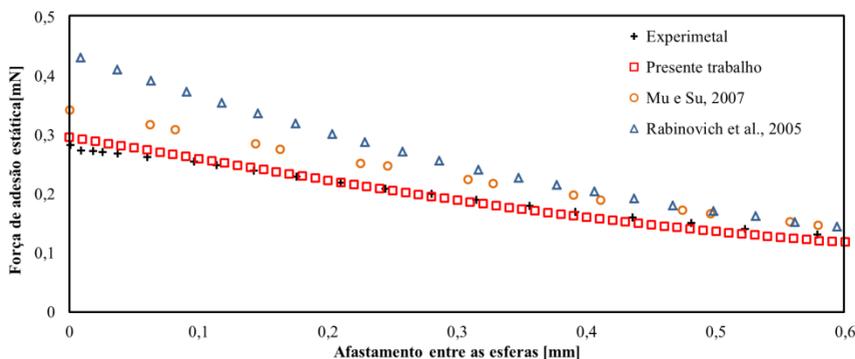
De acordo com os resultados do modelo proposto por Rabinovich *et al.* (2005), Eq. (5.5), é possível observar que o comportamento da força de adesão estática pode ser dividida em duas etapas. Na primeira etapa, que ocorre até aproximadamente 0,12 mm de afastamento, a força de adesão apresenta valores de força maiores que os resultados experimentais. Este fato se deve, principalmente, à consideração, tal como Mu e Su (2007), de que a área de integração da distribuição de pressão para calcular a força de adesão é a área da superfície da esfera, o que gera um ângulo β_2 maior e, com isso, um efeito de adesão mais acentuado nas superfícies. Na segunda etapa, onde o modelo subestima os resultados experimentais, a condição de volume finito e um maior afastamento entre as superfícies gera um decaimento na influência do ângulo β_2 , principalmente na força de tensão interfacial, o que traz como resultado um efeito de adesão menor.

Por último, observa-se na Figura 5.8(a) que os resultados obtidos com a expressão propostas no presente trabalho apresentam boa concordância com relação aos valores experimentais apresentados por

Lambert *et al.* (2008). É postulado que a força de adesão estática deve ser definida com relação a um plano de simetria intermediário equidistante entre as esferas – fato observado e confirmado no trabalho experimental apresentado no capítulo anterior (ver Figura 4.12) – o que justifica a necessidade de caracterizar de forma correta a configuração geométrica adotada pelo volume e, sobretudo, a curvatura do menisco. Também é possível concluir que, para um maior afastamento entre as superfícies, menor será o efeito de adesão, uma vez o espalhamento do líquido sobre as esferas é menor e, conseqüentemente, uma região de atuação a força menor será gerada.



(a)



(b)

Figura 5.8 - Variação da força de adesão estática em função do afastamento entre as esferas de raios diferentes para um volume de (a) 0,065 µl e (b) 1,4 µl.

A Figura 5.8(b) mostra a variação da força de adesão estática em função do afastamento entre as superfícies para um volume de líquido igual

a 1,4 μ l. O modelo proposto por Rabinovich *et al.* (2005) apresentou os maiores valores de força, resultado, como dito anteriormente, de uma superestimação da área de atuação da força decorrente de um valor de ângulo β_2 maior que o valor esperado para as condições de volume e afastamento utilizados.

O modelo de Mu e Su (2007), da mesma forma que para a condição de volume menor, apresentou valores maiores em relação aos resultados experimentais, em decorrência, novamente, de uma área de atuação da força calculada maior. É importante salientar que, embora os modelos apresentados por Rabinovich *et al.* (2005) e Mu e Su (2007) considerem a mesma região de atuação da força, a expressão utilizada por estes últimos para a força de tensão interfacial considera o efeito da curvatura do menisco nos dois planos (horizontal e vertical), explicando, assim, as diferenças entre os resultados de ambos. Por fim, o modelo proposto no presente trabalho apresentou, novamente, resultados em boa concordância com os resultados experimentais.

Para analisar o efeito da absorção de refrigerante no óleo na força de adesão estática, serão utilizados os valores experimentais dos ângulos de contato aparente (θ) e de espalhamento (β) mostrados na Tabela 5.2. Estes valores são referentes a uma configuração de esferas de mesmo raio (R6R6 e R5R5). As condições de simulação são as seguintes: (i) solubilidade de 0%, 10%, 20% e 30%, (ii) temperatura de 25°C, (iii) afastamento entre as esferas de 0,3 mm, (iv) óleo POE ISO 10 e (v) gás refrigerante R-134a.

Tabela 5.2: Valores dos ângulos utilizados para avaliar o efeito da solubilidade da mistura na força de adesão estática em esferas.

x_R [%]	R6R6				R5R5			
	β_2	θ_2	β_1	θ_1	β_2	θ_2	β_1	θ_1
0	18,6	18,4	19,1	16,6	22,5	12,5	22,9	11,8
10	19,0	16,8	19,4	15,7	23,0	12,3	24,4	10,5
20	19,8	16,0	20,2	15,1	24,0	11,4	24,9	9,8
30	20,5	14,8	21,0	14,3	24,6	10,5	25,5	8,9

Para a determinação da tensão interfacial da mistura de óleo e refrigerante, foi usada a seguinte expressão empírica verificada experimentalmente no Capítulo 2 com base em dados gerados para as condições acima relatadas,

$$\gamma_R^{1/7} = \sum_{i=1}^n x_i \gamma_i^r = x_R \gamma_{Rp}^{1/7} + (1 - x_R) \gamma_{Op}^{1/7} \quad (5.78)$$

em que os valores das tensões interfaciais do refrigerante (γ_R) e óleo (γ_o), ambos em sua condição pura, são 8,1 e 35,6 mN/m, respectivamente.

A Figura 5.9 apresenta os resultados comparativos dos valores das forças de adesão estática em função dos diferentes níveis de solubilidade da mistura óleo-refrigerante. É possível observar que os maiores níveis de forças de adesão foram alcançados para a configuração de R6R6 e 0% de refrigerante na mistura, ou seja, para a condição de óleo puro.

Este comportamento se deve ao maior espalhamento do óleo sobre a superfície da esfera de maior raio de curvatura, o que gera uma área de atuação maior da força (definida pelo raio R_{me} , Eq. (5.64)) e, conseqüentemente, um maior efeito de adesão entre as esferas.

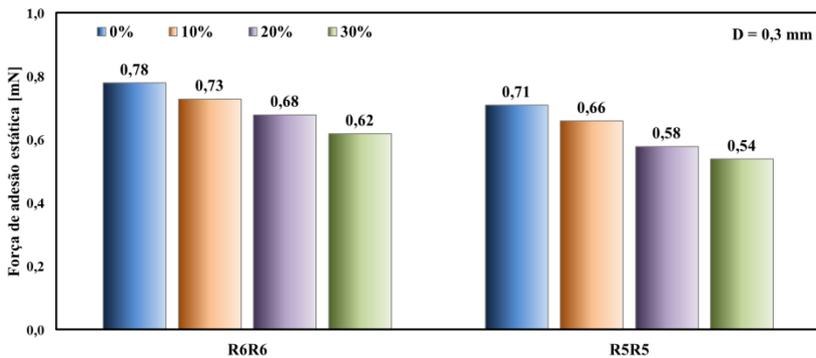


Figura 5.9 - Resultados comparativos da força de adesão estática em função da solubilidade e da configurações entre as esferas.

Na Figura 5.9 ainda aprecia-se que, independente da combinação de esferas utilizadas, a força de adesão estática diminui quando o nível de solubilidade da mistura aumenta, embora essas variações não sejam tão significativas. Este comportamento deve-se, sobretudo, pelo aumento do raio de curvatura do menisco e pela diminuição da tensão interfacial entre a mistura líquida e o gás refrigerante. No caso do raio de curvatura, o aumento no seu valor é consequência de uma menor tensão interfacial entre o líquido e o gás, visto que a pressão capilar vê-se reduzida pela absorção de refrigerante. Por outro lado, a tensão interfacial diminui quando a solubilidade da mistura aumenta, já que o componente com menor valor de tensão, neste caso o R134a, concentra-se na interface, provocando, dessa

forma, uma degradação na tensão interfacial da mistura e nos efeitos de adesão entre as superfícies.

Para avaliar a expressão apresentada para a força de adesão em uma condição dinâmica, são usados os dados experimentais de Pitois *et al.* (2000). Neste trabalho, as condições foram: (i) raios das esferas de 4 mm, (ii) tensão interfacial (γ_{LG}) de 21 mN/m, (iii) viscosidade (μ) de 100 mPas, (iv) velocidade de aproximação de 10 mm/s, (v) ângulos de contato aparente (θ) de 10° (constante) e (vi) volume de líquido de 1,1 μl .

A Figura 5.10 mostra a variação da força de adesão dinâmica (estática mais viscosa) em função do afastamento entre as esferas. Distingue-se que tanto a expressão proposta por Pitois *et al.* (2000), Eq. (5.4), como a do presente trabalho demonstram um comportamento muito parecido durante todo o processo de aproximação das esferas. Já a expressão proposta por Mu e Su (2007), Eq. (5.8), apresenta um valor menor com relação às outras soluções. Esta diferença se deve à hipótese de volume de líquido infinito adotada por estes autores.

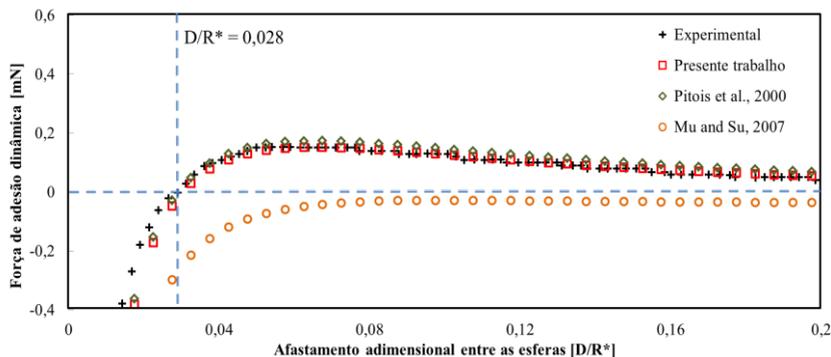


Figura 5.10 - Variação da força de adesão dinâmica em função do afastamento entre as esferas de raios iguais.

Com relação aos resultados experimentais propriamente ditos, é possível observar que a variação da força de adesão dinâmica apresenta uma etapa de atração e outra de repulsão (afastamento) entre as superfícies. A etapa de atração, representada por valores positivos da força, origina-se a partir de uma maior importância das forças de capilaridade e tensão superficial em comparação com a força viscosa, em razão que esta última apresenta um decaimento mais acentuado quando o afastamento entre as esferas aumenta. Já etapa de repulsão, definida por valores negativos da força, é consequência da condição de aproximação entre as superfícies

utilizadas por Pitois *et al.* (2000), velocidade negativa, e de um menor afastamento entre as superfícies.

A Figura 5.11 apresenta as variações das forças de adesão estática (capilaridade mais tensão superficial) e viscosa, juntos com os resultados experimentais, em função do afastamento entre as esferas para as condições utilizadas na Figura 5.10. Como dito anteriormente, a força viscosa aumenta sua influência quando o afastamento entre as esferas diminui, já que uma resistência maior à deformação é gerada no interior do fluido (atrito viscoso). Esta condição é levada em conta na Eq. (5.38) através do termo $1/D$. Portanto, e segundo a Figura 5.10, para valores de $D/R^* < 0,028$, os efeitos viscosos são predominantes no processo de aproximação das esferas. Já para valores de $D/R^* > 0,028$, os efeitos de capilaridade e tensão superficial, força de adesão estática, são dominantes, uma vez que esta força, sempre positiva, apresenta um decaimento menos acentuado como resultado da relação entre a diminuição do raio menor de curvatura do menisco (R_{me}) e o aumento do afastamento entre as superfícies.

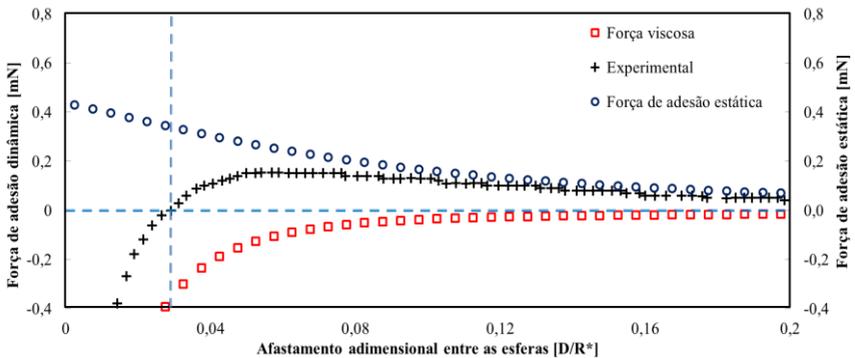


Figura 5.11 - Variação da força de adesão dinâmica em diferentes níveis de velocidade para uma configuração de esferas iguais.

Após a apresentação dos diferentes resultados associados ao fenômeno de adesão numa configuração de esferas, é possível concluir que a força de adesão estática é controlada, principalmente, pela quantidade de óleo presente entre as superfícies, sendo a força mais elevada quando o volume é maior. Por outro lado, para a condição dinâmica, a velocidade e o afastamento entre as superfícies são as principais variáveis, visto que tem relação direta com a força viscosa (atrito viscoso). De uma forma geral, o modelo proposto neste trabalho para a configuração de esferas apresentou boa concordância com os dados experimentais.

5.3.2 Configuração esfera - placa

A Tabela 5.3 apresenta os valores experimentais dos ângulos de contato aparente e de espalhamento das diferentes configurações de esfera e placa que serão usados com valor constante nas análises desta seção. Estes valores correspondem às seguintes condições: (i) volume de óleo de 5 μl , (ii) afastamento entre as superfícies de 0,4 e 1,2 mm, (iii) solubilidade de 0%, (iv) temperatura de 25 $^{\circ}\text{C}$, (v) óleo lubrificante POE ISO 10 e (vi) material das superfícies em Aço carbono 1020.

Tabela 5.3: Valores dos ângulos usados para a validação do modelos de força de adesão para a configuração de esfera e placa.

Ângulos	R6P		R5P	
	0,4 mm	1,2 mm	0,4 mm	1,2 mm
β_2	18,5 $^{\circ}$	12,9 $^{\circ}$	19,8 $^{\circ}$	14,7 $^{\circ}$
θ_2	26,0 $^{\circ}$	29,9 $^{\circ}$	24,6 $^{\circ}$	27,0 $^{\circ}$
θ_1	42,3 $^{\circ}$	33,3 $^{\circ}$	39,8 $^{\circ}$	31,3 $^{\circ}$

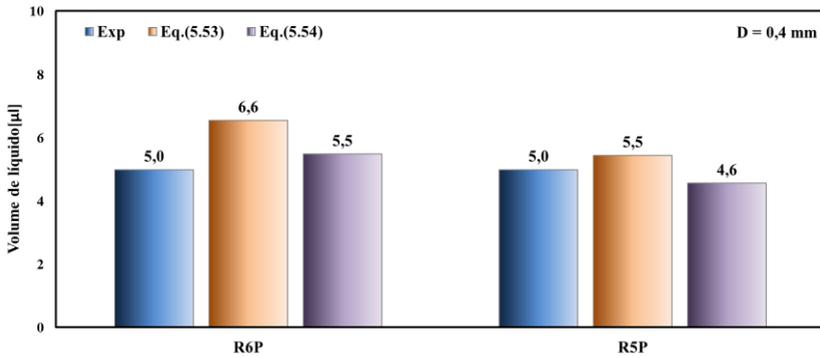
A Figura 5.12 apresenta os valores dos volumes de líquido obtidos a partir das duas abordagens apresentadas neste texto para a determinação do volume do menisco entre a esfera e a placa.

Analogamente ao que foi observado para a combinação esfera-esfera, a determinação do volume de líquido espalhado por meio da integração da curvatura do menisco, Eq. (5.67), apresentou valores mais próximos volume experimental de 5 μl . Segundo a Figura 5.12(a), para o afastamento de $D_0 = 0,4$ mm, os resultados com a Eq. (5.67) foram de 5,5 μl para R6P e 4,6 μl para R5P, gerando diferenças de 0,5 μl e 0,4 μl com relação ao volume de referência (5 μl). Com a Eq. (5.66), os resultados foram de 6,6 μl para R6P e 5,5 μl para R5P, o que significa diferenças de 1,6 μl e 0,5 μl .

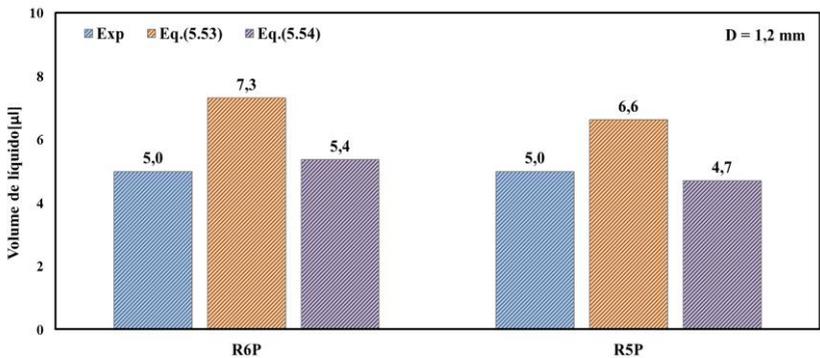
Para o afastamento $D_0 = 1,2$ mm (Figura 5.12b), percebe-se que os resultados obtidos com a Eq. (5.67) não apresentaram grandes variações. Para o caso R6P, o volume determinado numericamente foi de 5,4 μl , enquanto que para R5P, o volume foi de 4,7 μl , dando origem a diferenças de 0,4 μl e 0,3 μl . No caso da Eq. (5.66), os volumes determinados através desta expressão foram mais elevados, sendo 7,3 μl para R6P e 6,6 μl para R5P, correspondendo a diferenças de 2,3 μl e 1,6 μl .

De uma forma geral, observa-se que as duas abordagens propostas para quantificar o volume de líquido no menisco apresentaram razoável concordância com relação à condição de referência. Porém, a determinação do volume do líquido por meio da expressão de quarta ordem no ângulo de

espalhamento, Eq. (5.66), proporcionou sistematicamente valores maiores com relação àqueles determinados pela integração da curvatura do menisco, Eq. (5.67). Estes desvios se devem, provavelmente a que, na Eq. (5.66), o único parâmetro que caracteriza o espalhamento do menisco é o ângulo de espalhamento na esfera superior (β_2). Por outro lado, na metodologia de integração da curvatura do menisco, são utilizados todos os ângulos que definem a geometria final do menisco (θ_1 , θ_2 e β_2).



(a)



(b)

Figura 5.12 - Resultados comparativos entre os modelos de cálculo do volume entre a esfera e placa para afastamentos de (a) 0,4 mm e (b) 1,2 mm.

A validação da expressão para a força de adesão na configuração esfera-placa será realizada em duas etapas. Primeiramente, serão comparados os resultados da força de adesão na condição estática com dados experimentais disponíveis na literatura. Na sequência, será avaliada a

força de adesão na condição dinâmica através da comparação dos resultados numéricos com os experimentais apresentados no Capítulo 4.

Para a comparação entre os resultados numéricos e experimentais na condição estática, são usados os dados de Mason e Clark (1965). Neste trabalho, as condições dos testes foram as seguintes: (i) raio da esfera de 15 mm, (ii) tensão interfacial (γ_{LG}) de 3,2 mN/m, (iii) ângulos de contato aparente (θ) de $0,0^\circ$ (constante) e (iv) volume de líquido de 100 μl .

Para a determinação do ângulo de espalhamento na esfera, em razão da falta deste dado experimental, foi utilizada a metodologia de integração da curvatura do menisco, Eq. (5.67). Para isso, foi implementado um procedimento iterativo para calcular o ângulo de espalhamento que resultava no volume do líquido experimental com uma tolerância (critério de convergência) de 1% do volume real.

A Figura 5.13 exibe a variação da força de adesão estática em função do afastamento entre as superfícies. É possível observar que o modelo de Butt e Kappl (2009) e a expressão sugerida no presente trabalho apresentam uma boa concordância. No entanto, o modelo de Butt e Kappl (2009), Eq. (5.12), apresenta magnitudes de força de adesão maiores em relação aos valores experimentais. Isto se deve ao fato de que os autores consideraram que a região crítica de ruptura do filme localiza-se na superfície da esfera e não numa região intermediária a ambas as superfícies. Ao utilizar esta condição, assume-se uma resistência maior e, conseqüentemente, uma força de adesão estática maior.

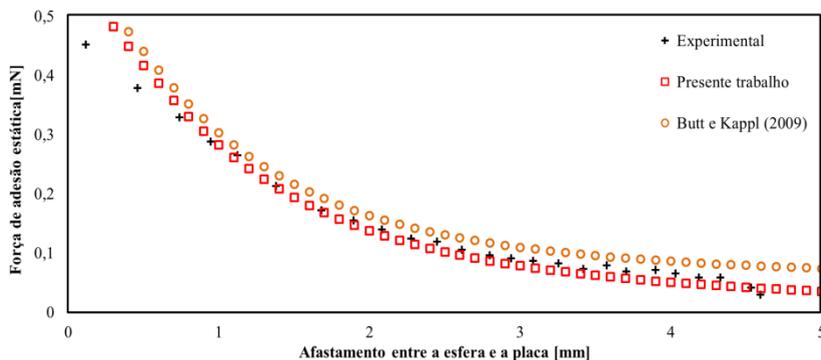


Figura 5.13 - Variação da força de adesão estática em função do afastamento entre a esfera e placa.

Também é possível observar que o modelo apresentado neste trabalho prevê um efeito de adesão maior quando o afastamento entre as superfícies próximo de zero. Este fato é resultado da prescrição

(experimental) de ângulos de contato aparentes nulos e iguais em ambas as superfícies, o que origina um ângulo de espalhamento maior na esfera e, conseqüentemente, uma força de adesão estática resultante maior entre as superfícies. O efeito de ângulo de contato aparente zero perde influência na magnitude da força à medida que o afastamento entre as esferas aumenta, visto que a área de atuação força, definida pelos ângulos e pelo raio de curvatura do menisco, diminui para afastamentos maiores.

Para analisar o efeito da solubilidade da mistura óleo-refrigerante na força de adesão estática, serão usados os valores experimentais dos ângulos de contato aparente (θ) e de espalhamento (β) mostrados na Tabela 5.4.

Tabela 5.4: Valores dos ângulos usados para a avaliar o efeito da solubilidade da mistura na força de adesão para a configuração esfera-placa.

x_R [%]	R6P			R5P		
	β_2	θ_2	θ_1	β_2	θ_2	θ_1
0	18,5°	26,0°	42,3°	19,8°	24,6°	39,8°
10	19,2°	25,6°	43,4°	21,0°	23,4°	40,3°
20	19,8°	25,2°	44,2°	21,8°	22,9°	41,7°
30	21,1°	24,0°	45,4°	22,3°	22,1°	42,7°

As seguintes condições são consideradas na simulação: (i) níveis de solubilidade de 0%, 10%, 20% e 30%, (ii) temperatura de trabalho de 25°C, (iii) afastamento entre as esferas de 0,4 mm, (iv) óleo POE ISO 10 e (v) gás refrigerante R-134a. Com relação à tensão interfacial da mistura, são utilizados os mesmos valores empregados na condição esfera-esfera.

A Figura 5.14 apresenta os resultados da força de adesão estática para a configuração esfera-placa em função dos diferentes níveis de solubilidade da mistura óleo-refrigerante para o afastamento $D_0 = 0,4$ mm. É possível observar que, assim como para a combinação esfera-esfera, os maiores níveis de força foram alcançados para a configuração R6P para a condição de óleo puro ($x_R = 0\%$). Da mesma forma, isto se deve a uma maior área de espalhamento sobre a esfera e, por conseguinte, uma maior área crítica de ruptura.

Com relação ao efeito da solubilidade da mistura, observa-se, novamente, que quando esta aumenta, a força de adesão diminui tanto para R6P como para R5P. Isto é resultado da degradação na tensão interfacial da mistura óleo-refrigerante, visto que as moléculas do refrigerante, que se posicionam na interface, possuem uma tensão interfacial menor, gerando assim um efeito de capilaridade menor na superfície.

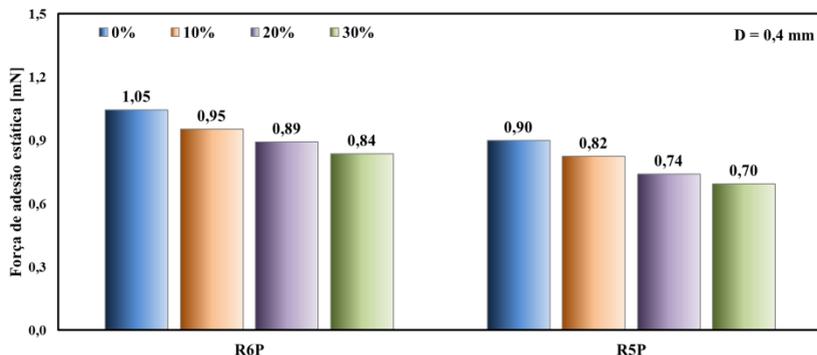


Figura 5.14 - Resultados comparativos da força de adesão estática em função da solubilidade para a configuração esfera-placa.

Para a comparação do modelo para a força de adesão em uma condição dinâmica, são utilizados os dados experimentais gerados a partir da bancada de força de adesão (configuração esfera-placa) apresentada no Capítulo 4. As seguintes condições são consideradas na simulação: (i) raios das esferas de 5 e 6 mm, (ii) tensão interfacial (γ_{LG}) de 35,6 mN/m, (iii) viscosidade dinâmica (μ) de 14,2 mPas, (iv) densidade de 921,1 kg/m³, (v) volume do óleo de 5 e 10 μ l, (vi) afastamento inicial (D_0) de 4 e 40 μ m, (vii) temperatura de 25°C, (viii) óleo POE ISO 10 e (ix) solubilidade (x_R) de 0% (óleo puro).

A variação temporal do afastamento entre a esfera e a placa e as respectivas variações das velocidades de afastamento entre as superfícies foram apresentadas, para os diferentes testes, na Figura 4.11. Estas funções foram utilizadas como dados de entrada no programa desenvolvido para a determinação da força de adesão dinâmica numa configuração de esfera e placa.

Inicialmente, o programa faz a leitura dos dados de deslocamento e velocidade em função do tempo. Na sequência, o ângulo de espalhamento é determinado através da equação do volume do menisco, Eq. (5.67). De posse destas informações, são calculados os diferentes parâmetros que definem a configuração inicial do menisco (R_c , R_{me} , R_{p2} e R_{p1}) e, por último, a força de adesão estática, a qual deve ser descontada da força de adesão dinâmica, uma vez que o transdutor de força utilizado nos testes registra só variações dinâmicas da força. Portanto, a força estática medida pelo transdutor de força é zero.

Para a determinação da variação dinâmica da força, utilizou-se, como dito no início desta seção, o método de Runge-Kutta-Nyström para resolver

a Eq. (5.41), segunda lei de Newton, e a equação do volume do menisco, Eq. (5.67), para determinação a variações dos diferentes parâmetros que definem a configuração inicial do mesmo.

Para um melhor entendimento dos resultados a serem discutidos a seguir, a Tabela 5.5 reapresenta os nomes e características dos testes realizados. Por exemplo, o Teste 1 considera uma esfera de raio de 5 mm, com afastamento inicial de 4 μm e volume de óleo igual a 5 μl . Este mesmo raciocínio se utiliza para a definição dos outros testes.

Tabela 5.5: Apresentação dos testes de força de adesão para diferentes condições de operação.

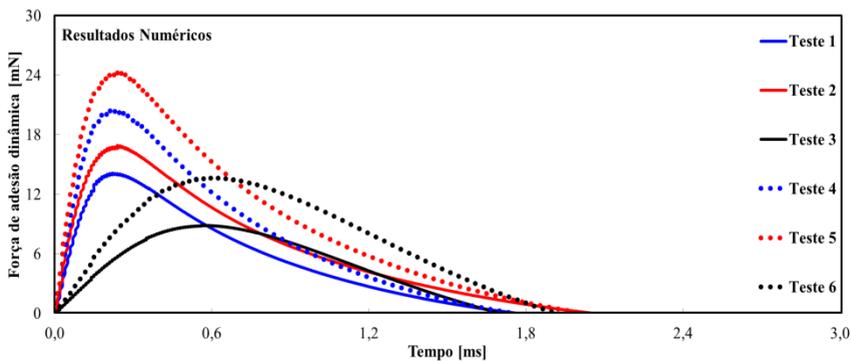
Nome	Esfera e Placa		Afastamento [μm]		Volume [μl]	
	R5P	R6P	4	40	5	10
Teste 1	■		■		■	
Teste 2	■		■			■
Teste 3	■			■	■	
Teste 4		■	■		■	
Teste 5		■	■			■
Teste 6		■		■	■	

A partir dos resultados numéricos (Figura 5.15a) foi possível identificar quatro aspectos importantes. O primeiro deles está relacionado com a variação do volume de óleo entre as superfícies. Observa-se que, analogamente aos resultados experimentais (Figura 5.15b), o aumento do volume de óleo gera uma maior força de adesão dinâmica entre as superfícies. Por exemplo, considerando a combinação R5P, a força máxima de adesão para o Teste 1, com volume de 5 μl , foi de 14,1 mN, enquanto que para o Teste 2, que considera um volume de 10 μl , a força máxima foi de 16,9 mN. Isto também foi observado na combinação R6P (Testes 4 e 5).

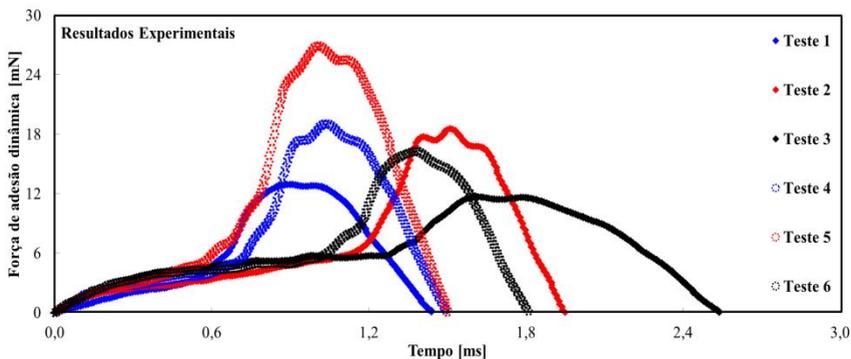
Este aumento é consequência de uma área de espalhamento maior da película, uma vez que o afastamento inicial é igual para ambos os volumes. Desta forma, há um aumento dos raios de contato do filme na esfera (R_{p2}) e na base (R_{p1}), definidos na Figura 5.4. Esta variação leva a uma área crítica de ruptura maior (área de atuação da força) e, portanto, a uma força de adesão maior entre as superfícies.

O segundo aspecto tem relação com o efeito do raio de curvatura da esfera, de modo que a força de adesão é maior para a esfera de maior raio. De acordo com os resultados, a força de adesão máxima para o Teste 2, que

considera uma esfera de raio 5 mm, foi de 16,9 mN. Para o Teste 5, com uma esfera de raio 6 mm, a força máxima foi de 24,4 mN. Este mesmo comportamento foi observado em todas as outras condições avaliadas.



(a)



(b)

Figura 5.15 - Resultados (a) numéricos e (b) experimentais da força de adesão dinâmica para a combinação de esfera e placa.

Para uma geometria de placas planas com afastamento prescrito, o espalhamento do filme acontece unicamente na direção radial. No entanto, quando uma superfície é curva, o espalhamento na direção axial passa a ser cada vez mais importante à medida que a curvatura das superfícies aumenta (efeito de capilaridade), em função do deslocamento tangencial à superfície. Portanto, para a esfera de 5 mm o espalhamento axial é mais importante e, com isso, cria-se uma área crítica de ruptura menor e, por conseguinte, uma força de adesão menor.

O terceiro aspecto está relacionado com o afastamento inicial entre as superfícies (D_0). Segundo os resultados, um maior afastamento entre as superfícies causa uma menor força de adesão. Segundo a Figura 5.15(a), a força máxima para o Teste 4, com $D_0 = 4 \mu\text{m}$, foi de 20,5 mN, entretanto, para o Teste 6, onde $D_0 = 40 \mu\text{m}$, a força máxima foi de 13,7 mN. Isto se deve, novamente, à variação da área crítica de ruptura, uma vez que um afastamento maior, sendo o volume constante, implica em uma diminuição do ângulo de espalhamento em virtude do deslocamento, em direção ao eixo central do sistema, dos raios de contato do filme na esfera (R_{p2}) e na base (R_{p1}), originando, então, a diminuição da força de adesão.

O último aspecto, e mais importante de todos, tem relação com a variação temporal das forças de adesão determinadas numérica e experimentalmente. São observadas, nas Figura 5.15(a) e (b), diferenças consideráveis entre ambos os resultados, principalmente no que diz respeito ao tempo necessário para alcançar a força de adesão máxima. De acordo com a Figura 5.15(a), para as condições de menor afastamento, independente do volume utilizado, a condição de força máxima é rapidamente atingida. No entanto, conforme a Figura 5.15(b), isto não acontece experimentalmente, uma vez que existe um período inicial no qual a variação da força de adesão dinâmica não é tão acentuada.

A Figura 5.16 exhibe o processo de deformação do menisco de óleo para as condições de operação do Teste 1. Observa-se que, inicialmente, não existem grandes variações na deformação do menisco devido a um processo quase estático que ocorre até aproximadamente 0,7 ms. Este comportamento manifesta-se com pequenas variações da força de adesão, como pode ser observado na Figura 5.15(b), uma vez que as variações no afastamento entre as superfícies não são muito acentuadas. Acredita-se também que este comportamento esteja diretamente relacionado com o próprio transiente do atuador pneumático, uma vez que é necessário gerar uma diferença de pressão entre as câmaras internas do atuador para atingir a condição de velocidade máxima no cilindro pneumático. Após esse intervalo inicial, até aproximadamente 1,3 ms, observa-se um deslizamento das interfaces óleo/superfícies (linha de contato) em função da aceleração gerada pelo atuador (afastamento da esfera superior). Como resultado da transição entre as condições quase estática e dinâmica, inicia-se o processo de deformação do menisco tanto na direção radial quanto na direção axial à base e, conseqüentemente, à geração de uma força de adesão máxima como resultado, principalmente, dos efeitos da resistência viscosa. Por último, observa-se que as interfaces óleo/superfícies não apresentam maiores variações em seus formatos. Contudo, existe um deslocamento do volume principal de óleo sobre uma camada de óleo residual provocada pelos

efeitos de tensão superficial na placa base e na esfera. Este comportamento dá origem à formação de um pescoço de líquido na região central do sistema que se deforma em ambas as direções (radial e axial) até sua ruptura (detalhes na Figura 4.12). Em contrapartida, observa-se que a força de adesão calculada apresenta um decaimento contínuo no seu valor como resultado de um afastamento maior entre a esfera e a placa base.

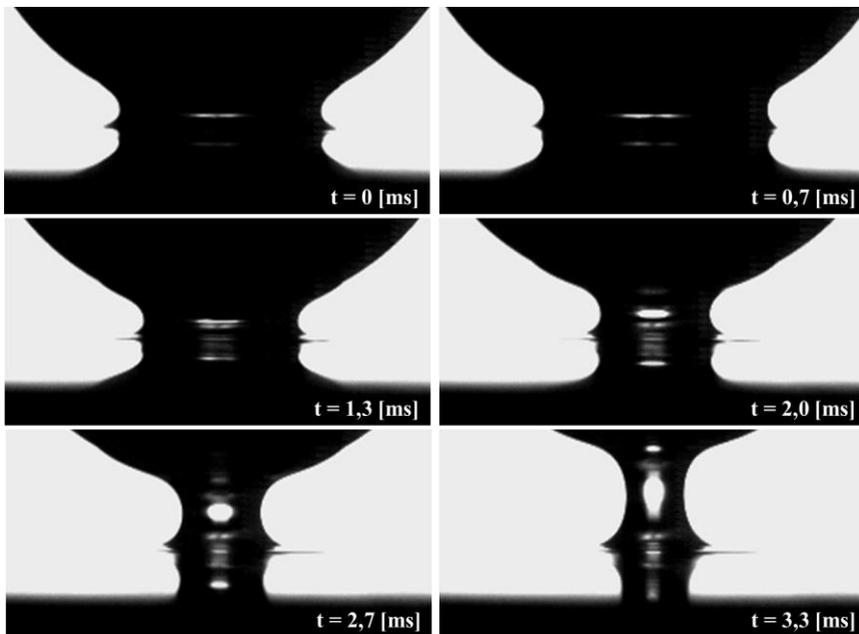


Figura 5.16 - Deformação dinâmica do menisco líquido para as condições de operação do Teste 1.

O modelo apresentado neste trabalho é fundamentado na variação axial do menisco e, a partir disto, determina por meio de relações geométricas o deslocamento radial da interface líquido-gás (linha de contato). Assim, os raios de contato do filme com as superfícies (R_{p2} e R_{p1} – ver Figura 5.4) também sofrem movimentação, uma vez que o volume do menisco permanece constante. Além disso, o modelo desconsidera os efeitos de rugosidade das superfícies, bem como os próprios efeitos das tensões superficiais nas interfaces sólido-líquido e sólido-gás, em razão da sua formulação ser unidimensional (somente variação axial).

Portanto, as diferenças entre os resultados experimental e numérico devem-se, principalmente, à forma com que menisco se deforma em função

do tempo. Na Figura 5.16, é possível observar a existência de um volume remanescente sobre as superfícies quando a esfera movimenta-se na direção axial (ou seja, o volume do menisco propriamente dito não se conserva), sendo este um processo de deformação diferente do adotado no modelo apresentado no presente trabalho.

Para a caracterização da deformação do filme, foram utilizados dados experimentais do afastamento entre as superfícies gerados a partir dos dados coletados pela fibra óptica, a qual apresenta uma sensibilidade de 0,6 mV/ μm . Este valor de sensibilidade, embora garanta uma boa precisão nos resultados, faz com que, para pequenas variações na tensão do equipamento, obtenha-se um sinal de deslocamento da ordem de micrômetros, sendo este valor da mesma ordem de grandeza que as condições iniciais utilizadas nos diferentes testes (Tabela 5.5). Portanto, as informações do deslocamento da esfera na região quase estática não foram capturadas com total nitidez pela fibra, em razão das limitações do próprio equipamento devido às incertezas e flutuações do sinal de alimentação. Além disso, a utilização de uma alta velocidade de afastamento em comparação com o tempo de resposta do transdutor, fez com que algumas informações importantes sobre o deslocamento da esfera fossem perdidas. Contudo, apesar destas complicações, os valores de força máxima experimental e numérico, apresentaram boa concordância entre si, como mostra a Tabela 5.6, visto que as incertezas associadas às forças experimentais ($\pm 7,28$ mN) são da mesma ordem de grandeza das diferenças entre ambos os resultados (Apêndice D).

Tabela 5.6: Valores de força de adesão máxima experimental e numérica para a configuração de esfera e placa.

Teste	R5P	
	Numérico [mN]	Experimental [mN]
1	14,1	12,9
2	16,9	18,5
3	8,9	11,7
Teste	R6P	
	Numérico [mN]	Experimental [mN]
4	20,5	19,0
5	24,4	26,9
6	13,7	16,3

5.3.3 Configuração placa - placa

O número de trabalhos experimentais disponíveis na literatura para a determinação da força de adesão é muito restrito, ainda mais quando a combinação entre as superfícies considera placas paralelas (discos). Estas limitações devem-se à elevada complexidade do desenvolvimento de bancadas de teste e do procedimento experimental, especialmente de modo a garantir o alinhamento entre os planos de ambas as superfícies.

Observando as expressões propostas para a força de adesão por De Souza *et al.* (2008), Sasaki *et al.* (2009) e a proposta neste trabalho, é possível identificar algumas diferenças. Para quantificar estas diferenças, a Figura 5.17 apresenta a variação da força de adesão em função de diferentes níveis de afastamento entre as placas.

As condições utilizadas na simulação são as seguintes: (i) ângulo de contato aparente (θ) de $42,3^\circ$ (constante), (ii) tensão interfacial (γ_{LG}) de $35,6$ mN/m, (iii) volume do óleo de 5 μ l, (iv) afastamento inicial (D_0) de 40 μ m, (v) temperatura de 25°C e (vi) óleo POE ISO 10.

É importante destacar que, as condições de simulação utilizadas nesta análise respondem às condições usadas nos testes de esfera-placa apresentados anteriormente. Embora, estes parâmetros não necessariamente devam caracterizar uma condição de placa-placa, elas foram prescritas com o simples objetivo de comparar os diferentes modelos de força de adesão na condição estática.

Com relação aos resultados comparativos dos diferentes modelos de força de adesão estática mostrados na Figura 5.17, destaca-se que os resultados obtidos com o modelo de Sasaki *et al.* (2009), Eq. (5.13), apresenta um comportamento diferente dos outros dois modelos para afastamentos menores que $1,2$ mm.

Esta diferença é resultado da utilização de um menisco côncavo na direção vertical ($1/R_c$), que dá origem a uma força de repulsão maior à medida que o afastamento diminui. As forças geradas pelos outros dois modelos preveem um aumento na força de adesão (o que é correto) à medida que o afastamento é reduzido.

A Figura 5.17 também mostra que o modelo proposto por De Souza *et al.* (2008), Eq. (5.11), apresenta uma variação mais acentuada para valores de espessura do filme menores que 1 mm, em comparação com os resultados obtidos no atual trabalho. A diferença entre os modelos, mais uma vez explica-se pela definição do ponto de aplicação da força. Enquanto De Souza *et al.* (2008) consideram a força gerada a partir do contato entre o menisco e a placa superior, o presente trabalho assume que esta mesma força é deve ser computada numa região dentro do menisco, chamada de

região crítica de ruptura, o que não necessariamente acontece sobre a placa em movimento.

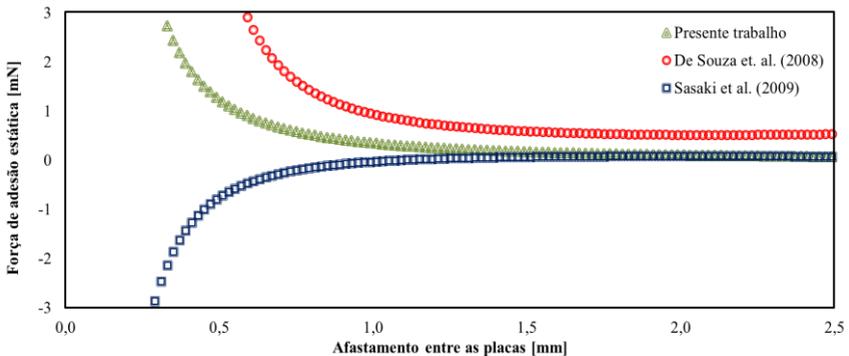


Figura 5.17 - Resultados comparativos da força de adesão estática para uma configuração de placas planas.

Um dos poucos trabalhos disponíveis na literatura para avaliar o efeito da força de adesão dinâmica em uma configuração placa-placa é o realizado por Resch e Scheidl (2013). Neste trabalho, os autores estudaram experimentalmente o fenômeno de adesão entre dois discos paralelos de igual material e baixa rugosidade.

Para avaliar a expressão proposta para a força de adesão em uma condição dinâmica, são utilizados os dados experimentais de Resch e Scheidl (2013), os quais fornecem, além do valor da força experimental, a velocidade e o deslocamento da placa superior em função do tempo.

Para analisar a deformação do menisco considerando o volume de líquido constante e conhecido, foram utilizadas as duas abordagens apresentadas anteriormente. A primeira delas assume que o menisco pode ser caracterizado por um hiperbolóide de dimensões finitas (R_{me} e R_{mi}), Eq. (5.74). Já a segunda abordagem, utiliza a integração da variação do raio de curvatura do menisco, Eq. (5.75).

Como o volume da gota não foi fornecido pelos autores, foi utilizada a condição máxima do sistema, que considera um disco finito de espessura ($D_0 = 0,2$ mm) e raio ($R = 10$ mm) conhecidos. O valor da viscosidade dinâmica foi de 43,2 mPa.s, fornecida pelos autores, que corresponde a um óleo mineral comumente utilizado em sistemas hidráulicos.

A Figura 5.18 mostra a variação da força de adesão dinâmica em função do tempo. Ambas as expressões utilizadas para determinar o processo de deformação do menisco apresentaram boa concordância com relação aos resultados experimentais. A força máxima determinada

experimentalmente por Resch e Scheidl (2013) foi de 13,0 N, e a força máxima determinada pela integração da curvatura do menisco foi de 13,7 N e de 11,4 N pela aproximação de hiperbolóide.

Com relação à variação da força em função do tempo, é possível observar que para ambos os modelos numéricos a força máxima é atingida antes do valor máximo experimental. Estas diferenças podem estar associadas à caracterização do espalhamento do óleo entre as superfícies, uma vez que o valor do ângulo de contato utilizado nas simulações foi de $42,3^\circ$, valor determinado para a configuração R6P, devido à inexistência desse valor no trabalho.

Também é possível observar que a variação da força de adesão no início do processo em ambas as metodologias difere um pouco do comportamento da força experimental. Isto se deve, como explicado na comparação dos resultados da força dinâmica para uma combinação esfera-placa, à condição do modelo proposto neste trabalho ser unidimensional e determinar as variações radiais do menisco a partir do deslocamento axial e relações geométricas.

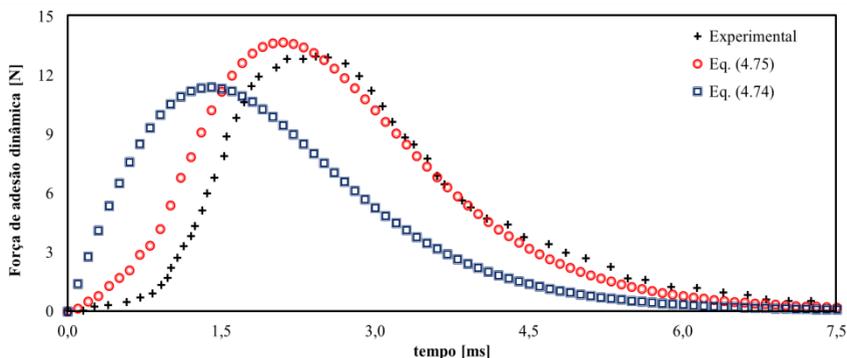


Figura 5.18 - Resultados comparativos da força de adesão dinâmica para uma configuração de placas planas (resultados de Resch e Scheidl, 2013).

Ainda é possível associar as diferenças observadas na Figura 5.18, as que também foram vistas na Figura 5.15, à desconsideração da influência do raio de curvatura externa do menisco (R_{me}) na caracterização da pressão na interface líquido-gás. No presente trabalho, a pressão da interface foi determinada a partir da equação de Young-Laplace, Eq. (5.1), considerando, unicamente, o efeito do raio de curvatura do menisco (R_c). No entanto, o uso desta hipótese restringe a viabilidade do modelo para condições nas quais o raio de curvatura do menisco é menor que o raio de curvatura externa do menisco ($R_c/R_{me} \leq 1$).

Com relação à Figura 5.18, a desconsideração do raio de curvatura externa do menisco na modelagem da pressão da interface, manifesta-se através de uma força de adesão maior no início do processo de afastamento, visto que uma menor diferença será gerada entre as pressões externas e internas do menisco, o que traz como consequência uma região crítica de ruptura maior. Já na Figura 5.15, este efeito apresenta-se por meio de um decaimento menos acentuado da força de adesão dinâmica no processo de rompimento do filme, já que o efeito de bombeamento capilar, o qual acelera a ruptura do filme devido a que a pressão interna do pescoço é maior que a pressão externa ao menisco, não é levado em conta pelo presente modelo.

5.3.4 Comentários sobre a área de atuação da força de adesão

Ao longo do texto foi discutido que as principais divergências entre os diferentes modelos apresentados na literatura para a determinação da força de adesão com relação aos propostos no presente trabalho estão na definição da área de atuação da força. Na maior parte destes trabalhos, define-se a área de aplicação da força como a região de contato entre a película de líquido com a superfície móvel. No entanto, no presente trabalho, adota-se uma região intermediária a ambas as superfícies.

A equação de Reynolds para a lubrificação hidrodinâmica em coordenadas cilíndricas, que serviu de base para este trabalho, tem como uma das principais hipóteses que a variação da pressão interna do filme é constante na direção axial. Entretanto, a pressão interna no filme ainda é função da posição radial, e a escolha da área de integração da pressão para a obtenção da força de adesão deve ser compatível com a posição em que a pressão é calculada. No presente trabalho, adotou-se como área de referência uma região intermediária às superfícies. Embora a integração sobre a superfície de uma esfera seja uma opção válida, ela acarreta algumas complicações, uma vez que se deve considerar a curvatura da própria superfície a fim de calcular a força na direção z .

A área de integração da força adotada aqui é a chamada região crítica de ruptura, dada pela menor distância entre o eixo central do sistema e a interface entre o líquido e o gás, distância esta que define o menor raio de curvatura do menisco (R_{me}). A hipótese de que esta área seja o ponto de ruptura do menisco baseia-se na observação experimental apresentada no Capítulo 4, onde se observou que a ruptura do menisco acontece dentro do filme (pescoço) e não em algumas das interfaces com as superfícies (Figura 4.12).

Por fim, entende-se que a resistência à deformação por parte do filme se dá principalmente pelos efeitos de atrito interno no filme (efeitos viscosos) e não por uma condição de tensão de cisalhamento com as superfícies (ver Apêndice E). Sendo assim, a utilização de uma área de integração interna ao menisco permitiria caracterizar melhor os verdadeiros efeitos associados ao fenômeno de adesão em superfícies e o processo de deformação e ruptura do menisco.

5.4 SÍNTESE

Neste capítulo, foi descrita passo a passo a elaboração dos modelos de força de adesão para diferentes configurações geométricas do menisco. Os modelos foram capazes de prever o efeito da força de adesão entre superfícies tanto em condições estáticas como dinâmicas.

Os modelos foram validados, na sua maior parte, com resultados experimentais obtidos de diferentes trabalhos. Os resultados do modelo, em geral, apresentaram boa concordância quando comparados com dados experimentais, demonstrando ser uma ferramenta importante para um melhor entendimento do fenômeno.

No capítulo seguinte, será apresentada a elaboração do modelo de adesão em válvula, o qual é uma aplicação mais prática dos modelos aqui apresentados. Também será descrito o processo de integração do modelo de adesão em válvula com o modelo de simulação do compressor (RECIP), o que permitirá determinar a verdadeira importância do fenômeno de adesão em válvulas de um compressor hermético alternativo em condições reais de operação.

6. FENÔMENO DE ADESÃO EM VÁLVULAS

Para o entendimento do funcionamento dos compressores herméticos alternativos, é necessário um amplo conhecimento dos processos que acontecem em seu interior. Até os dias de hoje, um número significativo de trabalhos foi publicado na literatura, principalmente sobre escoamento e dinâmica de válvulas de palheta automáticas de sucção e descarga. A ampla diversidade de trabalhos (teóricos, experimentais e de simulação numérica) se deve principalmente à necessidade de aumentar a eficiência e a confiabilidade do compressor, bem como a melhora do desempenho do ciclo de refrigeração. Cabe destacar que a maioria destes trabalhos desconsidera o efeito de adesão no processo de abertura das válvulas ou simplesmente assumem que este efeito corresponde a um valor constante no balanço de forças.

Como foi mencionado no Capítulo 1, o objetivo geral do presente trabalho é analisar a influência da força de adesão no processo de abertura das válvulas. Na seção a seguir, é apresentada uma revisão bibliográfica dos trabalhos relacionados com escoamento e dinâmica de válvulas, assim como daqueles associados à força de adesão em válvulas.

6.1 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Esta revisão tem com finalidade determinar o estágio atual do desenvolvimento da área, melhorar o entendimento dos fenômenos, revisar os modelos atuais e definir as vantagens e desvantagens de cada uma das abordagens já adotadas para resolver o problema da força de adesão em válvulas.

6.1.1 Escoamento e dinâmica de válvulas

Até o início da década de 1970, a maioria dos pesquisadores orientava seus esforços na elaboração de modelos teóricos para o escoamento em geometrias simplificadas de válvulas capazes de serem resolvidos analiticamente (Livesey, 1959; Moller, 1963; Jackson e Symmons, 1965). Para isso, muitas hipóteses simplificativas foram adotadas, resultando em limitações na aplicação dos modelos. Posteriormente, a quase totalidade dos trabalhos passou a empregar modelos numéricos para a solução das equações governantes, conseguindo representar o escoamento e a dinâmica de válvulas de forma mais consistente, com resultados mais confiáveis e com uma maior abrangência de aplicações tecnológicas.

Piechna e Meier (1986) utilizaram a metodologia de elementos finitos para estudar o escoamento laminar bidimensional em um difusor radial. Além do regime permanente, também foi resolvida a condição de regime transiente no escoamento, impondo um movimento periódico para o disco frontal. Os autores concluíram que existe uma região de separação do escoamento na entrada do difusor que é fortemente afetada pelo movimento do disco.

Cyklis *et al.* (1994) utilizaram simulações numéricas na otimização da geometria de uma válvula de sucção automática de um compressor alternativo. Fazendo uso de um modelo bidimensional, os autores avaliaram as linhas de corrente do escoamento e propuseram alterações na geometria da válvula, obtendo uma configuração com menor perda de carga.

Possamai (1994) utilizou a metodologia de volumes finitos para estudar um difusor radial, onde se considerou um disco frontal inclinado, submetido a um escoamento laminar, incompressível e isotérmico. O autor verificou que a inclinação do disco altera significativamente os campos de pressão e velocidade. Mesmo para pequenas inclinações, a distribuição de pressão sobre a palheta torna-se altamente assimétrica.

Deschamps *et al.* (1996) resolveram através de metodologias numéricas, pelo método dos volume finitos, o escoamento turbulento em difusores radiais em discos paralelos, utilizando o modelo de turbulência RNG k- ϵ . A comparação entre os resultados de distribuição de pressão sobre o disco frontal com dados experimentais forneceu picos de pressão negativos não detectados por outros modelos de turbulência.

Lopes e Prata (1997) desenvolveram um modelo numérico de malha móvel para a análise de o escoamento laminar em difusores radiais com discos paralelos. Os autores resolveram a dinâmica do disco frontal segundo um modelo com um grau de liberdade, a qual se mostrou promissor para a análise da dinâmica de válvulas do tipo palheta.

Matos (2002) analisou numericamente o comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta em compressores alternativos, modelando a válvula de descarga na presença de efeitos de turbulência e compressibilidade. Para a dinâmica da palheta foi adotado um modelo de um grau de liberdade, enquanto que o método de volumes finitos foi empregado na solução do campo do escoamento pela válvula. Resultados de pressão média no cilindro durante o processo de descarga apresentaram mais de um pico de sobrepessão, conforme observado em dados experimentais, mas não previsto por modelos mais simples.

Machu *et al.* (2004) desenvolveram um método para simular o comportamento dinâmico de válvulas do tipo palheta através do método de elementos finitos. Os resultados comparam os deslocamentos da válvula

com dados experimentais em duas frequências de operação. Embora os tempos de abertura da válvula tenham apresentado boa concordância com dados experimentais, foram observadas diferenças nas amplitudes das aberturas, as quais foram atribuídas à dependência de vários parâmetros de ajustes do modelo.

Kwon *et al.* (2004) empregaram o método de elementos finitos para a determinação de uma geometria ótima de válvula para compressores operando em altas pressões devido ao uso de CO₂. Os autores consideraram a flexibilidade e a confiabilidade como os dois fatores primordiais para a análise. Em cada caso estudado, foram analisadas as tensões de flexão, tensões de contato entre a válvula e o limitador de curso e a frequência natural de cada válvula. Para as válvulas projetadas para operação em alta velocidade, os autores sugeriram a utilização de novos materiais de fabricação para garantir a confiabilidade das mesmas.

Pereira *et al.* (2007) fizeram uma análise do sistema de válvulas de compressores herméticos alternativos. Utilizando um código de simulação comercial baseado no método de volumes finitos, os autores construíram um modelo tridimensional com um bom nível de detalhamento geométrico. A dinâmica das válvulas e o escoamento foram resolvidos de forma simultânea, conforme proposta por Matos (2002). Os resultados obtidos para o processo de descarga foram satisfatórios apesar de apresentar algumas discrepâncias no segundo pico de sobrepressão, efeito devido à restrição do modelo a um grau de liberdade adotado para a dinâmica das válvulas.

6.1.2 Trabalhos sobre força de adesão em válvulas

A presença de um filme de óleo entre o assento e a palheta causa uma aderência entre as duas superfícies, fazendo com que a válvula atrase sua abertura. Este fenômeno é conhecido como adesão e vem sendo estudado teórica e experimentalmente por diversos autores.

Lorentzen (1955) ressaltou que o efeito de adesão tem influência direta na dinâmica da válvula, uma vez que uma força maior deve ser aplicada na válvula para gerar sua abertura. Lorentzen e Johansen (1963) comentaram que, mesmo para baixas velocidades de abertura, o efeito de manter a válvula colada no assento pelo óleo lubrificante ainda está presente. Além disso, os autores argumentam que este efeito provoca um pico de pressão no momento da abertura da válvula devido à variação repentina, após ruptura do filme, da força aplicada sobre a válvula.

Czaplinski (1965) observou que, para a condição na qual não há presença de óleo, considerada a condição ideal, a válvula deve abrir e fechar sem salto de pressão e sem aderência com o assento.

MacLaren e Kerr (1968) sugerem que é possível determinar experimentalmente um coeficiente de ajuste para diminuir as discrepâncias entre os resultados numéricos e experimentais no processo de abertura da válvula. A ideia proposta pelos autores considerava a utilização de dois conjuntos de válvulas montados dentro e fora do compressor, sendo a razão entre os resultados o coeficiente de ajuste a utilizar no modelo numérico. Os autores concluíram, após realizar vários testes, que as discrepâncias entre os resultados teóricos e experimentais são devidas à adesão da válvula ao assento no momento da abertura. Além disso, comentaram que este fenômeno é difícil de ser caracterizado experimentalmente devido a sua intermitência e pouca repetitividade.

Wambsganss (1966) sugeriu que o atraso da válvula no processo de abertura é devido à força de adesão gerada pela presença de um filme de óleo entre o assento e a válvula na posição fechada. Analogamente a MacLaren e Kerr (1968), Wambsganss (1966) comentou que este efeito poderia ser investigado através da comparação direta entre os resultados teóricos e experimentais utilizando valores constantes de força de adesão para o ajuste do modelo.

Giacomelli e Giorgetti (1974) realizaram uma análise experimental com o objetivo de quantificar o efeito de adesão devido à presença de óleo, além de estabelecerem uma relação entre a força atuando sobre a válvula e o tempo que esta leva para deixar o assento devido ao momento gerado pela força aplicada. Com relação aos resultados experimentais obtidos nos diferentes testes, os autores concluíram que é de suma importância limitar a presença de óleo entre a válvula e assento devido ao efeito de atraso que esta película origina na abertura da válvula.

Brown *et al.* (1975) mostraram teoricamente os processos envolvidos no fenômeno de adesão em válvulas. Os autores realizaram testes experimentais com o objetivo de relacionar o tempo de atraso e a força de adesão sob condições de trabalho próximas às reais em um compressor.

Pringle (1977) investigou teórica e experimentalmente o efeito de adesão em válvulas automáticas de um compressor hermético alternativo. Para isso, foram determinados experimentalmente os valores de atraso de abertura da válvula sob diferentes condições de operação considerando o efeito de adesão entre a palheta e o assento. Da mesma forma, foram analisados os efeitos da geometria do assento, a viscosidade do óleo e a variação das pressões nas câmaras. O modelo desenvolvido, que não é completamente analítico já que utiliza uma série de coeficientes

determinados experimentalmente, baseia-se na hipótese de película fina. De acordo com os resultados, o autor sinalizou que o fenômeno de cavitação tem influência direta no tempo de abertura da válvula e na dinâmica desta, uma vez que altera as propriedades físicas do lubrificante.

Bauer (1990) estudou a influência de líquidos em válvulas de compressores. O principal interesse deste trabalho de modelagem foi analisar o efeito da geometria sobre o efeito de adesão. Segundo o autor, este efeito é mais importante quando a rotação do compressor aumenta ou quando a espessura inicial do filme de óleo é maior. Com relação a variações geométricas, Bauer (1990) recomenda uma menor área de contato entre a válvula e o assento, como também a utilização de molas na válvula para garantir uma separação progressiva da superfície.

Prasad e Panayil (1996) realizaram um trabalho experimental concentrando na identificação dos parâmetros dominantes e como estes influenciam no fenômeno de adesão de uma válvula de palheta do tipo anel. De acordo com os resultados, o volume e a viscosidade do óleo, conjuntamente com a área de contato, são os parâmetros dominantes no fenômeno de adesão e na dinâmica da válvula no momento da abertura desta. Da mesma forma que Bauer (1990), a diminuição da área de contato entre a válvula e o assento reduziu o volume de óleo presente e, por conseguinte, o efeito de adesão.

Khalifa e Liu (1998) apresentaram um modelo analítico para o comportamento dinâmico de uma válvula de sucção do tipo palheta para uma condição em que o óleo preenche todo o volume entre a palheta e o assento (Figura 6.1). Por se tratar de um modelo amplamente utilizado na literatura e que servirá de comparação para o modelo de força de adesão em válvulas proposto nesta tese, uma descrição mais detalhada de suas equações governantes é apresentada a seguir.

O modelo de Khalifa e Liu (1998) para a deformação da película de óleo foi desenvolvido a partir equação de Reynolds para a lubrificação hidrodinâmica em coordenadas cilíndricas. A variação da pressão interna no filme de óleo é dada por:

$$P(\xi) - P_{ol} = \frac{3\mu R_{orif}^2}{D^3} \frac{dD}{dt} \left(\xi^2 - 1 + \frac{\ln \xi}{\ln X} (1 - X^2) \right) + (P_s - P_{ol}) \left(1 - \frac{\ln \xi}{\ln X} \right) \quad (6.1)$$

em que os parâmetros adimensionais X e ξ , que definem a geometria do filme, são dados por: $X = R_{val}/R_{ori}$ e $\xi = r/R_{ori}$, onde r é a coordenada radial

de origem no eixo de simetria. P_s e P_{OL} são as pressões na câmara de sucção e no filme óleo, respectivamente. R_{ori} é o raio do orifício de sucção e R_{val} é o raio da válvula.

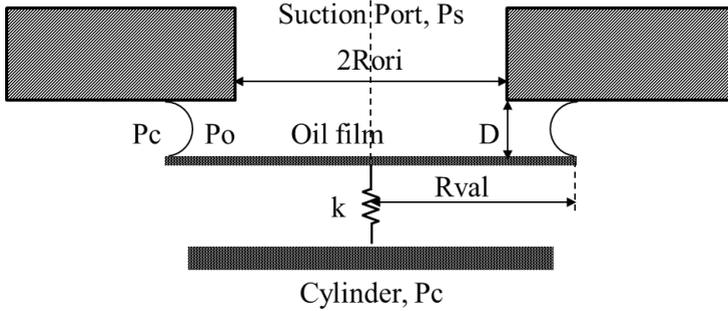


Figura 6.1 - Geometria da válvula de sucção utilizada por Khalifa e Liu (1998).

Assumindo equilíbrio dinâmico, a pressão no filme de óleo, P_o , e a pressão do gás no interior do cilindro, P_c , se relacionam pela equação de Young-Laplace:

$$P_{ol} - P_c = -\frac{2\gamma_{LG}\cos(\theta)}{D} \quad (6.2)$$

em que γ_{LG} é a tensão interfacial entre o gás e o óleo, D é a espessura do filme ou a distância entre a palheta e o assento e θ é ângulo de contato.

Combinando as duas equações acima, obtém-se uma expressão para a pressão no filme de óleo:

$$P(\xi) - P_c = \frac{3\mu R_{ori}^2}{D^3} \frac{dD}{dt} \left(\xi^2 - 1 + \frac{\ln \xi}{\ln X} (1 - X^2) \right) + (P_s - P_c) \left(1 - \frac{\ln \xi}{\ln X} \right) - \frac{2\gamma \cos(\theta)}{D} \quad (6.3)$$

em que as componentes da força resultante sobre a válvula são obtidas a partir da integração desta expressão sobre a área de contato entre o filme de óleo e a válvula (Khalifa e Liu, 1998). A componente responsável pelos efeitos viscosos é dada por:

$$F_v = \frac{3\pi\mu R_{ori}^4}{2D^3} \frac{dD}{dt} \left[1 - X^4 + \frac{1 - 2X^2 + X^4}{\ln X} \right] \quad (6.4)$$

A força devida aos efeitos de capilaridade entre o óleo e o gás é computada a partir da expressão:

$$F_{\text{cap}} = -\pi R_{\text{ori}}^2 (X^2 - 1) \frac{2\gamma_{\text{LG}} \cos(\theta)}{D} \quad (6.5)$$

A força que leva em consideração, além da força originada pela distribuição de pressão no filme de óleo, o efeito da diferença de pressão entre a câmara de sucção e o cilindro sobre a válvula é:

$$F_{\text{ext}} = \pi R_{\text{ori}}^2 (P_s - P_c) \left[\frac{X^2 - 1}{2 \ln X} \right] \quad (6.6)$$

Deve ser mencionado que o modelo de Khalifa e Liu (1998) não leva em conta a ocorrência de cavitação no filme de óleo, fenômeno que acelera a ruptura do filme devido à presença de fluido refrigerante e reduz a influência do óleo na abertura da válvula. Para a previsão da força de adesão, é necessário conhecer espessura inicial do filme de óleo entre a palheta e o assento, D_o , informação esta geralmente não disponível. Outro efeito desconsiderado por Khalifa e Liu foi o do volume de óleo na película. De fato, o modelo considera que o óleo está presente de maneira uniforme em toda a área de contato entre a válvula e o assento. Na realidade, uma má distribuição do óleo pode ocorrer pelo arraste causado pelo gás refrigerante que entra ou sai do cilindro. Isto geraria a presença de uma força de adesão não homogênea devido a (i) pontos de menor tensão atuando sobre algumas regiões da válvula, e (ii) áreas de passagem irregulares para o gás, provocando perturbações no escoamento e uma maior flexão na abertura ou no fechamento da palheta. Também é desconsiderado no modelo o efeito de curvatura nas extremidades interna e externa do menisco de óleo e a condição da ruptura do filme de óleo (sem ruptura).

Khalifa e Liu (1998) ressaltam que no funcionamento real do compressor, a viscosidade do filme de óleo não permanece constante devido a efeitos térmicos e absorção de gás refrigerante pelo óleo devido à variação da pressão. Além disso, os autores comentam que a principal componente da força de adesão é a parcela viscosa devida à dilatação do filme de óleo entre a válvula e o assento.

Pereira *et al.* (2007b), fazendo uso do modelo proposto por Khalifa e Liu (1998), apresentaram uma análise da influência da força resultante sobre a válvula de descarga para diferentes espessuras iniciais de filme de óleo. Além disso, para cada espessura inicial do filme de óleo foram calculadas as magnitudes de cada termo da força resultante. Os autores

concluíram que a presença da força de adesão provoca um atraso na abertura da válvula em torno de um grau do ângulo de manivela.

6.1.3 Observações finais

Observou-se nos trabalhos sobre escoamento e dinâmica de válvulas que a hipótese de a válvula se comportar como um conjunto massa-mola-amortecedor com um grau de liberdade foi adequada, oferecendo bons resultados em uma série de trabalhos (Lopes e Prata, 1997; Khalifa e Liu, 1998; Matos, 2002; Pereira *et al.*, 2007).

Com relação ao efeito de adesão em válvulas, existe um consenso com relação ao efeito negativo provocado por este fenômeno no processo de abertura da válvula. Tal efeito se reflete negativamente nas eficiências volumétrica e isentrópica do compressor, já que uma maior diferença de pressão entre as câmaras é necessária para abrir a válvula. Ressalta-se também a pequena quantidade de trabalhos dedicados à modelagem do escoamento do filme de óleo durante a abertura da válvula. Assim, acredita-se que o presente trabalho possa contribuir com originalidade para melhorar o conhecimento do fenômeno de adesão em válvulas automáticas de compressores herméticos alternativos de refrigeração doméstica, revelando o potencial do modelo a ser proposto em projetos futuros de compressores, considerando parâmetros de operação.

6.2 MODELO DE ADESÃO EM VÁLVULA

6.2.1 Equacionamento

Após serem apresentados no Capítulo 5 os diferentes modelos para a determinação da força de adesão em configurações geométricas mais simples, é possível estender a análise para uma geometria mais semelhante a uma válvula automática de um compressor hermético alternativo.

Um método de cálculo é proposto para resolver o comportamento dinâmico de um filme de óleo em forma de menisco anular posicionado entre uma válvula de descarga e seu assento, o qual se encontra sujeito a uma força externa prescrita e definida pela variação da pressão do cilindro em função do tempo (mais especificamente, do *ângulo de manivela*).

O processo de abertura da válvula pode ser dividido em duas etapas, antes e depois do rompimento do filme de óleo. Antes de a película romper, foco principal desta análise, a dinâmica da válvula é fortemente influenciada pelo volume do lubrificante entre a válvula e o assento e pela rigidez da válvula. Depois que o filme rompe, as forças associadas com a presença da película de óleo, ou seja, viscosa, capilaridade e de tensão

superficial, deixam de existir e a dinâmica da válvula é regulada apenas por suas propriedades mecânicas (ou seja, massa, rigidez e coeficientes de amortecimento) e pela diferença de pressão entre as câmaras de compressão e de descarga (no caso de uma válvula de descarga).

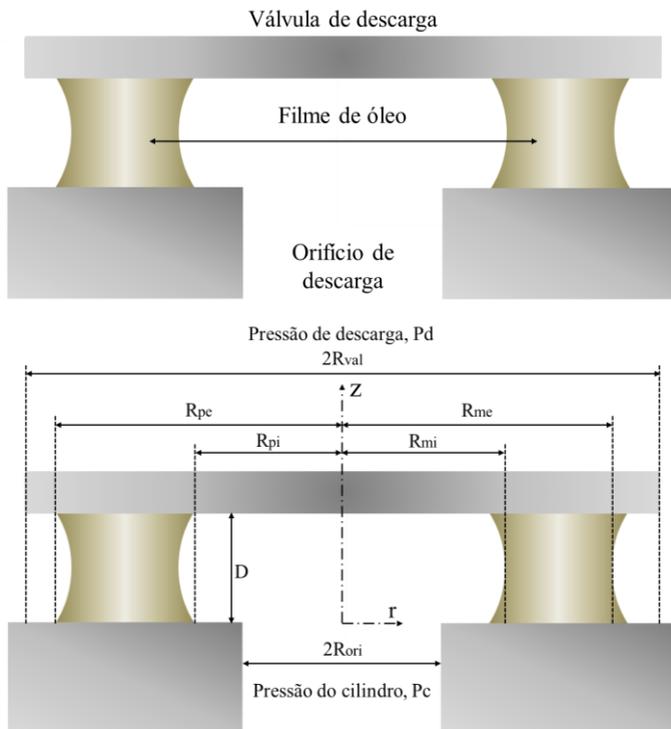


Figura 6.2 - Geometria da válvula de descarga utilizada na modelagem matemática.

A variação da pressão interna do filme de óleo presente entre a válvula e o assento, exibida na Figura 6.2, pode ser calculada com base na equação da continuidade em sua forma diferencial. Assim, integrando esta equação no volume da película de óleo:

$$\int_{R_{mi}}^r \int_0^D \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\pi r}{\mu} \frac{\partial P}{\partial r} z(z-D) \right] dr dz + \int_{R_{mi}}^r \int_0^D \frac{\partial}{\partial z} [u_z] 2\pi r dr dz = 0 \quad (6.7)$$

Sabendo que a velocidade do assento é nula, $u_z = 0$ em $z = 0$, e que a velocidade da válvula é igual à variação temporal da distância entre ambas

as superfícies, $u_z = dD/dt$ em $z = D$, a equação (6.7) pode ser reescrita, após a integração, como:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{6\mu}{r D^3} \frac{dD}{dt} (r^2 - R_{mi}^2) + \frac{R_{mi}}{r} \frac{\partial P}{\partial r} \Big|_{R_{mi}} \quad (6.8)$$

em que R_{mi} é o raio interno do menisco e D é a espessura do filme (ver Figura 6.2). Assumindo simetria axial no menisco, obtém-se que o raio externo do menisco (R_{me}) é dado por:

$$R_{me} = 2R_{eixo} - R_{mi} \quad (6.9)$$

em que o raio que define o eixo central do menisco é definido como,

$$R_{eixo} = \frac{R_{ori} + R_{val}}{2} \quad (6.10)$$

e R_{ori} e R_{val} são, respectivamente, os raios do orifício e válvula de descarga.

A equação (6.8), reescrita na sua forma adimensional, é definida por:

$$\frac{\partial P}{\partial \xi} = \frac{6\mu R_{mi}^2}{\xi D^3} \frac{dD}{dt} (\xi^2 - 1) + \frac{1}{\xi} \frac{\partial P}{\partial \xi} \Big|_1 \quad (6.11)$$

em que $\xi = r / R_{mi}$. Integrando a expressão anterior, temos que,

$$P(\xi) = \frac{3\mu R_{mi}^2}{D^3} \frac{dD}{dt} (\xi^2 - 2 \ln \xi) + \ln \xi \frac{\partial P}{\partial \xi} \Big|_1 + C \quad (6.12)$$

Para a determinação dos valores das constantes que aparecem na equação (6.12), é necessário definir, primeiramente, as condições de contorno que definem a configuração do menisco. Para isso, é preciso levar em consideração a dinâmica da válvula de descarga no compressor. Sabe-se que, para que a válvula se abra, é necessária a existência de uma diferença de pressão entre as câmaras de compressão e de descarga. Para as condições em análise, a pressão da câmara de compressão (parte inferior da palheta) deve ser maior que a pressão na parte superior (câmara de descarga) para que se inicie a abertura da válvula.

Desta forma, a condição de contorno na borda interna do menisco ($\xi = 1$) será igual à pressão de equilíbrio na interface do menisco com a câmara de compressão ($P = P_{oc}$), ao passo que na borda externa do menisco ($\xi = \lambda = R_{me}/R_{mi}$) a pressão de equilíbrio na interface será igual à pressão do menisco com a câmara de descarga ($P = P_{od}$). Assim,

$$C = P_{oc} - \frac{3\mu R_{mi}^2}{D^3} \frac{dD}{dt} \quad (6.13)$$

e,

$$\left. \frac{\partial P}{\partial \xi} \right|_1 = \frac{P_{od} - P_{oc}}{\ln \lambda} - \frac{3\mu R_{mi}^2}{D^3 \ln \lambda} \frac{dD}{dt} (\lambda^2 - 2 \ln \lambda - 1) \quad (6.14)$$

Portanto, a equação (6.12), na sua forma final, é dada por,

$$P(\xi) - P_{oc} = \frac{3\mu R_{mi}^2}{D^3} \frac{dD}{dt} \left(\xi^2 - 1 + \frac{\ln \xi}{\ln \lambda} (1 - \lambda^2) \right) + (P_{od} - P_{oc}) \frac{\ln \xi}{\ln \lambda} \quad (6.15)$$

Os valores das pressões nas interfaces do menisco, tanto interna (P_{oc}) como externa (P_{od}), são calculados através da equação Young-Laplace junto com informações das pressões do gás nas câmaras de compressão e de descarga.

Para fins da modelagem, estas tensões serão consideradas iguais, uma vez que o processo de dilatação sofrido pelo filme, até a sua ruptura, acontece de forma muito rápida. Esta hipótese sustenta-se na condição que o tempo necessário para a ruptura do filme é curto em comparação ao processo total de abertura da válvula. Portanto, a diferença entre as pressões da câmara de descarga e compressão é relativamente pequena. Além disso, considera-se que os ângulos de contato superior e inferior, θ , são iguais e constantes no tempo devido ao curto período de tempo no qual acontece o fenômeno. Deste modo,

$$P_c - P_{oc} = \frac{2 \gamma_{LG} \cos(\theta)}{D} \quad (6.16)$$

e

$$P_d - P_{od} = \frac{2 \gamma_{LG} \cos(\theta)}{D} \quad (6.17)$$

Portanto, em termos das pressões das câmaras de compressão e de descarga, a distribuição da pressão no interior do filme de óleo é dada por,

$$\Delta P(\xi) = \frac{3\mu R_{mi}^2}{D^3} \frac{dD}{dt} \left(\xi^2 - 1 + \frac{\ln \xi}{\ln \lambda} (1 - \lambda^2) \right) + (P_c - P_d) \left(1 - \frac{\ln \xi}{\ln \lambda} \right) - \frac{2\gamma_{LG} \cos(\theta)}{D} \quad (6.18)$$

A força total aplicada sobre a válvula de descarga, considerando as regiões com e sem presença do menisco, é obtido a partir da integração da Eq. (6.18):

$$F = \int_0^1 2\pi(P_c - P_d)R_{mi}^2 \xi d\xi + \int_1^\lambda 2\pi\Delta P(\xi)R_{mi}^2 \xi d\xi - F_{\gamma_{LG}} \quad (6.19)$$

em que a primeira integral representa a força devido à diferença de pressão entre o cilindro e a câmara de descarga na região sem óleo, a segunda integral caracteriza a força gerada a partir da distribuição de pressão no interior do filme $\Delta P(\xi)$ e o último termo é a força exercida pela tensão interfacial na interface líquido-gás.

Após realizar a integração da equação (6.19), é possível determinar as diferentes componentes da força de adesão na região em que há óleo no processo de abertura da válvula de descarga:

$$F_c = F_v + F_{cap} + F_{\gamma_{LG}} \quad (6.20)$$

em que o primeiro termo representa a força viscosa, F_v , definida por:

$$F_v = \frac{3\pi\mu R_{mi}^4}{2D^3} \frac{dD}{dt} \left[\lambda^4 - 1 + \frac{2\lambda^2 - \lambda^4 - 1}{\ln \lambda} \right] \quad (6.21)$$

O segundo termo considera o efeito da curvatura do menisco devido à força de capilaridade (efeito da pressão externa sobre o menisco):

$$F_{cap} = \frac{2\pi\gamma_{LG}R_{mi}^2 \cos(\theta)}{D} (\lambda^2 - 1) \quad (6.22)$$

O terceiro termo representa a força de tensão superficial devido à interface líquido e gás:

$$F_{\gamma_{LG}} = 2\pi R_{mi} \gamma_{LG} \sin(\theta) (\lambda - 1) \quad (6.23)$$

Neste trabalho, o movimento da válvula de descarga é considerado normal ao assento. Logo, seu comportamento dinâmico pode ser representado por um modelo de um grau de liberdade (matos *et al.*, 2002):

$$m \frac{d^2 D}{dt^2} = F_{ext} - F_v - F_{cap} - F_{\gamma LG} - F_{rig} \quad (6.24)$$

em que o termo F_{ext} representa uma força externa aplicada sobre a válvula de devido à diferença de pressão entre as câmaras de compressão e de descarga dada pela seguinte expressão:

$$F_{ext} = 2\pi(P_c - P_d) \left[\int_0^1 R_{mi}^2 \xi d\xi + \int_1^\lambda \left(1 - \frac{\ln \xi}{\ln \lambda}\right) R_{mi}^2 \xi d\xi \right] \quad (6.25)$$

$$F_{ext} = \pi R_{mi}^2 (P_c - P_d) \left(\frac{\lambda^2 - 1}{2 \ln \lambda} \right)$$

Por último, o termo F_{rig} representa a força associada à rigidez da placa e é provocada pela flexão da válvula quando submetida a uma força externa, neste caso, a diferença de pressão entre as câmaras. Cabe lembrar que a válvula de descarga é engastada numa das suas extremidades e que seu movimento é delimitado por um limitador de curso utilizado no sistema de descarga. A expressão para esta força é dada por:

$$F_{rig} = k D \quad (6.26)$$

Para analisar o processo de dilatação do filme devido ao processo de abertura da válvula de descarga, utiliza-se a condição de conservação do volume de óleo presente entre a válvula e o assento:

$$V_{ol} = \int_0^x \pi [f_{ext}(z)^2 - f_{int}(z)^2] dz \quad (6.27)$$

em que as funções que caracterizam a variação das curvaturas externa, f_{ext} , e interna, f_{int} , do menisco são definidas por (Payam e Fathipour, 2011):

$$f_{ext}(z) = 2R_{eixo} - R_{mi} + \frac{x}{2\cos(\theta)} - \sqrt{\left(\frac{x}{2\cos(\theta)}\right)^2 - \left(z - \frac{x}{2}\right)^2} \quad (6.28)$$

e,

$$f_{\text{int}}(z) = R_{\text{mi}} - \frac{x}{2\cos(\theta)} + \sqrt{\left(\frac{x}{2\cos(\theta)}\right)^2 - \left(z - \frac{x}{2}\right)^2} \quad (6.29)$$

O modelo apresentado anteriormente pode ser estendido para a válvula de sucção, uma vez que as diferentes componentes da força de adesão são válidas tanto para a válvula de descarga como de sucção. A principal modificação é com relação à força externa, Eq. (6.25), onde se deve substituir a pressão do cilindro, P_c , pela pressão da câmara de sucção, P_s , e a pressão da câmara de descarga, P_d , pela pressão da câmara de compressão.

6.2.2 Espessura inicial do filme

Uma das maiores dificuldades para a previsão correta do fenômeno de adesão no processo de abertura da válvula de descarga é a necessidade de se conhecer o valor da espessura inicial do filme depositado entre a palheta e o assento. Esta informação, geralmente não disponível e de difícil determinação experimental, é fundamental uma vez que a força viscosa é inversamente proporcional ao cubo da espessura do filme, como mostra a Eq. (6.21).

No presente trabalho, uma abordagem especial foi elaborada para a determinação deste parâmetro. Primeiramente, é importante lembrar que para que aconteça a abertura da válvula, a força aplicada sobre a palheta pelo gás da câmara de compressão deve ser maior que a soma das forças contrárias ao movimento da abertura desta (ou seja, força de adesão, força gerada pela pressão da câmara de descarga e força rigidez).

Quando o pistão está comprimindo o gás no trajeto entre os pontos mortos inferior e superior, a pressão interna da câmara de compressão varia desde a pressão de sucção até a de descarga. Nesta última condição, a força externa aplicada sobre a válvula, dada pela Eq. (6.25), é nula e, conseqüentemente, a válvula ainda não se abriu. Como não existe movimento da válvula pelo fato de a força resultante sobre a válvula ainda ser contrária ao seu movimento de abertura, a força viscosa também será igual a zero.

Desta forma, as únicas forças que atuarão sobre a válvula nesta condição de pressões iguais entre as câmaras serão as forças de rigidez, que tende a fechar o sistema devido à flexão da válvula, e as de capilaridade e tensão superficial, que tendem a manter o sistema aberto devido aos efeitos gerado pela película de líquido.

Aplicando os conceitos antes discutidos, tem-se que o balanço de forças sobre a válvula para a condição de pressões iguais nas câmaras, chamada aqui de condição estática, pode ser reescrito como:

$$\frac{2\pi\gamma_{LG}R_{mi_0}^2\cos(\theta)}{D_0}(\lambda_0^2 - 1) + 2\pi R_{mi_0}\gamma_{LG}\sin(\theta)(\lambda_0 - 1) = kD_0 \quad (6.30)$$

Para a determinação dos valores iniciais das variáveis D e R_{mi} , é necessária a utilização de uma expressão adicional à Eq. (6.30). Neste caso, a conservação do volume de líquido entre a válvula e o assento, Eq. (6.27), e a definição do raio de curvatura R_{me} , Eq. (6.9), serão acopladas à expressão do balanço de força sobre a válvula na condição estática.

6.3 ACOPLAMENTO DO MODELO DE ADESÃO EM VÁLVULA COM O MODELO DE SIMULAÇÃO DO COMPRESSOR

Nesta seção, será realizada uma análise mais aprofundada com relação ao fenômeno de adesão e seu impacto na abertura das válvulas do compressor. Para tal, o modelo de adesão em válvula apresentado anteriormente será acoplado a uma versão estendida do programa RECI, desenvolvida em cooperação com a EMBRACO, o qual utiliza uma formulação integral que divide o compressor em vários volumes de controle a fim de representar os diversos componentes e regiões do compressor. Este acoplamento permitirá determinar, além de parâmetros de eficiência global, a dinâmica e o ângulo de abertura das válvulas de sucção e descarga a partir da variação temporal da pressão interna da câmara de compressão.

Wambsgans (1966) desenvolveu um modelo para descrever alguns processos importantes do compressor, o qual serviu de base para o modelo proposto por Soedel e Pandeya (1978). Este, por sua vez, foi o ponto de partida para o modelo desenvolvido por Ussyk (1984), que deu origem ao código RECI. Basicamente, o modelo é resultado de um acoplamento de quatro conjuntos de equações que permitem obter a solução de equações que descrevem o comportamento do fluido refrigerante na câmara de compressão, nos filtros de sucção e descarga e, a dinâmica das válvulas. Os quatro conjuntos de equações são:

- (i) Equações do mecanismo e do volume da câmara de compressão, relacionando o volume do cilindro em função do ângulo do eixo de manivela;

- (ii) Equações termodinâmicas para estimar a pressão e a temperatura instantâneas do refrigerante ao longo do ciclo de compressão;
- (iii) Equações para a vazão mássica nos sistemas de sucção, descarga e folga radial pistão-cilindro;
- (iv) Equações para a dinâmica das válvulas, que definem o grau de abertura das mesmas ao longo do ciclo de compressão.

6.3.1 Equações para o volume do cilindro (mecanismo)

O volume instantâneo da câmara de compressão (cilindro), $V(\theta)$, é função da posição instantânea do pistão, $y(\theta)$, do diâmetro do cilindro, D_{cil} , e do volume morto, V_{mo} , presente na câmara de compressão. Utilizando os parâmetros geométricos do sistema biela-manivela, define-se o volume da câmara de compressão como:

$$V(\theta) = \frac{\pi D_{cil}^2}{4} y(\theta_m) + V_{mo} \quad (6.31)$$

De acordo com o sistema de coordenadas (r, y) indicado na Figura 6.3, pode-se determinar a posição do pistão para o sistema biela-manivela utilizando a seguinte expressão:

$$y(\theta_m) = C_{pms} - \left\{ -e \cos(\theta_m) + [C_b^2 - (e \sin(\theta_m) - d_m)^2]^{1/2} \right\} \quad (6.32)$$

onde C_{pms} é a distância entre o ponto morto superior e o eixo de manivela, e é a excentricidade, C_b é o comprimento da biela, θ_m é o ângulo de manivela e d_m é a distância do eixo da manivela ao eixo do cilindro. Maiores detalhes sobre a dedução da Eq. (6.32) podem ser encontrados no trabalho de Matos (2002).

Em função do tempo e da velocidade angular do eixo, ω , a posição angular, θ_m , é definida por:

$$\theta_m = \omega t = \frac{2\pi N}{60} t \quad (6.33)$$

em que N representa a rotação (em rpm) do conjunto eixo-bomba.

Deste modo, a posição do pistão para o sistema biela-manivela em função do tempo é dada por:

$$y(\theta_m) = C_{pms} - \left\{ -e \cos\left(\frac{2\pi Nt}{60}\right) + \left[C_b^2 - \left(e \sin\left(\frac{2\pi Nt}{60}\right) - d_m \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (6.34)$$

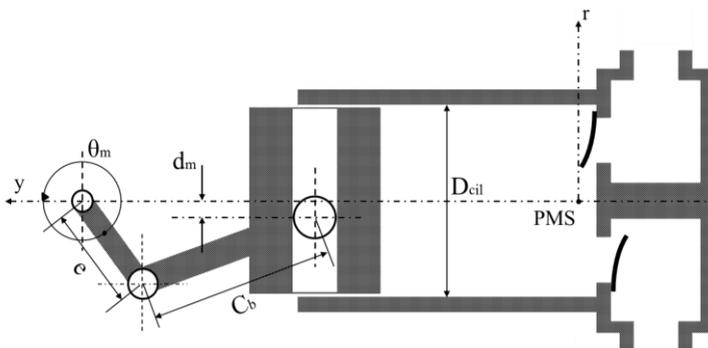


Figura 6.3 - Parâmetros geométricos que caracterizam o mecanismo biela-manivela.

6.3.2 Equações para a termodinâmica do gás no cilindro

A determinação das propriedades do fluido refrigerante no interior da câmara de compressão é realizada através da aplicação da primeira lei da termodinâmica para um volume de controle na forma integral (Figura 6.4). Considera-se a presença de fluxos de massa e de energia através das válvulas e pela folga entre o pistão e o cilindro. Além disso, as propriedades no interior da câmara são consideradas uniformes e a temperatura de suas paredes é suposta constante ao longo do ciclo de compressão.

A equação da conservação da energia, quando aplicada ao volume de controle descrito, resulta em:

$$m_i \frac{du_i}{dt} = \tilde{h}_w A_w (T_w - T_i) - p_i \frac{dV_i}{dt} - \dot{m}_j h_j - u_i \dot{m}_i \quad (6.35)$$

em que m_i representa a massa de gás no volume de controle, du_i/dt a taxa de variação temporal da energia interna específica do gás, $\tilde{h}_w A_w (T_w - T_i)$ o calor trocado por convecção entre o gás refrigerante e as paredes da câmara de compressão, p_i a pressão média do gás no interior do cilindro, dV_i/dt a taxa de variação temporal do volume geométrico da câmara de compressão, \dot{m}_j a vazão mássica através das fronteiras e h_j a entalpia

associada ao fluido nas fronteiras. Convém ressaltar que os subíndices i e j referem-se às propriedades avaliadas no interior do volume de controle (VC) e nas superfícies de controle (SC), respectivamente.

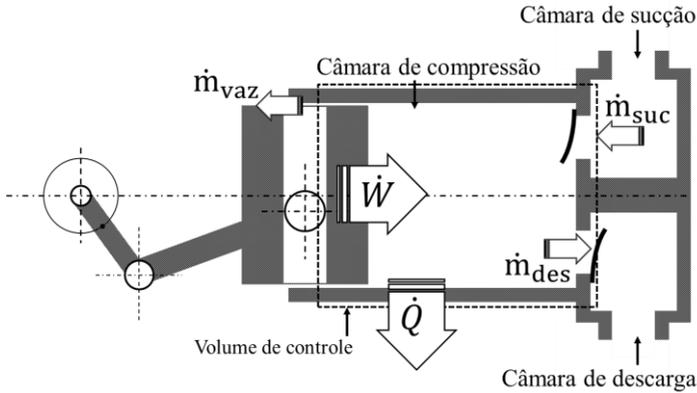


Figura 6.4 - Volume de controle para os balanços de massa e energia na câmara de compressão.

Fazendo uso das seguintes relações termodinâmicas:

$$\frac{du_i}{dt} = C_{vi} \frac{dT_i}{dt} + \left[T \frac{\partial p_i}{\partial T} \Big|_v - p_i \right] \frac{dv_i}{dt} \quad (6.36)$$

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{V_i}{m_i} \right) = \frac{1}{m_i} \frac{dV_i}{dt} - \frac{v_i}{m_i} \frac{dm_i}{dt}$$

a Eq. (6.36) pode ser apresentada como:

$$\frac{dT_i}{dt} = A - BT_i \quad (6.37)$$

em que:

$$A = \frac{1}{m_i C_{vi}} \left[h_w A_w T_w - h_i \frac{dm_i}{dt} - \dot{m}_j h_j \right] \quad (6.38)$$

e:

$$B = \frac{1}{m_i C_{vi}} \left[h_w A_w + \frac{\partial p_i}{\partial T} \Big|_v \left(\frac{dV_i}{dt} - v_i \frac{dm_i}{dt} \right) \right] \quad (6.39)$$

em que m_i é a massa de refrigerante no interior do cilindro.

Para determinar a variação de massa contida no interior da câmara de compressão, é necessário avaliar os fluxos de massa envolvidos no processo. Os principais fluxos de massa durante o ciclo de operação do compressor são os que ocorrem através da válvula de sucção, \dot{m}_{suc} , e através da válvula de descarga, \dot{m}_{des} .

Em algumas situações de operação, podem existir fluxos reversos (refluxos) nas válvulas de sucção e de descarga devido à dinâmica das válvulas, gerando assim perdas de capacidade no compressor. Tais refluxos de massa são denotados por \dot{m}_{rsuc} e \dot{m}_{rdes} , respectivamente.

Finalmente, através da folga entre o pistão e o cilindro ocorre também um vazamento de fluido refrigerante, representado aqui por \dot{m}_{vaz} . Neste caso, o vazamento ocorre devido à movimentação do pistão e à diferença de pressão entre a câmara de compressão e o ambiente interno da carcaça do compressor.

Aplicando o princípio da conservação da massa ao volume de controle obtém-se a expressão para a variação temporal da massa no interior da câmara de compressão.

$$\frac{dm_i}{dt} = \dot{m}_{suc} - \dot{m}_{des} - \dot{m}_{rsuc} + \dot{m}_{rdes} - \dot{m}_{vaz} \quad (6.40)$$

Os fluxos de entalpia pela fronteira do volume de controle na Eq. (6.35) são definidos por:

$$\dot{m}_j h_j = \dot{m}_{suc} h_{suc} - \dot{m}_{des} h_i - \dot{m}_{rsuc} h_i + \dot{m}_{rdes} h_{des} - \dot{m}_{vaz} h_i \quad (6.41)$$

em que h_i , h_{suc} e h_{des} , denotam as entalpias do gás na câmara de compressão e nos orifícios de sucção e de descarga respectivamente.

A partir da integração no tempo (ou em função do ângulo de manivela) das Eqs. (6.37) e (6.40), é possível calcular a temperatura e a massa instantâneas de gás refrigerante na câmara de compressão ao longo de um ciclo de operação do compressor. Em cada passo de tempo, a massa e o volume de refrigerante são conhecidos e, com isso, o volume específico do gás é calculado diretamente.

Para determinar as demais propriedades do gás refrigerante em cada passo de simulação, interpolam-se as propriedades em uma tabela de gás real, empregando o software REFPROP, versão 7.0 (Lemmon *et al.*, 2002).

6.3.3 Equações para a vazão mássica

Ussyk (1984) modelou o escoamento do gás refrigerante através das válvulas com referência a um escoamento compressível isentrópico através

de bocais (orifícios) em condição crítica ou subcrítica, a qual depende da diferença de pressão através da válvula. Assim,

$$\dot{m} = A_e p_{up} \sqrt{\frac{2k}{RT_{up}(k-1)}} \sqrt{r_s^{\frac{2}{k}} - r_s^{\frac{k+1}{k}}} \quad (6.42)$$

em que A_e , p_{up} , p_{down} , r_s , T_{up} , k e R representam a área efetiva do escoamento, as pressões a montante e a jusante do orifício, a razão de pressões (p_{down}/p_{up}), a temperatura a montante do orifício, o expoente isentrópico e a constante do gás, respectivamente.

Se o escoamento for subcrítico, a razão de pressões é igual à razão entre as pressões a jusante e a montante. Porém, se o escoamento for crítico, a razão de pressões é dada por:

$$r_s = \frac{r_s^{\frac{k}{2k+1}}}{k+1} \quad (6.43)$$

A área efetiva de escoamento pode ser entendida como uma correção da área de passagem do escoamento devido a efeitos viscosos. Os valores de A_e utilizados pelo RECIP são determinados por meio de simulações do escoamento para diferentes posições de abertura da válvula (Pereira e Deschamps, 2011).

O fluxo de massa pela folga entre as paredes do pistão e do cilindro é a principal fonte de vazamento do gás refrigerante no ciclo de compressão. Este efeito afeta diretamente a eficiência volumétrica do compressor. Além disso, o vazamento afeta também a eficiência isentrópica, pois a quantidade de energia utilizada na compressão da parcela de massa vazada é perdida.

Segundo Lilie e Ferreira (1984), a massa que escoar através da referida folga pode ser calculada a partir de parâmetros geométricos da câmara de compressão por:

$$\dot{m}_{vaz} = \bar{V}_z \rho_i \left[2\pi \delta_{pc} \left(R_{cil} - \frac{\delta_{pc}}{2} \right) \right] \quad (6.44)$$

em que δ_{pc} representa a diferença entre o raio interno da câmara de compressão e o raio do pistão (folga radial). A velocidade média do escoamento pela folga pistão-cilindro pode ser escrita da seguinte forma (Lilie e Ferreira, 1984):

$$\bar{V}_z = V_p \frac{1 - K^2 + 2K^2 \ln K}{2 \ln K(1 - K^2)} + \frac{(p_i - p_{ls}) R_{cil}^2}{8\mu L} \left[\frac{1 - K^4}{1 - K^2} + \frac{1 - K^2}{\ln K} \right] \quad (6.45)$$

em que V_p , K , p_i , p_{ls} e L representam a velocidade instantânea do pistão, a razão entre os raios do pistão e o cilindro, a pressão na câmara de compressão, a pressão do gás na linha de sucção e o comprimento de contato entre o pistão e o cilindro, respectivamente. Esta última variável é dada por:

$$L = L_0 + e[1 - \cos(\theta_m)] \quad (6.46)$$

sendo L_0 o comprimento mínimo de contato.

Maiores detalhes a respeito do equacionamento apresentado anteriormente podem ser encontrados em Ussyk (1984) e Gomes (2006).

6.3.4 Equações para a dinâmica das válvulas

A variação contínua da pressão no interior do cilindro provoca a abertura e o fechamento das válvulas de sucção e descarga. As válvulas são do tipo *automático*, isto é, seu funcionamento ocorre devido à diferença de pressão entre as câmaras de compressão, sucção e descarga.

Usualmente, o movimento das válvulas é modelado utilizando um sistema massa-mola-amortecedor (Figura 6.5). Logo, a equação do movimento das válvulas é definida por:

$$m_{eq}\ddot{x}(t) + C_{eq}\dot{x}(t) + k_{eq}x(t) = F(t) \quad (6.47)$$

em que o termo $F(t)$ representa a força total (resultante) sobre a válvula, m_{eq} a massa equivalente da válvula, k_{eq} o coeficiente de rigidez equivalente da válvula, C_{eq} coeficiente de amortecimento equivalente da válvula. $x(t)$, $\dot{x}(t)$ e $\ddot{x}(t)$ são o deslocamento, velocidade e aceleração da válvula, respectivamente.

A força total resultante sobre a válvula é composta, principalmente, pelas forças de (i) adesão, devido à existência de uma película de óleo entre a palheta e o assento, e (ii) rigidez, gerada pela própria rigidez do material e geometria da palheta, e a de pressão, que é resultado da distribuição da pressão do gás sobre a superfície da palheta. No caso da válvula de descarga, existem uma quarta componente, que é à força de pré-tensão, a qual é induzida no material. Porém, esta componente não será considerada nesta análise.

Portanto, a força total resultante sobre a válvula deve ser definida em função de condições “com” e “sem” efeito de adesão nas válvulas. Assim, para a condição “com adesão”, a força resultante é definida por:

$$F(t) = F_{ext} - F_v - F_{cap} - F_{\gamma LG} \quad (6.48)$$

em que os termos F_{ext} , F_v , F_{cap} e $F_{\gamma LG}$ representam, respectivamente, as forças externa, viscosa, de capilaridade e de tensão superficial, as quais foram apresentadas em detalhes na Seção 6.2. No entanto, para a condição “sem adesão” nas válvulas, que ocorre também após a ruptura da película, a força total resultante é definida como:

$$F(t) = F_{ext} = A_{ef} \Delta p \quad (6.49)$$

na qual o termo A_{ef} representa a área efetiva de força, que relaciona a força sobre a válvula e a diferença de pressão, Δp , entre o interior cilindro e a câmara de descarga ou de sucção, dependendo do caso.

A área efetiva de força está diretamente relacionada com o tipo de escoamento através da válvula e, assim, a sua determinação é função do grau de abertura da mesma. Dada esta complexidade em sua determinação analítica, os valores de A_{ef} utilizados pelo programa RECIIP são obtidos experimentalmente ou através de simulações numéricas do escoamento do gás através da válvula (Pereira e Deschamps, 2011).

A Eq. (6.47) é uma equação diferencial ordinária de segunda ordem no tempo. Dessa forma, duas condições iniciais são necessárias para a resolução da equação, as quais são:

$$\begin{aligned} x(t = 0) &= D_0 \\ \dot{x}(t = 0) &= 0 \end{aligned} \quad (6.50)$$

Essas condições representam o estado inicial de repouso da válvula, no qual o deslocamento com relação ao assento é igual à espessura inicial do filme de óleo, valor que será determinado por meio de Eq. (6.30), enquanto que a velocidade é considerada zero. No caso da válvula de descarga, deve-se considerar uma restrição adicional, visto que neste sistema utiliza-se um limitador de curso (batente). Assim, o deslocamento da válvula é limitado tanto pelo assento quanto pelo batente:

$$D_0 \leq x(t) \leq D_b \quad (6.51)$$

sendo o termo D_b igual à altura do batente.

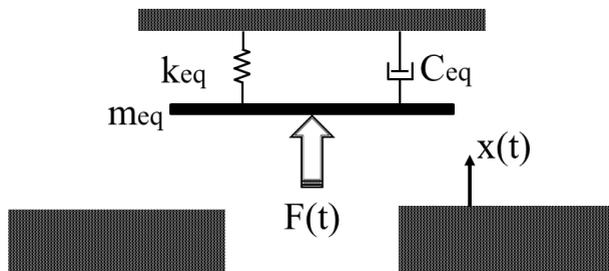


Figura 6.5 - Modelo adotado para descrever a dinâmica das válvulas de sucção e descarga.

A Figura 6.6 apresenta um fluxograma simplificado com o funcionamento do modelo de simulação do compressor (RECIP) considerando o acoplamento com o modelo de adesão em válvulas (*força de adesão*).

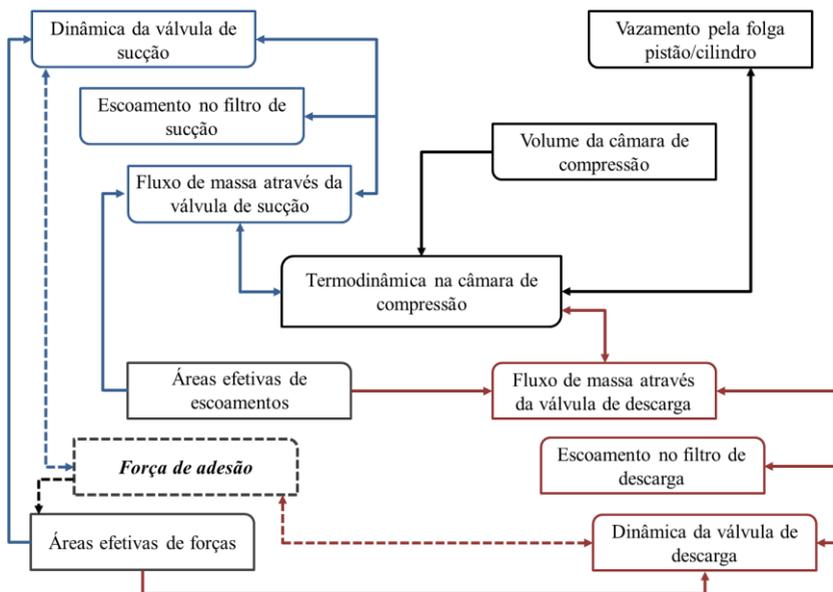


Figura 6.6 - Interações entre as diferentes equações utilizadas pelo programa RECIP e o modelo simplificado de adesão em válvulas.

Neste esquema, apresentam-se as interações entre as principais equações do modelo de simulação do compressor junto com a definição do sentido da dependência entre as mesmas. Por exemplo, no caso das

equações termodinâmicas para a câmara de compressão (Seção 6.3.2), estas dependem diretamente da variação do volume interno da câmara de compressão (Seção 6.3.1), ao mesmo tempo em que a dependência contrária não se verifica. Por outro lado, as mesmas equações termodinâmicas apresentam uma relação de mútua dependência com a equação do vazamento na folga pistão-cilindro (Seção 6.3.3).

No caso das equações para o fenômeno de adesão e da dinâmica da válvula (Seção 6.3.4), observa-se a existência de uma dependência entre si (linha tracejada), uma vez que a condição de deslocamento da palheta em função da variação da pressão interna da câmara de compressão depende da convergência entre ambas as equações (processo iterativo). Já no caso da interação entre as equações de força de adesão e da área efetiva de força, existe uma interação unilateral (Figura 6.6), visto que a definição do valor da área depende unicamente da condição de ruptura do filme de óleo. Como sinalizado anteriormente, a área da força será determinada através do espalhamento do óleo sobre a palheta até a condição de ruptura do filme. Após a ruptura, utilizam-se os valores determinados numérica ou experimentalmente.

6.4 RESULTADOS

Nesta seção serão expostos os diferentes resultados numéricos obtidos através dos modelos matemáticos apresentados neste capítulo. Inicialmente, apresenta-se uma comparação, para uma válvula de descarga, dos resultados obtidos com o modelo de adesão aqui proposto com aqueles obtidos utilizando o modelo de Khalifa e Liu (1998).

Na sequência, apresenta-se uma comparação dos resultados obtidos com o modelo de adesão em válvulas acoplado ao modelo global do compressor (RECIP) com dados experimentais fornecidos pela EMBRACO para o comportamento dinâmico das válvulas de sucção e descarga em função do ângulo de manivela.

6.4.1 Comparação entre os modelos de adesão em válvulas

Os seguintes parâmetros foram utilizados nas simulações do mecanismo de adesão em válvulas: (i) coeficiente de rigidez equivalente da válvula (k): 270 N/m, (ii) densidade da válvula 7860 kg/m³, (iii) raio de válvula (R_{val}): 4,25 mm, (iv) raio do orifício (R_{ori}): 3,0 mm, (v) óleo lubrificante: POE ISO 10, (vi) gás refrigerante: R-134a, (vii) ângulo de contato aparente (θ): 42,3° (constante), (viii) tensão interfacial óleo-gás (γ_{LG}): 35,6 mN/m, (ix) condição de ruptura: 10 μ m.

Os valores de tensão interfacial e ângulo de contato aparente foram obtidos a partir dos dados experimentais apresentados nos Capítulos 2 e 3. No caso do ângulo de contato aparente, este foi escolhido para uma gota de óleo puro em repouso sobre uma superfície de aço carbono 1020 com rugosidade média de $0,143 \mu\text{m}$.

A condição imposta para a ruptura do filme considera que a diferença entre os raios R_{me} e R_{mi} seja menor ou igual a $10 \mu\text{m}$. Na ausência de evidências experimentais com relação ao comportamento do filme no momento da ruptura, simulações numéricas demonstraram que $10 \mu\text{m}$ é uma estimativa conservadora com relação aos efeitos da força de adesão, visto que os mesmos não apresentam maiores influências na dinâmica da válvula de descarga.

Para avaliar o efeito da força de adesão na dinâmica de abertura da válvula de descarga, é necessário conhecer a variação da pressão interna do cilindro. Para isso, prescreveu-se uma variação típica da pressão do cilindro de um compressor alternativo de refrigeração doméstica (ver Figura 6.7). Neste caso, um ângulo de manivela de 0° corresponde ao instante em que a pressão do cilindro é igual à pressão de descarga, o qual foi definida a partir da condição de saturação do refrigerante R-134a a $54,4^\circ\text{C}$ ($\approx 14,7 \text{ bar}$).

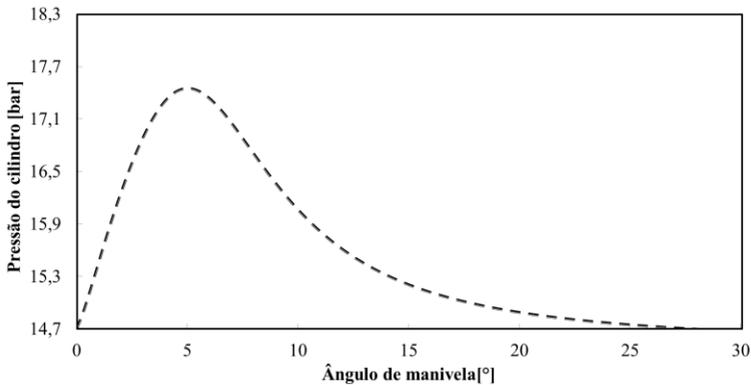


Figura 6.7 - Pressão do cilindro em função do ângulo de manivela.

O procedimento de solução utilizada para resolver a Eq. (6.24) foi o método de Runge-Kutta-Nyström (Dormand *et al.*, 1987), o qual permite resolver equações diferenciais de segunda ordem avaliando, por meio de um processo explícito, a variação temporal dos parâmetros geométricos que definem o menisco (R_{me} , R_{mi} , R_{pe} , R_{pi}) e as diferentes componentes da força de adesão.

As Figura 6.8 e Figura 6.9 ilustram o comportamento da força de adesão e da espessura filme, respectivamente, em função da variação do volume de óleo para a condição de equilíbrio estático, Eq. (6.30). Deve-se mencionar que, o volume de óleo foi normalizado em função do máximo volume possível, V_{ol}^* , o qual corresponde a um anel circular de curvatura plana nas interfaces do menisco e delimitado pelo raio do orifício na face interna e pelo raio da válvula na face externa. Deste modo,

$$V_{ol}^* = \pi D_0^* (R_{val}^2 - R_{ori}^2) \quad (6.52)$$

em que o termo D_0^* pode ser obtido a partir de:

$$\frac{kD_0^{*2}}{2\pi\gamma_{LG}} = \cos(\theta) (R_{val}^2 - R_{ori}^2) + \sin(\theta)(R_{val} - R_{ori})D_0^* \quad (6.53)$$

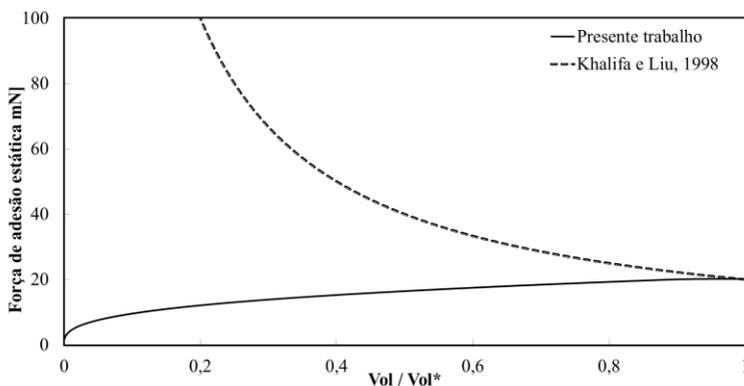
em que a raiz positiva da expressão acima, representa a espessura inicial máxima do filme de óleo entre a válvula e o assento, D_0^* .

O cálculo da variação do volume normalizado começa com a determinação do volume máximo possível de óleo entre a válvula e o assento, V_{ol}^* . Na sequência, um novo valor de volume de óleo, V_{ol} , é definido – neste caso utilizou-se uma variação de 10% com relação ao volume anterior – e resolvem-se, de forma conjunta, as Eqs. (6.9), (6.27) e (6.30) para determinar λ_0 (ou R_{me_0}), R_{mi_0} e D_0 . Este processo é repetido até que $V_{ol}/V_{ol}^* = 0$. No caso do modelo de Khalifa e Liu (1998), tendo definido o valor do volume de óleo entre a válvula e o assento, V_{ol} , determina-se a espessura do filme através da Eq. (6.52), visto que os autores consideraram uma configuração de anel circular de curvatura plana para todas as condições de afastamento entre as superfícies.

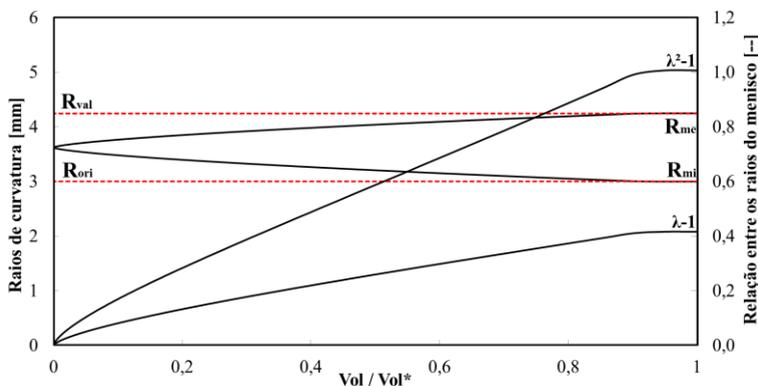
A Figura 6.8(a) apresenta a variação da força de adesão em função da fração de óleo presente entre a válvula e o assento. Observa-se que na condição de volume máximo, na qual a película de óleo possui uma configuração de anel circular, os dois modelos apresentam o mesmo valor de força. No entanto, para menores valores do volume de óleo entre as superfícies, diferenças consideráveis são apreciadas entre os modelos.

Estas diferenças se devem ao fato do modelo de Khalifa e Liu (1998), Figura 6.1, considerar que toda a folga entre a válvula e o assento encontra-se completamente preenchida com lubrificante. Dessa forma, no modelo daqueles autores, a força de menisco depende unicamente da espessura inicial do filme, que aparece no denominador da Eq. (6.5), gerando, dessa forma, valores de força de adesão maiores quando o volume de óleo é menor entre as superfícies.

No presente modelo, à medida que o volume de óleo é reduzido, a área do assento ocupada pelo menisco também é reduzida devido a uma menor relação entre os raios de curvatura do menisco ($\lambda = R_{me}/R_{mi}$), ver Figura 6.8(b), fazendo com que a região de integração do perfil de pressão no interior do filme (segundo termo da Eq. 6.19) seja menor, resultando assim em uma menor força de adesão.



(a)



(b)

Figura 6.8 - Variação da (a) força de adesão e (b) de R_{me} e R_{mi} em função do volume de óleo para uma condição estática.

A Figura 6.9 apresenta a variação da espessura do filme em função da fração do volume máximo de óleo presente entre a válvula e o assento. Observa-se que, para menores frações do volume máximo de óleo, menores espessuras no filme são obtidas em ambos os modelos. Este comportamento

deve-se ao fato de que, no presente trabalho, o volume de óleo foi tratado como uma quantidade finita e constante, que pode se deformar tanto na direção axial (espessura do filme) como na direção radial do menisco (área de contato com as superfícies). Portanto, quando a fração do volume máximo de óleo diminui, ainda sob a ação de uma força de rigidez da válvula, a tendência do filme é se deformar, aumentando sua área de contato com as superfícies e diminuindo sua espessura, uma vez que o volume de óleo é considerado finito. Por outro lado, como no modelo de Khalifa e Liu (1998) só há uma dimensão característica para o filme (espessura), menores volumes de óleo resultam sempre em menores espessuras do filme.

Na mesma Figura 6.9, observa-se que para uma mesma fração de volume de óleo presente entre a válvula e o assento, o modelo de Khalifa e Liu (1998) apresenta um valor de espessura menor quando comparado com aquele do novo modelo. Estas diferenças estão diretamente relacionadas com o balanço de forças na condição estática. No modelo aqui proposto, este valor é calculado pela equação de equilíbrio estático, onde as únicas forças que atuam sobre o filme são as de rigidez, que tende a comprimir o óleo devido à flexão da palheta, e as de capilaridade e tensão superficial, as quais tendem a afastar a válvula do assento. No caso do modelo de Khalifa e Liu (1998), as únicas forças que atuam sobre o filme são as de rigidez e a de capilaridade, implicando, assim, em uma menor resistência à compressão do filme e, conseqüentemente, uma menor espessura a ser obtida em comparação com a espessura determinada com o novo modelo.

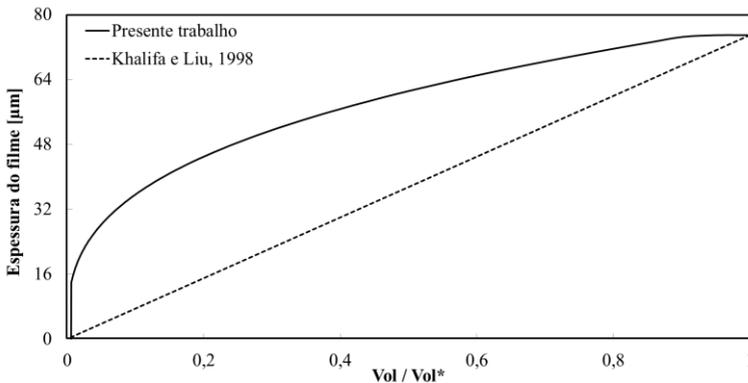


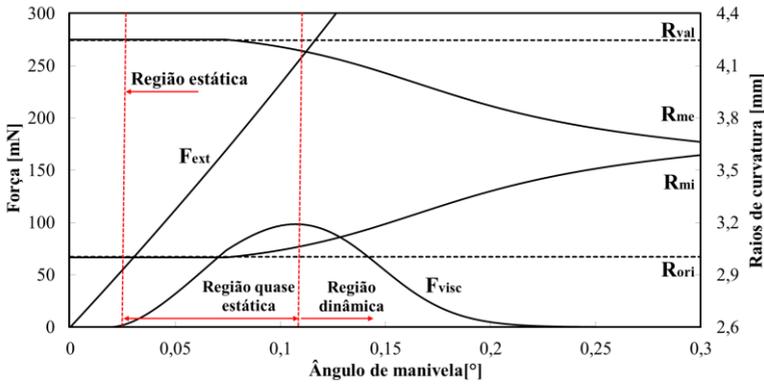
Figura 6.9 - Variação da espessura do filme em função do volume de óleo para uma condição estática.

Foi mostrado anteriormente que o efeito de adesão para uma condição estática depende diretamente da variação da espessura do filme e dos raios de curvatura que definem a área crítica de ruptura (Figura 6.8a). No processo de abertura da válvula, que caracteriza uma condição dinâmica, além dos parâmetros antes referenciados, a velocidade de abertura e a viscosidade do óleo são fatores a considerar, uma vez que cumprem um papel importante na magnitude da força viscosa (Eq. 6.21). Como pode ser visto na Figura 6.10(a), o processo de abertura da válvula pode ser dividido em três regiões, as quais são caracterizadas pelo comportamento da força viscosa:

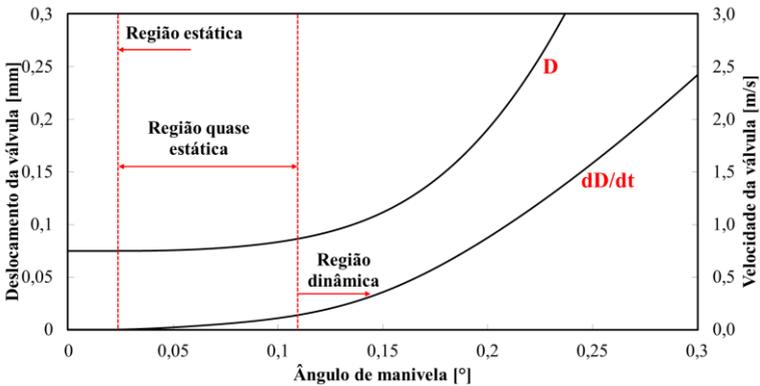
- (i) *Região estática*: Nesta região, a força viscosa é nula porque a força externa (responsável pela abertura da válvula) é menor do que a resultante das forças de capilaridade, de tensão interfacial e de rigidez (que atua para manter a válvula fechada). Portanto, como o deslocamento e a velocidade da válvula são nulos (Figura 6.10b), a força viscosa também é nula;
- (ii) *Região quase estática*: Quando a força externa supera a força de adesão estática devido ao aumento da pressão interna do cilindro, inicia-se o processo de abertura da válvula com uma suave movimentação da palheta (Figura 6.10b). Este movimento permite o surgimento da força viscosa devido à deformação e à fricção no interior do filme de óleo. A força viscosa varia significativamente na região quase estática (Figura 6.10a), como resultado da variação de parâmetros que permitem a deformação do filme, tais como o aumento do deslocamento (D) e da velocidade (dD/dt) e diminuição da relação entre os raios de curvatura do menisco, ($\lambda = R_{me}/R_{mi}$);
- (iii) *Região dinâmica*: Após a força viscosa atingir seu valor máximo, observa-se um decaimento importante do seu efeito por causa da redução da região crítica de ruptura do filme (Figura 6.10b). Embora os níveis de velocidades sejam maiores nesta região, em comparação com região quase estática, não é suficiente para compensar a baixa resistência que apresenta o filme de óleo à deformação devido ao pequeno valor da área de aplicação de força. Esta condição faz com que a força viscosa seja insignificante em comparação

com o efeito que provoca a força externa no processo de abertura da válvula.

Após o rompimento do filme, a dinâmica da válvula é governada apenas por suas propriedades mecânicas (massa, rigidez e coeficiente de amortecimento) e pela diferença de pressão entre as câmaras de compressão e de descarga.



(a)



(b)

Figura 6.10 - Variação da (a) força viscosa e (b) do deslocamento da válvula no momento da abertura da válvula.

Diferenças significativas podem ser observadas na Figura 6.11 com relação ao deslocamento da válvula de descarga quando se considera, ou não, a adesão no processo de abertura da válvula. Os resultados para a

condição “*com adesão*” foram obtidos considerando $V_{ol}/V_{ol}^* = 1$. A primeira diferença entre ambas as condições encontra-se na posição inicial da válvula, enquanto que na condição “*sem adesão*” a palheta encosta o assento ($D = 0$), na condição “*com adesão*” a posição inicial da válvula é definida pela espessura inicial do filme ($D = D_0$). Valor que é calculado através da equação de balanço de forças na condição estática do sistema e 0° no ângulo de manivela.

A segunda diferença tem relação com a dinâmica de abertura da válvula de descarga, ver Figura 6.11. A existência de uma região quase estática na dinâmica de abertura da válvula para a condição “*com adesão*” provoca um atraso na abertura da válvula em decorrência da resistência do óleo ao processo de deformação (ver Figura 6.10). Já na condição “*sem adesão*”, o processo de abertura da válvula é dominado, principalmente, pela região dinâmica, o que gera uma abertura quase instantânea.

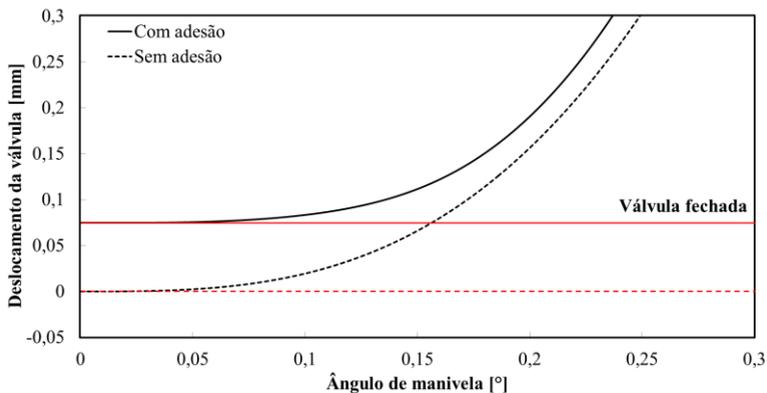
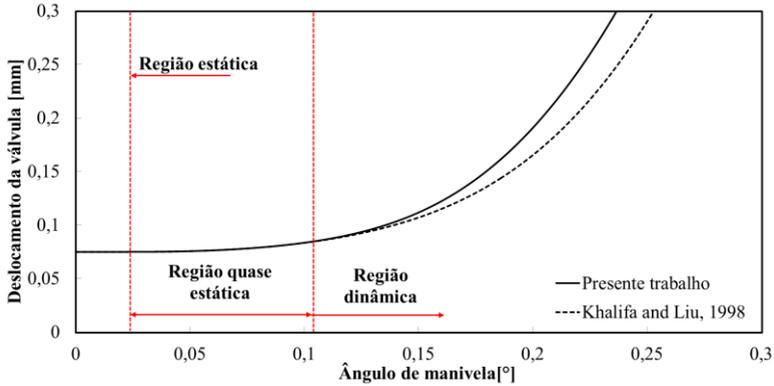


Figura 6.11 - Comparação do deslocamento da válvula com e sem efeito de adesão no sistema.

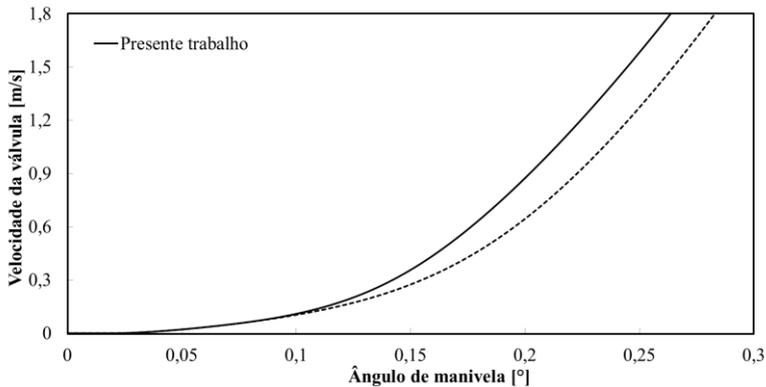
A Figura 6.12 mostra os resultados comparativos da variação do deslocamento e da velocidade de abertura da válvula de descarga em função do ângulo de manivela. Os resultados foram obtidos utilizando o modelo apresentado no presente trabalho e o proposto por Khalifa e Liu (1998). A fim de justificar a comparação, o volume de óleo usado nas simulações foi assumido como sendo igual ao valor máximo possível, Eq. (6.52), isto é, $V_{ol}/V_{ol}^* = 1$. É importante mencionar que ambos os modelos geraram resultados qualitativamente semelhantes até a transição entre as regiões quase estática e dinâmica.

As diferenças observadas entre os modelos na Figura 6.12 são decorrentes da área de integração utilizadas por ambos os trabalhos para a

determinação da força de adesão. Enquanto Khalifa e Liu (1998) utilizam uma área de integração constante (máxima) delimitada pelos raios da válvula e do orifício, o modelo atual utiliza uma área variável definida pelos pontos de contato do óleo com a válvula e assento (R_{mi} , R_{me} , R_{pi} e R_{pe}), ver Figura 6.2. Isto dá origem a valores de força de adesão e uma região quase estática menor do que fornece o modelo Khalifa e Liu (1998).



(a)

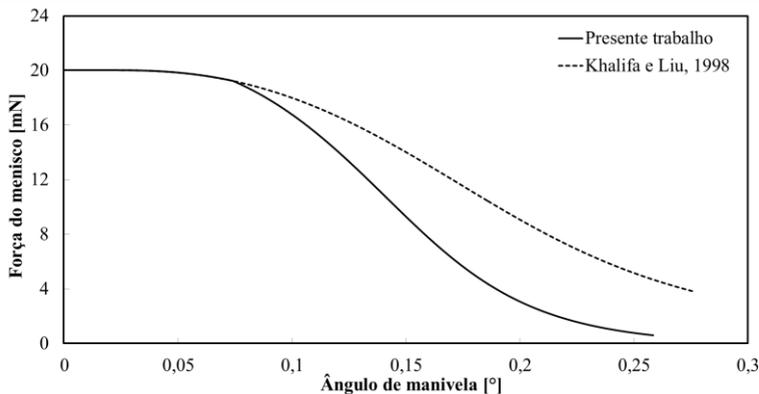


(b)

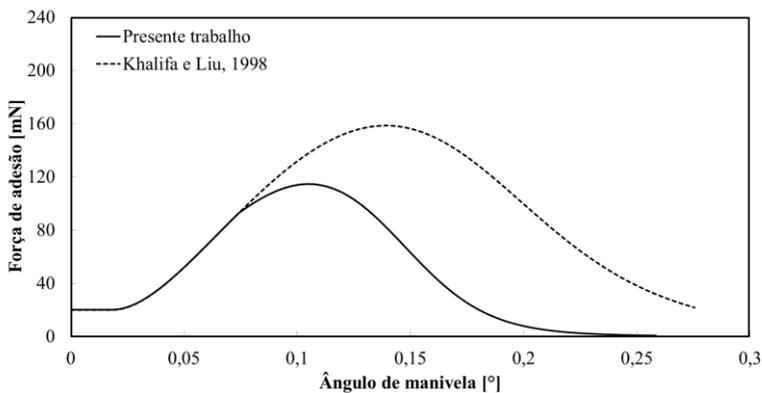
Figura 6.12 - Variação do (a) deslocamento e (b) da velocidade da válvula de descarga em função do ângulo de manivela.

A Figura 6.13 apresenta a variação das forças do menisco (capilaridade mais tensão superficial) e viscosa em função do ângulo da manivela. Novamente, utilizou-se a condição de volume máximo de óleo entre a válvula e o assento ($V_{o1}/V_{o1}^* = 1$), o que explica a convergência dos

dois modelos para o mesmo valor de força do menisco na condição inicial do processo de abertura da válvula de descarga (equilíbrio estático), ver Figura 6.8(a). Na região dinâmica, discrepâncias significativas são observadas entre os modelos para ambas as forças quando o ângulo de manivela (juntamente com a pressão do cilindro) aumenta. Estas diferenças são decorrentes, uma vez mais, do fato de Khalifa e Liu (1998) assumirem uma área de atuação da força de adesão constante (sem variação radial). Por outro lado, o modelo atual utiliza uma área de atuação da força que diminui com o aumento do afastamento entre as superfícies (Figura 6.10a).



(a)



(b)

Figura 6.13 - Variação da (a) força de menisco e (b) força viscosa em função do ângulo de manivela.

A Figura 6.14 mostra o comportamento da força de adesão e da força resultante dada pela Eq. (6.24) em função do ângulo de manivela. Na condição inicial, 0° no ângulo da manivela, observa-se que a força de adesão apresenta um valor diferente de zero, implicando a necessidade de uma maior pressão no cilindro para superar as forças que se opõem ao movimento da válvula. Como pode ser visto na Figura 6.13, a força viscosa é a componente dominante da força de adesão durante o processo dinâmico e, portanto, a maior restrição a ser vencida pela força externa, uma vez que a força de menisco é significativa somente na condição estática do sistema.

A válvula de descarga opera mediante a diferença de pressão entre o cilindro e a câmara de descarga. Em condições ideais, a válvula deve abrir instantaneamente assim que a pressão no interior do cilindro se iguale à pressão de descarga. No entanto, a abertura da válvula é retardada devido às forças de inércia e rigidez da palheta e da força de adesão estática.

A Figura 6.14 mostra a força resultante (definida pela diferença entre a força externa e as forças de rigidez e de adesão) determinada com o modelo de Khalifa e Liu (1998) e o modelo atual em função da variação do ângulo de manivela. Como se observa nesta figura, os resultados obtidos com o modelo proposto Khalifa e Liu (1998) apresentam uma menor força resultante atuando sobre a válvula de descarga, implicando, deste modo, em um processo de abertura mais demorado (Figura 6.12a) e, conseqüentemente, a necessidade de uma maior pressão no cilindro para vencer as ações combinadas dos efeitos viscosos e de rigidez da válvula.

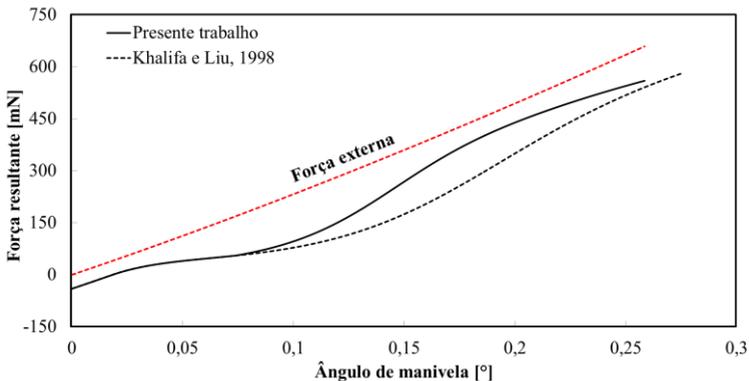


Figura 6.14 - Variação da força resultante em função do ângulo de manivela.

Observadas todas as comparações, verificou-se que a força de adesão determinada através do modelo proposto por Khalifa e Liu (1998) foi sistematicamente maior do que aqueles gerados pelo modelo proposto no

presente trabalho. Essas diferenças surgem da condição de volume infinito de óleo adotado pelos autores, enquanto que no modelo atual, utilizou-se uma condição de volume finito entre a válvula e o assento, o que parece ser fisicamente mais consistente com relação a uma condição real de funcionamento do sistema de descarga de um compressor alternativo.

6.4.2 Acoplamento do modelo de adesão em válvulas com o modelo de simulação do compressor (Recip)

Uma etapa importante na elaboração de modelos matemáticos para aplicações de engenharia é a validação dos resultados dos mesmos através da comparação com dados experimentais. No presente trabalho, esta validação foi realizada com dados disponibilizados pela EMBRACO para a dinâmica de válvulas de sucção e descarga em função da variação do ângulo de manivela.

O principal objetivo desta validação é analisar o efeito da presença de uma película de óleo entre a palheta e o assento na dinâmica das válvulas de sucção e descarga, como também em parâmetros energéticos e de eficiência globais do compressor.

A Tabela 6.1 apresenta os diferentes parâmetros de simulação utilizados para a validação do modelo global de adesão em válvulas.

Tabela 6.1: Parâmetros de simulação do modelo global de adesão em válvulas.

Parâmetros	Válvula de descarga	Válvula de sucção
Coeficiente de rigidez (k) [N/m]	270	190
Raio de válvula (R_{val}) [mm]	4,25	5,63
Raio do orifício (R_{ori}) [mm]	3,00	4,93
Altura do batente (D_b) [mm]	0,64	---

Foram considerados também os seguintes parâmetros: (i) densidade das válvulas: 7860 kg/m³, (ii) óleo lubrificante: POE ISO 10, (iii) gás refrigerante: R-134a, (iv) ângulo de contato (θ): 42,3° (v) tensão interfacial óleo-gás (γ_{LG}): 35,6 mN/m, (vi) condição de ruptura: 10 μ m, (vii) rotação: 3600 rpm, (viii) condições de operação: -23,3 °C/54,4 °C, as quais representam as temperaturas de evaporação e condensação para o R-134a, respectivamente.

Dada a carência de informações experimentais com relação aos valores dos ângulos de contato inferior e superior do menisco líquido formado entre a válvula e o assento, optou-se por utilizar o valor do ângulo de contato inferior determinado experimentalmente para a configuração R6P para óleo puro (ver seção 3.4.2a). Além disso, considerou-se que os ângulos superior e inferior são iguais e constantes no tempo.

O valor da tensão interfacial óleo-gás foi assumida igual ao valor da tensão interfacial do óleo POE ISO 10 na sua condição de lubrificante puro (35,6 mN/m). Esta suposição baseia, principalmente, na ausência de informações experimentais com relação a este parâmetro, uma vez que o volume e a solubilidade da mistura óleo e refrigerante presente entre a válvula e o assento é de difícil determinação experimental, complicando, assim, a determinação da correta do valor da tensão interfacial.

Com o objetivo de avaliar o efeito da adesão na dinâmica das válvulas de sucção e descarga, foi necessário, primeiramente, calibrar o modelo de adesão em válvulas usado no código RECIP, visto que é necessário definir uma condição de referência (calibrada experimentalmente) no momento de avaliar o fenômeno de adesão em diferentes condições de operação (volume de óleo, tensão interfacial, ângulo de contato e velocidade).

Para a determinação das condições de referência, tanto para a sucção como para a descarga, assumiu-se que a espessura inicial do filme de óleo (D_0) é igual ao afastamento inicial, estimados experimentalmente, entre a válvula e o assento antes da abertura das mesmas. De acordo com os dados experimentais, o afastamento inicial entre a válvula e o assento no sistema de sucção é de aproximadamente 10 μm e de 22 μm no sistema de descarga.

Tendo definido a espessura inicial do filme (D_0), determinam-se, através de um processo iterativo e por meio da equação de balanço de forças na condição estática, Eq. (6.30), os parâmetros que definem a geometria do menisco (R_{me} , R_{mi} , R_{pe} e R_{pi}). Com estes valores, e a equação de conservação do volume de líquido, Eq. (6.27), sabe-se o volume de óleo associado aquele valor de espessura. Para a determinação da fração de óleo presente em cada sistema, é necessário saber o volume máximo de óleo possível (V_{ol}^*), o qual é obtido com os valores dos raios de orifício e da válvula e a Eq. (6.52). Portanto, neste caso, os resultados mostraram que a fração de óleo (V_{ol}/V_{ol}^*) presente entre a válvula de sucção e o assento é de aproximadamente 5%, enquanto que no sistema de descarga é de 10%, concluindo-se, então, que força de adesão na condição estática do sistema é menor no sistema de sucção em comparação com o sistema de descarga, ver Figura 6.8(a).

Com relação à modelagem do filme de óleo, adotou-se uma configuração de anel circular concêntrico ao eixo central do sistema (ver Figura 6.2), de volume finito e constante no tempo. Além disso, assumiu-se que o volume total de óleo, após a ruptura, divide-se em duas partes iguais, sendo que uma delas adota o formato de uma gota sobre o assento, enquanto que a outra parte, também no formato de uma gota, adere-se à válvula. Após o fechamento das válvulas, o volume total é reestabelecido junto com o formato de anel circular no menisco.

A utilização da divisão do volume de óleo após a ruptura do filme responde a necessidade de determinar a transição entre as condições “com” e “sem” efeito de adesão no momento do fechamento das válvulas. Para determinação desta transição, calcula-se a variação da distância entre ambas as gotas, a qual é definida por:

$$\Delta x(t) = x(t) - 2D_g \quad (6.54)$$

em que $x(t)$ é o deslocamento da válvula (Eq. 6.47)(6.47) e D_g a altura da gota.

Para determinar a altura da gota, utilizou-se a aproximação do volume de um domo esférico:

$$V_g = \frac{2\pi R_{cg}^3}{3} \left[1 - \frac{3}{2} \cos(\theta) + \frac{1}{2} \cos^3(\theta) \right] \quad (6.55)$$

em que os termos V_g , R e θ representam, respectivamente, o volume da gota, o raio de curvatura do domo esférico e o ângulo de contato.

A variável R , que aparece na expressão acima, pode ser associada, através de relações geométricas, com a altura (D_g) e o raio (R_g) da gota através das seguintes expressões:

$$D_g = R_{cg} [1 - \cos(\theta)] \quad (6.56)$$

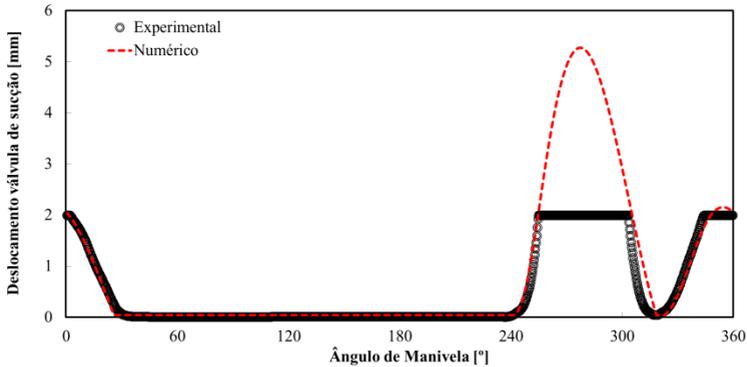
e,

$$R_g = R_{cg} \sin(\theta) \quad (6.57)$$

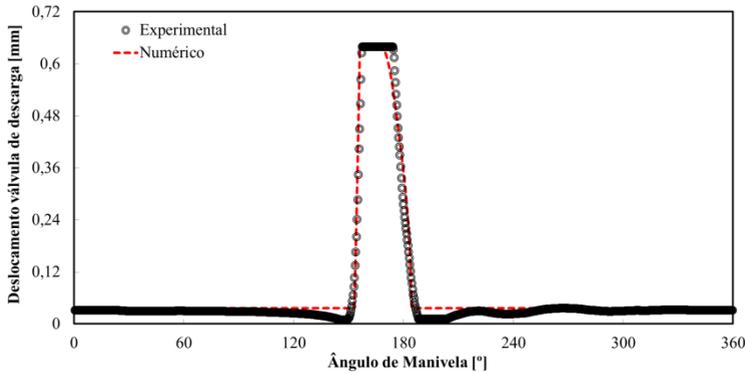
Como se observa na Eq. (6.55), a única incógnita a determinar é o raio de curvatura do domo esférico (R_{cg}), uma vez que o volume da gota e o ângulo de contato são parâmetros de entradas no problema. Tendo determinado este valor, a altura e o raio da gota são determinados também.

A Figura 6.15 mostra a comparação dos resultados numéricos, os quais serão usados como referência, e experimentais para a dinâmica das

válvulas de sucção e descarga em função do ângulo de manivela. De acordo com os dados experimentais, a abertura da válvula de sucção ocorre quando o ângulo de manivela (θ_m) é igual a $240,2^\circ$, já a abertura da válvula de descarga acontece quando θ_m é igual a $151,5^\circ$. Os resultados numéricos mostraram que a abertura da válvula de sucção ocorre em $\theta_m = 241,4^\circ$, ao passo que a abertura da válvula de descarga acontece em $\theta_m = 152,9^\circ$.



(a)



(b)

Figura 6.15 - Comparação dos resultados numérico e experimental para o deslocamento da válvula de (a) sucção e (b) descarga.

Analisando os dados experimentais, percebe-se a existência de um patamar no valor de deslocamento da válvula de sucção entre aproximadamente 256° e 306° e desde 344° até 360° do ângulo de manivela (ver Figura 6.15a). Isso se deve a limitações do sistema de medição empregado nos experimentos (sensor indutivo), para o qual deslocamentos

acima de dois milímetros não podem ser identificados (faixa de operação). No restante do deslocamento, percebe-se uma coerência do resultado do modelo com as medições, exceto no primeiro fechamento da válvula de sucção, o qual é previsto com alguns graus de atraso pelo modelo numérico.

No caso da válvula de descarga, os resultados experimentais apresentam um patamar no valor de deslocamento da válvula entre aproximadamente 157° e 174° do ângulo de manivela (ver Figura 6.15b). Este comportamento deve-se, diferentemente da válvula de sucção, à presença de um limitador de curso que restringe o deslocamento da válvula.

É importante salientar que, embora existam diferenças entre os resultados numéricos e experimentais para os ângulos de abertura das válvulas (de $1,2^\circ$ para a válvula de sucção e $1,4^\circ$ para a válvula de descarga), estas diferenças eram esperadas devido às simplificações adotadas nos modelos de adesão em válvulas e do próprio compressor. Além disso, existem as próprias incertezas de medição do sensor indutivo que podem afetar a comparação direta entre ambos os resultados.

A Tabela 6.2 apresenta os valores de capacidade de refrigeração (\dot{Q}_{eva}), consumo (\dot{W}_{ele}), potência indicada (\dot{W}_{ind}), vazão mássica (\dot{m}) e coeficiente de performance (COP), o qual é definido pela relação entre a capacidade de refrigeração e o consumo elétrico. Observa-se uma boa concordância entre os resultados.

Tabela 6.2: Parâmetros energéticos e de eficiência do compressor.

Parâmetros	Resultados experimentais	Resultados numéricos	Diferença
Capacidade [W]	210,3	214,9	4,6
Consumo [W]	121,3	119,3	2,0
Potência indicada [W]	93,2	93,1	0,1
Fluxo de massa [kg/h]	4,0	4,1	0,1
COP	1,82	1,80	0,02

As diferenças entre os resultados numéricos e experimentais estão relacionadas, principalmente, com a modelagem do escoamento nos filtros acústicos de sucção e descarga e com os valores de áreas efetivas de força e escoamento. Além disso, não é possível incluir, neste modelo, as informações relacionadas com as características dos materiais, como por exemplo, a rugosidade das superfícies, a qual afeta, diretamente, as propriedades relacionadas à película de óleo, como o ângulo de contato (ver seção 3.4.1a).

Além disso, para a simulação do compressor, alguns parâmetros geométricos do compressor deveram ser ajustados, como é o caso do volume morto que, apesar de ser um parâmetro de projeto, o mesmo varia bastante de um compressor para o outro em função das tolerâncias dimensionais e da montagem.

Diante de todas as simplificações adotadas no modelo global de adesão em válvulas, não se espera que o modelo apresentado neste trabalho represente de forma precisa os resultados obtidos experimentalmente, e sim que possa identificar e avaliar corretamente as tendências do efeito de adesão na dinâmica das válvulas de sucção e descarga.

A Figura 6.16 apresenta a comparação dos perfis de velocidade e de deslocamento das válvulas de sucção e descarga, levando em conta a condição de calibração do modelo, chamada de “referência” (linha pontilhada), e a condição de máximo volume de óleo possível no sistema ($V_{ol}/V_{ol}^* = 1$), chamada de “máxima adesão” (linha contínua). Observa-se, na Figura 6.16(a), que a velocidade máxima da válvula de sucção para a condição de *referência* foi de 4,9 m/s e a mínima de -3,3 m/s. Já o deslocamento máximo alcançado foi de 4,9 mm (Figura 6.16b). Por outro lado, quando os efeitos de adesão são estendidos até a condição de *máxima adesão* ($V_{ol}/V_{ol}^* = 1$), os limites de velocidade se ampliaram significativamente (6,3 e -4,0 m/s), enquanto o deslocamento máximo aumentou consideravelmente (5,8 mm).

No caso do processo de descarga, considerando a condição de *referência*, a velocidade máxima da válvula foi de 5,3 m/s, enquanto que a mínima foi de -3,9 m/s (Figura 6.16c). No entanto, para o processo de descarga com a condição de *máxima adesão*, a velocidade máxima aumentou para 5,7 m/s e a mínima foi de -3,5 m/s. Com relação ao deslocamento máximo da válvula de descarga, por questões de confiabilidade do sistema, este valor é restringido por um limitador de curso em 0,64 mm, conforme mostrado na Figura 6.16 (d).

Na mesma Figura 6.16, é possível observar que o efeito de adesão provocou mudanças importantes no processo de abertura e fechamento das válvulas. É importante lembrar que a dinâmica das válvulas, conforme mencionado anteriormente, é regida pela diferença de pressão entre o cilindro e as câmaras de sucção e descarga. Essa diferença é provocada pelo movimento de rotação do eixo convertido em movimento alternativo pelo conjunto pistão/biela/manivela que, ao completar uma revolução, realiza os processos de expansão, sucção, compressão e descarga do gás refrigerante. Cabe ressaltar que devido a uma excentricidade entre os eixos do pistão e da manivela, utilizada para evitar o travamento do sistema, o ponto morto inferior não corresponde exatamente à posição $\theta = 0^\circ$, mas sim em alguns

graus inferiores. Além disso, os processos de compressão e expansão acabam tendo durações diferentes, sendo essa diferença menor do que 3 graus do ângulo da manivela.

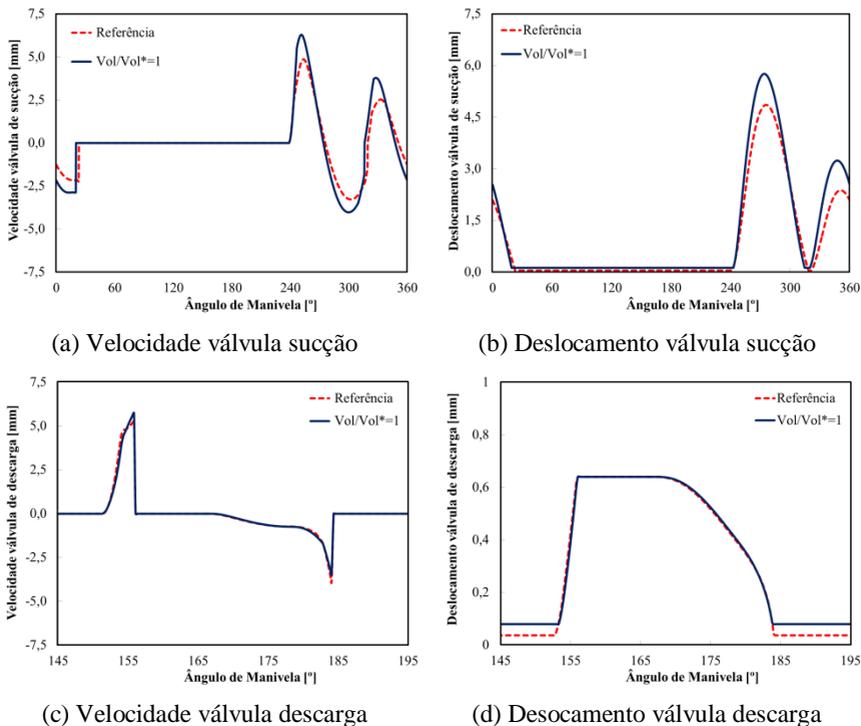


Figura 6.16 - Resultados comparativos para a velocidade e o deslocamento das válvulas de sucção e descarga para duas frações de volume de óleo.

Com relação aos resultados, observa-se que o começo do processo de sucção, para a condição de *referência*, iniciou-se em $\theta_m = 241,4^\circ$, e no caso de *máxima adesão*, em $\theta_m = 242,6^\circ$, implicando em um atraso na abertura da válvula de $1,3^\circ$. Já na válvula de descarga, a abertura para a condição de “referência” ocorreu em $\theta_m = 152,9^\circ$, e na condição de “máxima adesão”, em $\theta_m = 153,4^\circ$, gerando uma diferença de $0,5^\circ$ no início da descarga.

No que diz respeito ao fechamento das válvulas, percebe-se que o fechamento da válvula de sucção, para a condição de “referência”, aconteceu em $\theta_m = 23,1^\circ$, enquanto que para a condição de “máxima adesão”, este mesmo processo ocorreu em $\theta_m = 20,1^\circ$. No caso da válvula de descarga, para a condição de “referência”, o fechamento da mesma

sucedeu em $\theta_m = 184,3^\circ$. No entanto, para a condição de “máxima adesão”, o fechamento da válvula aconteceu em $\theta_m = 184,4^\circ$. Ressalta-se que em ambas as condições, o fechamento da válvula de descarga aconteceu praticamente na mesma posição da manivela. Esse comportamento é consequência da utilização de uma válvula secundária, a qual impede atrasos no fechamento do sistema de descarga.

Com relação à potência elétrica consumida pelo compressor, sabe-se que parte desta é entregue ao eixo e o restante é dissipado no motor elétrico sob a forma de perdas (aquecimento ou efeito Joule, correntes parasitas e histerese). Da potência disponível no eixo de acionamento, uma parcela é dissipada no próprio sistema de mancais sob a forma de calor decorrente da fricção gerada entre os componentes de transmissão mecânica. Descontando as perdas elétricas e mecânicas, tem-se a potência entregue ao fluido refrigerante, denominada potência indicada. Uma grande parte da potência indicada é utilizada para comprimir o gás refrigerante desde a pressão de sucção até a pressão de descarga, sendo denominada potência efetiva. Outra parcela da potência indicada é consumida nos processos de sucção e descarga, sendo aqui denominada “potência em válvula”.

A partir dos resultados da Tabela 6.3, é possível concluir que na condição de *máxima adesão* a potência total de consumo apresentou-se maior do que na condição de *referência*. Esse aumento é decorrente da necessidade de uma diferença de pressão maior entre o cilindro e as câmaras de sucção e descarga, uma vez que a utilização do máximo volume de óleo possível entre o assento e a válvula dificulta ainda mais o processo de abertura das válvulas. Esse efeito pode ser observado comparando-se a potência consumida nas válvulas para ambas as condições testadas. Enquanto na primeira condição, *referência*, foram consumidos 4,1 W de potência, na segunda o consumo foi de 4,9 W.

Tabela 6.3: Resultados comparativos dos parâmetros energéticos e de eficiência do compressor em função do volume de óleo.

Parâmetros	Referência	$V_{ot}/V_{ot}^* = 1$
Capacidade [W]	214,9	216,8
Consumo [W]	119,3	120,5
Potência indicada [W]	93,1	95,2
Potência efetiva [W]	89,2	90,3
Potência em válvula [W]	4,1	4,9
COP	1,80	1,8

A Figura 6.17 apresenta a comparação dos diagramas p-V para os processos de sucção e descarga, levando em conta as condições de referência e de máxima adesão sobre as válvulas. Sabe-se que para dar início ao processo de sucção, a pressão do cilindro deve ser menor que a pressão da linha sucção (1,2 bar). Portanto, é necessário gerar uma força de pressão maior devido à presença de forças que atuam no sentido de impedir a abertura da válvula (rigidez e adesão). Para a condição de referência (Figura 6.17a), a condição de abertura só foi atingida quando a pressão do cilindro alcançou o valor de 1,1 bar (linha tracejada). Por outro lado, quando o fenômeno de adesão foi considerado na sua máxima condição (linha cheia), uma pressão ainda menor foi necessária para obter a abertura da válvula, condição que ocorreu quando a pressão foi de 1,0 bar. Já no processo de descarga (Figura 6.17b), é necessário que a pressão do cilindro seja maior que a pressão da linha descarga (14,7 bar). Portanto, as forças de inércia, rigidez e adesão, analogamente ao sistema de sucção, tendem a manter o sistema fechado por um tempo maior. Quando considerada somente a condição de referência (linha contínua), a pressão necessária no cilindro foi de 15,8 bar. No entanto, para a condição em que se considerou o máximo volume de óleo, a pressão no cilindro foi de 16,4 bar.

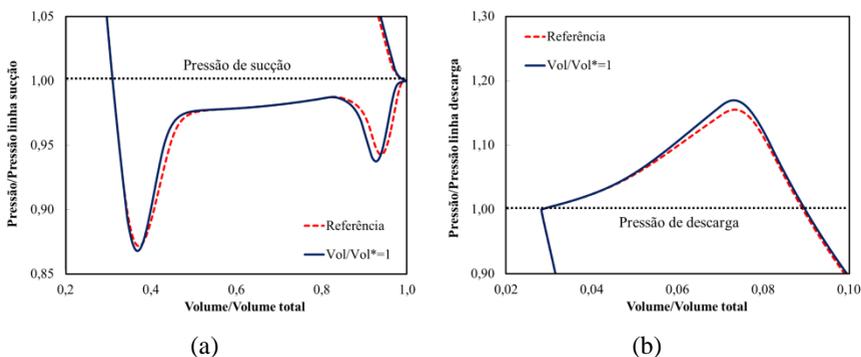


Figura 6.17 - Comparação dos diagramas p-V para duas frações de óleo no sistema nos processos de (a) sucção e (b) descarga.

É sabido que, num ciclo de compressão real, perdas por atrito viscoso ocorrem durante o processo de sucção e descarga, fazendo com que as parcelas relativas aos trabalhos de sucção e descarga também aumentem. Portanto, quando se aumentam as restrições à abertura das válvulas, através de um maior efeito de adesão, faz-se com que a condição de pressão de abertura das válvulas se afasta ainda mais da condição ideal de abertura,

explicando, dessa forma, o aumento das potências consumidas nos processos de sucção e descarga (Tabela 6.3).

Com relação à existência de uma variação maior no deslocamento da válvula de sucção em comparação com a válvula de descarga, é possível dizer que este comportamento se deve, fundamentalmente, aos sistemas de sucção serem mais sensíveis à presença do fenômeno de adesão em comparação com os sistemas de descarga. Este comportamento pode ser explicado pelo crescimento da pressão do gás no cilindro durante o processo de compressão, fazendo com que próximo da pressão de descarga, que seria a condição ideal de abertura da válvula, qualquer pequeno deslocamento do pistão provoque uma forte variação da pressão e, por conseguinte, da força resultante que atua sobre a válvula de descarga. Dessa forma, fortes variações da força resultante fazem com que a força de adesão seja menos importante na descarga, já que a condição de ruptura do filme é atingida rapidamente.

No caso da válvula de sucção, é necessário um deslocamento maior do pistão para gerar uma variação significativa na força resultante que atua sobre a válvula, uma vez que a variação da pressão interna do cilindro durante o processo de expansão decai, gerando, neste sistema, uma importância maior do fenômeno de adesão na condição estática.

Conforme apresentado, a força de adesão depende diretamente do volume de óleo presente entre a válvula e o assento, da velocidade abertura da palheta e de propriedades de superfície da mistura óleo-refrigerante (ângulo de contato e tensão interfacial) que, até o presente momento, foram consideradas iguais às propriedades do óleo puro.

Em sistemas de refrigeração de baixa capacidade, como refrigeradores domésticos e comerciais de pequeno porte, a capacidade de refrigeração é controlada pelo ligamento e desligamento periódico do compressor. Durante o período de desligamento, gás refrigerante é absorvido pelo óleo lubrificante no interior do compressor, da mesma forma que é dessorvido da mistura líquida quando da partida o compressor. A absorção do gás pelo óleo do cárter após o desligamento é um dos processos que dá origem à pressão de equalização, que é a pressão alcançada pelo sistema imediatamente antes da partida do motor elétrico. O processo de absorção de refrigerante no óleo causa variações importantes nas propriedades termofísicas da mistura. Conforme relatado em capítulos anteriores, a absorção de refrigerante, por consequência do aumento de volume da mistura, gera um ângulo de contato maior entre a palheta e o assento, uma área de contato maior sobre as superfícies e, por conseguinte, um aumento da área crítica de ruptura (segundo termo da Eq. 6.19). No

caso da tensão interfacial da mistura líquida, esta propriedade é reduzida em razão da menor tensão interfacial do refrigerante.

A seguir, apresenta-se uma análise do efeito de absorção de refrigerante (solubilidade) na dinâmica de abertura das válvulas de sucção e descarga. Para isso, utilizaram-se as seguintes propriedades: (i) nível de solubilidade (x_R): 20 %, (ii) ângulos de contato (θ): 44,2° e (iii) tensão interfacial (γ_{LG}): 25,5 mN/m. Estes valores foram determinados para a configuração de uma esfera de raio 6 mm em contato com uma placa plana (detalhes na seção 3.4.2a).

É importante destacar que, a condição de solubilidade avaliada nesta seção, $x_R = 20\%$, é maior que os valores esperados nos sistemas de sucção e descarga em condições reais de funcionamento de um compressor alternativo. No caso do sistema de sucção, considerando uma temperatura de 31,7 °C e uma pressão de 1,2 bar, que representam as condições da câmara de sucção, a solubilidade é de aproximadamente $x_R = 3,9\%$. Já no caso do sistema de descarga, em que as condições de temperatura e pressão são de 101°C e 14,7 bar, a solubilidade da mistura é aproximadamente igual $x_R = 15,9\%$. Portanto, a utilização de uma solubilidade de $x_R = 20\%$ permitiu, sem descaracterizar as verdadeiras condições dos sistemas de sucção e descarga, o real efeito da absorção de refrigerante no fenômeno de adesão em válvulas.

Os resultados apresentados na Tabela 6.4 mostram que, a utilização de uma mistura de óleo e gás com um nível de solubilidade de 20%, condição chamada “com solubilidade”, não provocou grandes mudanças nos diferentes parâmetros dinâmicos que definem o processo de abertura das válvulas de sucção e descarga em comparação com os valores de referência, condição esta chamada de “óleo puro”. Observa-se que o início da abertura da válvula de sucção, para a condição *com solubilidade*, aconteceu em $\theta_m = 241,2^\circ$, e no caso de *óleo puro* em $\theta_m = 241,4^\circ$, implicando um atraso de 0,2°. Já na válvula de descarga, a abertura para a condição *com solubilidade* ocorreu em $\theta_m = 152,8^\circ$ e com *óleo puro* em $\theta_m = 152,9^\circ$, gerando uma diferença de 0,1° no início do processo de descarga.

Observou-se ainda que, analogamente aos ângulos de abertura de ambas as válvulas, os resultados para o deslocamento e velocidades das válvulas não apresentaram diferenças significativas quando comparados com a referência (Tabela 6.4). Isto se deve a que, embora a área de contato da película de óleo com a placa e o assento tenha aumentado (maior efeito espalhamento do óleo), juntamente com a área crítica de ruptura, a diminuição da tensão interfacial acabou por compensar esta variação, posto que a força de menisco (capilaridade mais tensão superficial), que é

dominante na condição estática, é caracterizada essencialmente pelos efeitos da tensão interfacial.

Tabela 6.4: Resultados comparativos dos parâmetros dinâmicos das válvulas em função da solubilidade da mistura.

Válvula	Parâmetro	Condição	Referência	$x_R = 20\%$
Sucção	Ângulo [°]	Abert.	241,4	241,2
		Fecham.	23,1	23,3
	Velocidade [m/s]	Máx.	4,9	4,8
		Mín.	-3,3	-3,3
Deslocamento [mm]	Máx.	4,9	4,8	
Descarga	Ângulo [°]	Abert.	152,9	152,8
		Fecham.	184,3	184,4
	Velocidade [m/s]	Máx.	5,3	5,2
		Mín.	-3,9	-3,8
Deslocamento [mm]	Máx.	0,64	0,64	

A Tabela 6.5 apresenta os resultados comparativos dos diferentes parâmetros energéticos e de eficiência do compressor para as duas condições de solubilidade estudadas (0% e 20%).

Tabela 6.5: Resultados comparativos dos parâmetros energéticos e de eficiência do compressor em função da solubilidade da mistura.

Parâmetros	Referência ($x_R = 0\%$)	$x_R = 20\%$
Capacidade [W]	214,9	214,8
Consumo [W]	119,3	119,2
Potência indicada [W]	93,1	93,1
Potência efetiva [W]	89,2	89,2
Potência em válvula [W]	4,1	4,1
COP	1,80	1,8

Observa-se nesta tabela que, como dito anteriormente, a diminuição da tensão interfacial entre o óleo e o gás, devido à absorção de refrigerante, evita que a força de menisco aumente seu efeito contrário ao processo de abertura das válvulas. Portanto, como não se observaram grandes variações

nas dinâmicas de abertura das válvulas (ângulo de manivela, deslocamento e velocidade), os valores de potência, consumo e a capacidade de refrigeração para ambos os casos deveriam ser iguais ou muito próximas entre si, como pode ser confirmado na Tabela 6.5.

6.4 SÍNTESE

Este capítulo descreveu a elaboração de um modelo simplificado de adesão em válvulas, capaz de prever o fenômeno de adesão em válvulas devido à presença de uma fina película de óleo entre a palheta e o assento. Além disso, apresentou-se também um modelo capaz de prever a espessura inicial do filme de óleo, a qual se baseia na aplicação de um balanço de forças no momento em que a pressão interna do cilindro é igual à pressão da câmara de sucção ou descarga. Resultados comparativos entre o presente modelo de adesão e o modelo proposto por Khalifa e Liu (1998) foram apresentados utilizando como referência as características reais de uma válvula de descarga de um compressor comercial de baixa capacidade.

Observou-se, a partir dos resultados comparativos entre os modelos, que a força de adesão determinada pelo modelo de Khalifa e Liu (1998) foi, independente da condição do sistema (estática ou dinâmica), sempre maior que as forças determinadas com o modelo simplificado. Estas diferenças estão diretamente relacionadas com a caracterização do volume de óleo. Enquanto Khalifa e Liu (1998) assumem um volume de óleo infinito e igual a um anel circular delimitado pelos raios do orifício e da válvula, no atual modelo deste trabalho considera-se um volume de óleo finito que se deforma na direção radial e axial devido ao deslocamento da válvula.

Com relação à dinâmica da válvula de descarga, observou-se que a força viscosa é a componente dominante da força de adesão durante o processo dinâmico e, portanto, a maior restrição a ser vencida pela força de pressão, uma vez que a força de menisco, a qual é definida pelas forças de capilaridade e de tensão superficial, apresenta-se importante, unicamente, na região estática de abertura da válvula.

Apresentou-se em detalhes o modelo de simulação RECIP e seu acoplamento com o modelo de adesão em válvulas. O acoplamento de ambos os modelos permitiu analisar de forma mais completa a influência do fenômeno de adesão na dinâmica das válvulas de sucção e descarga no compressor.

O modelo RECIP foi calibrado com resultados experimentais para a dinâmica das válvulas de sucção e descarga trabalhado nas condições de operação de $-23,3\text{ }^{\circ}\text{C}/54,5\text{ }^{\circ}\text{C}$. Os dados foram fornecidos pela EMBRACO.

Boa concordância foi observada entre o modelo e os valores experimentais em ambas as válvulas.

A discussão dos resultados das distintas simulações realizadas utilizando o modelo global de adesão teve como objetivo adquirir um conhecimento real da influência da força de adesão no processo de aberturas das válvulas de sucção e descarga do compressor. Tal tema não havia ainda sido abordado com a profundidade apresentada no presente trabalho.

Inicialmente, foi analisada a influência do volume total de óleo presente entre a palheta e a válvula, análise esta realizada em função da variação da fração de óleo nos sistemas de sucção e descarga. Compararam-se os resultados da condição de calibração do modelo (referência), a qual considera uma fração de óleo de 5 % no sistema de sucção e de 10 % no sistema de descarga, e a condição de máxima fração de óleo no sistema, 100 % em ambos os sistemas. Neste estudo, chegou-se à conclusão de que quanto maior é a fração de óleo nos sistemas de sucção e descarga, mais significativos são os efeitos de adesão entre a palheta e o assento provocando, com isso, um atraso maior na abertura das válvulas e, não muito significativo, nas perdas de potência das mesmas. É interessante observar que o sistema de sucção apresentou-se muito mais sensível ao efeito de adesão em comparação com o sistema de descarga. Este efeito deve-se, basicamente, à necessidade de um maior deslocamento do pistão para provocar a variação da pressão interna do cilindro e, conseqüentemente, da força resultante que atua sobre a válvula de descarga.

Em função das conclusões da análise realizada para a influência da fração de óleo presente entre a palheta e o assento, estudou-se o efeito de absorção de refrigerante no óleo lubrificante. Para avaliar o efeito da solubilidade da mistura, utilizou-se como referência a condição de calibração do modelo global, na qual o óleo é considerado puro e a frequência de funcionamento é de 60 Hz.

De acordo com os resultados, quanto maior é a absorção de refrigerante no óleo (maior solubilidade), maior é a força de adesão, uma vez que o ângulo de contato do óleo com as superfícies aumenta junto com a área crítica de ruptura na qual atua esta força. Esta condição por si só implicaria um maior efeito de adesão nas válvulas, mas como a tensão interfacial óleo-gás diminui, devido à presença de gás refrigerante (menor tensão interfacial), isto acaba compensando o aumento da área e, deste modo, não provocando maiores alterações na dinâmica de abertura das válvulas. Concluindo, pode-se afirmar que é de suma importância delimitar a presença de óleo no sistema de sucção e descarga, uma vez que este fator tem influência nos parâmetros energéticos e de eficiência do compressor.

No capítulo seguinte, apresentam-se as conclusões finais do trabalho, como também, os trabalhos futuros relacionados com o aprimoramento da caracterização e entendimento do fenômeno de adesão em válvulas automáticas de um compressor hermético alternativo.

7. CONCLUSÕES

É inegável a importância do desenvolvimento de modelos matemáticos que possam representar com fidelidade os fenômenos físicos envolvidos em sistemas tão complexos como um compressor. Tal importância não se reflete somente na apresentação de soluções imediatas, mas principalmente no avanço do conhecimento do fenômeno de adesão em válvulas automáticas, o qual tinha sido pouco explorado, até o presente momento.

Como visto na revisão bibliográfica, a disponibilidade crescente de recursos computacionais e métodos numéricos têm permitido a modelação completa, e cada vez mais precisa, dos sistemas de sucção e descarga de um compressor alternativo. No entanto, a força de adesão em válvulas tem sido desconsiderada, ou simplesmente tomada como uma constante, na maior parte dos trabalhos.

No presente trabalho, apresentou-se um modelo inédito para analisar o efeito da força de adesão no processo de abertura das válvulas de sucção e descarga de compressores. Observou-se, durante a elaboração deste novo modelo, a necessidade de caracterizar de forma correta algumas propriedades termofísicas da mistura óleo-refrigerante que influenciam o fenômeno.

O trabalho experimental realizado para determinar a tensão interfacial óleo-refrigerante mostrou que a mesma diminui com o aumento da solubilidade, gerando uma redução dos efeitos relacionados com força de capilaridade no fenômeno de adesão. Por outro lado, os resultados experimentais de ângulo de contato mostraram que, independentemente da rugosidade das superfícies, do tipo de configuração geométrica utilizada e da solubilidade da mistura, existe um alto grau de molhabilidade na superfície, o que traz como resultado a intensificação dos efeitos gerados a partir das forças de tensão superficial.

Com o objetivo de aprofundar ainda mais o conhecimento dos efeitos associados ao fenômeno de adesão, elaborou-se um modelo para quantificar a força de adesão em geometrias básicas, isto é, compostas por esferas e placas. Os resultados gerados a partir desta análise apresentaram boa concordância com dados experimentais disponíveis na literatura e mostraram que a força viscosa é a principal componente da força de adesão no período da região dinâmica da deformação do filme de óleo. No entanto, na região estática da deformação, a força de capilaridade foi a componente de maior magnitude.

O objetivo de cunho mais aplicado deste trabalho foi analisar os efeitos de adesão em válvulas, que é um dos assuntos menos dominados no

âmbito do projeto de sistemas de sucção e descarga de compressores. Para isso, elaborou-se um modelo numérico, para a adesão em válvula capaz de prever, em função de parâmetros geométricos e da variação da pressão interna do cilindro, a deformação da película de óleo entre a válvula e o assento e, conseqüentemente, a força de adesão resultante. O modelo de adesão em válvula foi acoplado a um modelo já existente (RECIP), cuja função é calcular o estado do gás refrigerante no interior da câmara de compressão ao longo do ciclo, além do escoamento pelos filtros de sucção e descarga e a dinâmica das válvulas. O modelo permitiu determinar, além de parâmetros de eficiência, a dinâmica e o ângulo de abertura das válvulas de sucção e descarga a partir da variação temporal da pressão interna da câmara de compressão. Os resultados obtidos com o modelo acoplado demonstraram que o processo de sucção é mais sensível aos efeitos de adesão gerados pela presença da película de óleo entre a válvula e o assento.

Embora muitas questões referentes à influência do fenômeno de adesão em válvulas automáticas tenham sido esclarecidas, há a necessidade de se explorar em mais detalhes algumas hipóteses adotadas no presente trabalho. Com o objetivo de dar continuidade ao estudo realizado, são propostos os seguintes temas para trabalhos futuros:

A. Investigações experimentais:

a.1) Tensão Interfacial: Uma das maiores complicações na realização dos testes de tensão superficial foi a definição da frequência de formação de bolha (1,0 Hz), uma vez que este processo é realizado através do acompanhamento dos sinais de pressão dos transdutores de pressão diferencial. Propõe-se a utilização de janelas de visualização na seção de testes para monitorar o processo de formação de bolhas e, com isso, auxiliar o processo utilizado atualmente (sinal de pressão). Além disso, sugere-se a realização de testes em temperaturas e solubilidades maiores aos realizados no presente trabalho;

a.2) Ângulo de contato e de espalhamento: O processo de alinhamento entre as superfícies é, sem dúvida, a etapa mais complicada do procedimento experimental. Para melhorar este procedimento, aconselha-se a utilização de um mecanismo automatizado de alta precisão para controlar o alinhamento dos planos X-Y-Z, sem ter que desmontar o

sistema de alinhamento atual da bancada de teste. Além disso, recomenda-se a realização de teste em níveis de temperatura e solubilidades maiores aos utilizados neste trabalho;

a.3) Força de adesão dinâmica: A maior dificuldade na realização dos testes de força de adesão dinâmica recaiu sobre a determinação do deslocamento da superfície superior, uma vez que fibra ótica utilizada para este fim foi posicionada fora do eixo principal do sistema, o que gera efeitos de paralaxe no sinal e, conseqüentemente, um aumento das incertezas associadas a esta variável. Sugere-se a utilização de um atuador pneumático de dupla ação (dupla haste), onde uma haste seria utilizada para a fixação da superfície móvel, enquanto que a outra seria utilizada como referência para o sensor de deslocamento. Além disso, propõe-se a realização de testes com temperatura e pressão controlada através de um sistema fechado.

B. Estudos teóricos:

b.1) Fenômeno de adesão em superfícies: Propõe-se a incorporação do fenômeno de cavitação no filme e a utilização de uma abordagem bidimensional com o objetivo de quantificar a influência desta segunda dimensão na deformação do menisco;

b.2) Fenômeno de adesão em válvulas: Sugere-se a incorporação do processo de deformação do filme de óleo nas válvulas durante todo o ciclo de compressão. Por exemplo, o filme de óleo na válvula de descarga é comprimido no período em que o pistão se desloca desde o ponto morto superior (pressão da linha de descarga) até o ponto morto inferior (pressão da linha de sucção), definindo assim a espessura mínima do filme. No presente trabalho, adotou-se a hipótese de que a espessura do filme pode ser determinada a partir do equilíbrio entre as pressões de ambas as câmaras. Além disso, sugere-se, assim como no modelo de adesão em superfície, a incorporações dos efeitos de cavitação na película de óleo.

REFERÊNCIAS

ABNT, INMETRO, Guia para a expressão da incerteza de medição. Terceira edição brasileira, Rio de Janeiro, 120p, 2003.

ADAMS, N.K., The physics and chemistry of surfaces. Oxford University Press Inc., New York, 1941.

ADAMSON A. W., GAST A. P., Physical Chemistry of Surface, Wiley-Interscience; 6 edition, 1997.

ADKINS, C. J., Equilibrium Thermodynamics, Cambridge University Press, 1983.

ALLAIN, C., AUSSERRE D., RONDELEZ F., New method for contact-angle measurements of sessile drops, Journal of Colloid and Interface Science 107, pp. 5 – 13, 1985.

AUSTIN M., BRIGHT, B.B., SIMPSON, E.A., The Measurement of the Dynamic Surface Tension of Manoxol OT Solutions for Freshly Formed Surfaces", Colloid and Interface Sci., Vol. 23, pp. 108-112, 1967.

ASHRAE, Lubricants in Refrigerant Systems. In: 2010 Refrigeration Handbook, Chapter 12 American Society of Heating, Refrigeration and Air-Conditioning Engineers, 2010.

BACHMANN J., HORTON R., VAN DER PLOEG R. R., WOCHE S., Modified sessile drop method for assessing initial soil–water contact angle of sandy soil; Soil Sci. Soc. Am. J. 64, pp. 564 – 567, 2000.

BARNES, G.T., I.R. GENTLE., Interfacial science, an introduction. Oxford University Press Inc., New York, 2005.

BAUER, F., The influence of liquid on compressor valve, International Compressor Engineering Conference at Purdue, pp. 647-653, 1990.

BIKKINA P.K., Contact angle measurements of CO₂-water-quartz/calcite systems in the perspective of carbon sequestration, International Journal of Greenhouse Gas Control, Vol. 5, pp. 1259-1271, 2011.

BROOKER, J. F., Squeeze films and bearing dynamics, Handbook of lubrication, CRC Press, Boca Raton, 1983.

BROWN, J., LOUGH, A., PRINGLE, S. AND KARLL, B., Oil Stiction in automatic compressor valves, IIR Congress, Moscow, 1975.

BUTT, H.J., KAPPL, M., Normal capillary forces, *Advances in Colloid and Interface Science*, Vol. 146, pp. 48 - 60, 2009.

CAI, S., BHUSHAN, B., Meniscus and Viscous Forces during Separation of Hydrophilic and Hydrophobic Surfaces with Liquid-Mediated Contacts, *Materials Science and Engineering R*, Vol. 61, pp. 78-109, 2008.

CAI, SH., BHUSHAN, B., Meniscus and viscous forces during normal separation of liquid-mediated contacts, *Nanotechnology*, Vol. 18, pp. 1 - 14, 2007.

CAREY, V. P., *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena: an Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation in Heat transfer Equipment*, Taylor and Francis, US, 2008.

CARNIE, S. L., CHAN, D. Y. C., STANKOVICH, J., Computation of Forces between Spherical Colloidal Particles: Nonlinear Poisson-Boltzmann Theory, *Journal of Colloid and Interface Science*, v. 165, 116-128, 1994.

CIEŚLIŃSKI, J.T., KRYGIER K., Sessile droplet contact angle of water-Al₂O₃, water-TiO₂ and water-Cu nanofluids. *World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, 8th, Lisbon, Portugal, 2013.

CHAN, D. Y. C., HORN, R. G., The drainage of thin liquid films between solid surfaces, *Journal of Chemical Physics*, Vol. 83, pp. 5311 - 5324, 1985.

CHEN, S. C., LIN, J.F., Detailed modeling of the adhesion force between an AFM tip and a smooth flat surface under different humidity levels, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, Vol. 18, pp 1-7, 2008.

CHIBOWSKI E., PEREA-CARPIO R., Problems of contact angle and solid surface free energy determination, *Adv. Colloid Interface Sci.* 98, PP. 245 – 264, 2002.

CHILAMAKURI, S. K., BHUSHAN. B., A comprehensive kinetic meniscus model for prediction of long-term static friction, *Journal of Applied Physics*, Vol. 8, pp.4649-4656, 1999.

CHUNXI, L., W. WENCHUAN, W. ZIHAO., A surface tension model for liquid mixtures based on the Wilson equation. *Fluid Phase Equilibria*, vol. 175, pp. 185-196, 2000.

- CHUTKOWSKI, M., PETRUS, R., Empirical model of adhesion force induced by a liquid bridge inside a powder bed in a pendular state, *Chemical and Process Engineering*, Vol. 29, pp. 75 - 86, 2008.
- CRAIG JR., F.F., The reservoir engineering aspects on water-flooding. Monographic - Society of Petroleum Engineers, Dallas, 1971.
- CYCKLIS, P., CFD simulation of the flow through reciprocating compressor self-acting valves, *International Compressor Engineering Conference at Purdue*, pp. 427-432, 1994.
- CZAPLINSKI, S., A review paper on problems in valve dynamics is piston compressors, *IRR Bulletin*, Vol. 45, pp. 390-421, 1965.
- DE LAZZER, A., DREYER, M., RATH, H. J., Particle-surface capillary forces, *Langmuir*, Vol. 15, pp. 4551 - 4559, 1999.
- DE SOUZA, E. J., BRINKMANN, M., MOHRDIECK, C., ARZT, E., Enhancement of capillary forces by multipli liquid bridges, *Langmuir*, Vol. 24, pp. 8813-8820, 2008.
- DE SOUZA, E. J., GOA, L., MCCARTHY, T. J., ARZT, E., CROSBY, A. J., Effect of contact angle hysteresis on the measurement of capillary forces, *Langmuir*, Vol. 24, pp. 1391 - 1396, 2008.
- DESCHAMPS, C. J., PRATA, A. T., FERREIRA, R. T. S., Turbulent flow through reed type valves of reciprocating compressors, *ASME*, Vol. 36, pp. 151-161, 1996.
- DORMAND, J.R., EL-MIKKAWY, M.E.A. AND PRINCE, P.J., Families of Runge-Kutta-Nyström formulae. *IMA Journal of Numerical Analysis* 7, pp. 235 - 250, 1987.
- DRELICH, J., FANG, Ch., WHITE, C.L., Measurement of interfacial tension in fluid-fluid systems, *Encyclopedia of Surface and Colloid Science*, Marcel Dekker, Inc. pp. 3152-3166, 2002.
- DUAN, Y.Y., LIN, H., Surface tension of the binary refrigerant mixture, *Fluid Phase Equilibria*, Vol. 213, pp. 89-98, 2003.
- EVANS, M. J. B., Measurement Thermodynamic Properties Multiple Phases, *Cap. 15*, Vol. 7, pp.386-404, 2005.
- FAINERMAN, V.B., MAKIEVSKI, A.V., R. MILLER, R., Accurate analysis of the bubble formation process in maximum bubble pressure tensiometry, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 75, pp. 213-221, 2004.

FAINERMAN, V.B., MYS, V.D., MAKIEVSKI, A.V., R. MILLER, R., Accurate analysis of the bubble formation process in maximum bubble pressure tensiometry, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 75, pp. 213-221, 2006.

FEENSTRA, P.A., R.L JUDD, D.S. WEAVER., A practical device for surface tension measurements in volatile fluids. *HVAC&R Research*, vol. 7(1), pp.3-14, 2001.

FORTES, M. A., Axisymmetric Liquid Bridges between Parallel Plates. *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 88, issue 2, pp. 338 - 352, 1982.

FRANÇA, R. M., Caracterização do equilíbrio de fases das misturas R-134a/POE ISO 10 e R-1234yf/POE ISO 10, Trabalho de conclusão de curso, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2013.

FROBA, A.P., S. WILL, A. LEIPERTZ., Thermophysical properties of R-143a (1,1,1-trifluoroethane). *International Journal of Refrigeration*, vol. 24, pp. 734-743, 2001.

GAJEWSKI, A., Contact angle and sessile drop diameter hysteresis on metal surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, pp. 4628-4636, 2008.

GIACOMELLI, E., GIORGETTI, M., Investigation on oil Stiction in ring valves, *International Compressor Engineering Conference at Purdue*, pp. 167-170, 1974.

GILLESPIE, T., SETTINERI, W. J., The effect of capillary liquid on the force of adhesion between spherical solid particles, *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 24, pp. 199 - 202, 1967.

GITTENS, G.J., Variation of Surface Tension of Water with Temperature, *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 30 (3), pp. 406 – 412, 1968.

GOMES, A. R. Análise comparativa de mecanismos de compressão para aplicação em refrigeração doméstica. 2006. 120 f. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2006.

GOPALKRISHNAN, P., MANAS-ZLOCZOWER, I., FEKE, D. L., Modeling time dependent forces on liquid bridge interactions between dissimilar particles, *Advanced Powder Technology*, Vol. 19, pp. 277 - 292, 2008.

- GORB, S. N., Attachment Devices of Insect Cuticle, Kluwer Academic Publishers, 2001.
- GOSNEY, W. B., Principles of Refrigeration, Cambridge University Press, 1982.
- HEIDE, R., The surface tension of HFC refrigerants and mixtures, International Journal of refrigeration, vol 20 (7), pp. 496-503, 1997.
- HOLCOMB, C.D., ZOLLWEB, J.A., Improved calculation techniques for interfacial tensiometers, Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 134 (1), pp. 41-50, 1989.
- HOLCOMB, C.D., ZOLLWEB, J.A., Improved differential bubble pressure surface tensiometer, Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 154 (1), pp. 51-65, 1992.
- HOU, T. L., The Effect of Dynamic Surface Tension on Oxygen Transfer Coefficient in Fine Bubble Aeration System, Ph.D. Thesis, University of California, Los Angeles, 1998.
- HUGILL, J.A., A.J. VAN WELSENES., Surface tension: a simple correlation for natural gas + condensate systems. Fluid Phase Equilibria, vol. 29, pp. 383-390, 1986.
- JACKSON, J. D., SYMMONS, G. R, An investigation of laminar radial flow between two parallel discs. Appl. Sci. Res., Section A, Vol. 15, pp. 59-75, 1965.
- JAEGER, F. M. Z., Anorganic Chemistry, Vol. 101(1), 1917.
- JOHNSON, R. E., DETTRE JR., R. H., Wettability and contact angles, Surface and Colloid Science, Vol. 2, pp. 85-153, 1969.
- KHALIFA, H. E., LIU, X., Analysis of Stiction effect on the dynamic compressor suction valve, International Compressor Engineering Conference at Purdue, pp. 87-92, 1998.
- KOVALCHUK, V.I., DUKHIN, S. S., Dynamic effects in maximum bubble pressure experiments, Colloids and Surfaces, vol. 192, pp. 131-155, 2001.
- KWON, Y. K., LEE, G. H., LEE, T. J., The design of compressor valve to consider the flexibility and reliability, International Compressor Engineering at Purdue, Paper C127, 2004.

- LAMBERT, P., DELCHAMBRE, A., Parameters ruling capillary forces at the submillimetric scale, *Langmuir*, Vol. 21, pp. 9537 - 9543, 2005.
- LAMBERT, P., CHAU, A., DELCHAMBRE, A., Comparison between two capillary forces models, *Langmuir*, Vol. 24, pp. 3157 - 3163, 2008.
- LEMMON, E. W., MCLINDEN, M. O., HUBER, M. L. REPROF, Version 7.0, NIST.
- LIAN, G., THORNTON, C., ADAMS, M. J., A theoretical study of the liquid bridge forces between two rigid spherical bodies, *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 161, pp. 138 - 147, 1993.
- LILIE, D. E. B.; FERREIRA, R. T. S., Evaluation of the leakage through the clearance between piston and cylinder in hermetic compressors. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE AT PURDUE, 7, West Lafayette, Proceedings of the 1984 International Compressor Engineering Conference at Purdue. West Lafayette: Purdue University, pp. 1 – 6, 1984.
- LIVESEY, J. L., Inertia effects in viscous flow, *International Journal of Mechanics Science*, Vol. 1, pp. 88-88, 1959.
- LOPES, M. N., PRATA, A. T., Comportamento dinâmico de válvulas tipo palheta em escoamentos periódicos, COB 1138, Anais do XIV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica (CD-ROM), Bauru, SP, 1997.
- LORENTZEN, G., JOHANSE, O. F., Measurement of the dynamic performance of automatic compressor valves, XI International Congress of Refrigeration, Munich, 1953.
- LORENTZEN, G., on the performance of automatic compressor vales, Proceedings of the IX International Congress of Refrigeration, 1955.
- MACHU, G., ALBRECHT, M., BIELMEIER, O., DAXNER T., STEINRÜCK, P., A universal simulation tool for reed valve dynamics, International Compressor Engineering at Purdue, Paper C045, 2004.
- MACLAREN, J. F. T., KERR, S. V., Automatic Reed Valves in Hermetic Compressors, IIR Commission III, Prague, 1969.
- MAMUR, A., Tip-surface capillary interactions, *Langmuir*, Vol.9, pp. 1922 - 1926, 1993.
- MARCELINO N., M. A., FRANÇA, R. M., BARBOSA JR., J. R., Convection-Driven Absorption of R-1234yf in Lubricating Oil, *International Journal of Refrigeration*, sub-judice, 2014.

- MASUTANI, G., A review of surface tension measuring techniques, surfactants, and their implications for oxygen transfer in wastewater treatment plants, Dissertation, University of California, Los Angeles, 1984.
- MATOS, F. F. S., Análise numérica do comportamento dinâmico de válvulas tipo palheta em compressores alternativos, Tese de Doutorado em Engenharia Mecânica, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2002.
- MATSUOKA, H., FUKUI, SH., MORISHITA, H., Dynamics of liquid meniscus bridge of intermittent contact slide, IEE Transaction on Magnetics, Vol. 38, pp. 2135 - 2137, 2002.
- MATTHEWSON, M. J., Adhesion of spheres by thin liquid films, Philosophical Magazine A, Vol. 2, pp. 207 - 216, 1988.
- MEHROTRA, V.P., SASTRY, K.V.S., A Novel Method for the Calculation of Pendular Bond Characteristics between Unequal-Sized-Particles, Powder Technology, Vol. 41, pp. 259-263, 1985.
- MELROSE, J. C., Model calculations for capillary condensation, AIChE Journal, Vol. 12, pp 986 - 994, 1966
- MOLLER, P. S., Radial flow without swirl between parallel disks, The Aeronautical Quarterly, pp. 163-185, 1963.
- MOUSAVI, S.M., G.R. PAZUKI, M. PAKIZEHSERESHT, A. DASHTIZADEH, M. PAKIZEHSERESHT, Surface tension correlation for pure polar fluids by a new molecular model and SRK equation of state. Fluid Phase Equilibria, vol. 255, pp. 24-30, 2007.
- MU, F., SU, X., Analysis of liquid bridge between spherical particles, China Particuology, Vol. 5, pp. 420-424, 2007.
- MYSELS, K.J., Improvements in the maximum bubble pressure method of measuring surface tension, Langmuir, Vol. 2, pp. 428-432, 1986.
- MYSELS, K.J., The Maximum Bubble Pressure Method of Measuring Surface Tension, Revisited, Colloids and Surface, Vol. 43, pp. 241-262, 1990.
- NAIDICH, YU. V., LAVRINENKO, A., Capillary adhesion forces between solid particles with an intermediate liquid layer at the contact, Power Metallurgy and Metal Ceramics, Vol. 4, pp.831 - 834, 1965.

NAZEMI, A.H., MAJNOONI-HERIS, A., A mathematical model for the interactions between non-identical rough spheres, liquid bridge and liquid vapor, *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 369, pp. 402-410, 2012.

OLIVEIRA, M.B., MARRUCHO I.M., COUTINHO J.A.P., QUEIMADA, A.J., Surface tension of chain molecules through a combination of the gradient theory with the CPA EoS, *Fluid Phase Equilibria*, Vol. 267, pp. 83-91, 2008.

ORR, F. M., SCRIVEN, L. E., RIVAS, A. P., Pendular ring between solids: meniscus properties and capillary force, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 67, pp. 723-742, 1975.

PADAY, J.F., Surface Tension. Part II. The measurements of surface tension. In, *Surface and Colloid Science 1*, Ed. Matijevic, Wiley-Interscience, pp. 39-149, 1968.

PAYAM, A. F., FATHIPOUR, M., A capillary force model for interactions between two spheres, *Particuology*, doi:10.1016/j.partic.2010.11.004.

PENG, D. Y., D. B. Robinson., A New Two-Constant Equation of State, *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, Vol. 15, n° 1, pp.59-64, 1976.

PEREIRA, E. L. L., Análise de sistemas de válvulas automáticas de compressores alternativos, *Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2006.*

PEREIRA, E.L.L, DESCHAMPS, C.J., RIBAS, F.A., Performance Analysis of Reciprocating Compressors through CFD Simulation, *Proc. IMechE Int. Conf. Compressors and Their Systems, London*, pp. 309-318, 2007.

PEREIRA, E.L.L, DESCHAMPS, C.J., LILIE, D.E.B., Theoretical Assessment of an Opening Auxiliary Device for Compressor Valves, *Proc. IMechE Int. Conf. Compressors and Their Systems, London*, pp. 267-276, 2007.

PEREIRA, E.L.L., DESCHAMPS, C. J., Influence of piston on effective areas of reed-type valves of small reciprocating compressors. *HVAC & R Research*, v. 17, p. 218-230, 2011.

- PIECHNA, J. R., MEIER, G. E. A., Numerical investigation of steady and unsteady flow in valve gap, International Compressor Engineering Conference at Purdue, pp. 1-14, 1986.
- PITOIS, O., MOUCHERONT, P., CHATEAU, X., Liquid Bridge between two moving spheres: An experimental study of viscosity effects, Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 231, pp. 26 - 31, 2000.
- PITZER, K.S., Thermodynamics. 3rd edition, McGraw-Hill, New York, 521p, 1995.
- PIZARRO, R. Influência do Óleo Lubrificante na Transferência de Calor em um Compressor Hermético Alternativo. Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 2007.
- POLING, B.E., J.M. PRAUSNITZ, J.P. O'CONNELL., The Properties of Gases and Liquids. McGraw-Hill, New York, 5th edition, 2000.
- POSSAMAI, F. C., Escoamento laminar sobre válvulas inclinadas de compressores, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 1994.
- POSSAMAI, F. C., TODESCAT, M. L., A review of household compressor energy performance, International Compressor Engineering Conference at Purdue, C067, 2004.
- PRASAD, B. G. S. AND PANAYIL, D., Valve Stiction in Reciprocating Compressors, Proceedings of ASME, Advanced Energy Systems Division, AES, Vol. 36, pp. 171-180, 1996.
- PRIEVE D. C., A Course in Fluid Mechanics with Vector Field Theory, Department of Chemical Engineering, Carnegie Mellon University, 2001.
- PRINGLE, S., Oil Stiction in Automatic Compressor Valves, Ph.D. Thesis, University of Strathclyde, Scotland, 1976.
- RABINOVICH, Y. I., ESAYANUR, M. S., MOUDGIL, B. M., Capillary forces between two spheres with a fixed volume liquid bridge: theory and experiment, Langmuir, Vol. 21, pp. 10992-10997, 2005.
- RADUSHKEVICH, L. V., Capillary condensation of vapor in highly dispersed systems, Russian Chemical Bulletin, Vol. 7, No. 3, pp. 271 - 275, 1958.

RESCH, M., SCHEIDL, R., A model for fluid stiction of quickly separation circular plates, *Journal of Mechanical Engineering Science*, 2013.

RESTAGNO, F., POULARD, Ch, COHEN, C., VAGHARCHAKIAN, L., LÉGER, L., Contact Angle and Contact Angle Hysteresis Measurements Using the Capillary Bridge Technique, *Langmuir*, Vol. 25 (18), pp. 11188-11196, 2009.

RIBAS JR, F. A., DESCHAMPS, C. J., FAGOTTI, F., MORRIESEN, A., DUTRA, T., Thermal analysis of reciprocating compressors – A critical review, *Proceedings of the International Compressor Engineering Conference at Purdue*, paper 1306, 2008.

ROBERSON, J.A., CROWE C.T., *Engineering Fluid Mechanics*, 5th edition, Houghton Mifflin Company, Boston, 1993.

ROSE, W., Volumes and Surface Areas of Pendular Rings, *Journal of Applied Physics*, Vol. 29 (4), pp. 687-691, 1958.

ROSS, J.L., BRUCE, W.D., JANNA, W.S., Surface tension measurements of benzyl benzoate using the Sugden maximum bubble pressure method, *Langmuir*, Vol. 8, pp. 2644-2648, 1992.

RYNHART, P. R., *Mathematical modelling of granulation processes*, Massey University, Palmerston North, New Zeland, 2004

SASAKI, Y., KIM, H.S., IGUCHI, M., Repulsive capillary force between two plates linked by a concave molten slag brigge, *ISIJ International*, Vol. 49, pp. 1814-1815, 2009.

SASTRI, S.R.S., ROA, K.K., A simple Method to Predict Surface Tension of Organic Liquids, *The Chemical Engineering Journal*, Vol. 59, pp. 181-186, 1995

SEETON, C.J., HRNJAK, P., Thermophysical properties of CO₂-lubricating mixtures and their affect on 2-phase flow in small channels (less than 1mm), *International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue*, 2006.

SIMON, M., *Recherches Sur La Capillarité*, *Annales de Chimie et de Physique*, vol. 32, 1851.

SIRGHI, L., NAKAGIRI, N., SUGISAKE, K., SUGIMURA, H., TAKAI, O., Effect of sample topography on adhesion force in atomic force spectroscopy measurements in air, *Langmuir*, Vo. 16, pp. 7796 - 7800, 2000.

- SOEDEL, W. A., PANDEYA, P. N., Generalized Approach Towards Compressor Performance Analysis. Purdue Compressor Technology Conference, pp. 135-143, 1978.
- SRINIVASAN, K., L.R. OELLRICH., Saturation properties of the refrigerant 143a. International Journal of Refrigeration, vol. 20(5), pp. 332-338, 1997.
- STOECKER, W. F., JONES, J. W., Refrigeração e Ar Condicionado, McGraw-Hill, 1985.
- SUGDEN, S., The determination of surface tension from the maximum pressure in bubbles, Journal of the Chemical Society, Vol. 125, pp. 27-41, 1924.
- TANAKA, K., Y. HIGASHI., Measurements of the surface tension for R-290, R-600a and R-290/R-600a mixture. International Journal of Refrigeration, vol. 30, pp. 1368-1373, 2007.
- TAS, N., SONNENBERG, T., JANSEN, H., LEGTENBERG, R., ELWENSPOEK, M., Stiction in surface micromachining, Journal of Micromechanics and Microengineering, Vol. 6, pp. 385-397, 1996.
- USSYK, M. S., Simulação numérica do desempenho de compressores herméticos alternativos, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1984.
- VADGAMA, B., HARRIS, D. K., Measurements of the contact angle between R134a and both aluminum and copper surfaces, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 31, pp. 979-984, 2007.
- VARGAFTIK, N.B., VOLKOV, B.N., VOLJAK, L.D., International Tables of the Surface Tension of Water, Vol. 12 (3), pp. 817-820, 1983.
- WAMBSGANSS, M., Mathematical Modeling and Design Evaluation of High Speed Reciprocating Compressor, Ph.D. Thesis, Purdue University, 1966.
- WANG, L. F., RONG, W. R., SUN, L. N., CHEN, L. G., Capillary forces between submillimeter spheres and flat surfaces at constant liquid volumes, Chinese Physics Letters, Vol. 26, No. 12, pp. 1-4, 2009.
- WILLETT, CH. D., ADAMS, M. J., JOHNSON S. A., SEVILLE, J. P. K., Capillary bridges between two spherical bodies, Langmuir, Vol. 16, pp. 9396 - 9405, 2000.

WOCHE, S. K., GOEBEL, M. O., KIRKHAM, M. B., HORTON, R., VAN DER PLOEG, R.R., BACHMANN, J., Contact angle of soils as affected by depth, texture, and land management; *Eur. J. Soil Sci.* 56, pp. 239 – 251, 2005.

WOLANSKY, G., MARMUR, A., Apparent contact angles on rough surfaces: the wenzel equation revisited. *Colloids and Surfaces A*, Vol. 156, pp. 381-388, 1999.

ZISMAN, W. A., *Advanced Chemistry Series*, Vol. 43, F. M. Fowkes - American Chemical Society, Washington, 1964.

ZHANG, N., CHAO, D. F., A new laser shadowgraphy method for measurements of dynamic contact angle and simultaneous flow visualization in a sessile drop, *Optics and Laser Technology* 34, PP. 243 – 248, 2002.

ZHELEZNY, V., SECHENYH, V., IVCHENKO, D., SEMENYUK, Y., Prediction of the surface tension for refrigerants and refrigerant-oil solutions (ROS), *International Journal of Refrigeration*, Vol. 40, pp. 241-245, 2014.

ZHU, M.Sh., HAN, L.Zh., LU, Ch.X., Surface tension of HFC-134a, *Fluid Phase Equilibria*, Vol. 86, pp. 363-367, 1993.

ZUO, Y.X., STENBY, E.H., Corresponding-states and parachor models for the calculation of interfacial tensions, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, Vol. 75 (6), pp.1130-1137, 1997.

APÊNDICE A – INCERTEZA DE MEDIÇÃO PARA O RAIOS INTERNO DO CAPILAR

Nesta seção, apresentam-se os procedimentos utilizados para a determinação das incertezas envolvidas na medição do raio interno dos capilares utilizados na bancada de tensão interfacial. A metodologia adotada para o cálculo, assim como a sua expressão destas, baseia-se no formato apresentado no Guia para Expressão da Incerteza da Medição (ABNT, INMETRO, 2003).

A.1 ANÁLISE DE INCERTEZA

A Tabela A.1 apresenta os resultados experimentais das diferentes medições realizadas para a determinação do raio interno dos capilares utilizados na bancada de tensão interfacial óleo-refrigerante apresentada no Capítulo 2. Os capilares, os quais apresentam raios nominais de 500 μm e 900 μm , foram fabricados em aço inox.

Tabela A.1: Resultados experimentais dos raios internos dos capilares utilizados na bancada de tensão interfacial óleo-refrigerante.

Raio Interno nominal	Posição angular	Medições [μm]			
		1	2	3	4
$R_{e2} = 500 \mu\text{m}$	0°	495,9	515,1	496,2	493,2
	30°	492,7	498,8	494,2	512,3
	60°	495,5	498,3	497,9	507,8
	90°	497,3	505,6	498,1	498,4
	120°	497,8	499,9	497,5	506,3
	150°	502,6	497,6	499,6	503,4
$R_{e1} = 900 \mu\text{m}$	0°	896,5	908,0	894,3	893,3
	30°	902,3	905,5	902,3	897,8
	60°	908,7	903,5	896,0	904,5
	90°	907,5	897,8	894,3	906,8
	120°	908,8	893,3	899,8	891,0
	150°	895,5	904,5	896,5	900,0

Cabe denotar que as medições foram realizadas utilizando uma câmera de alta resolução da Nikon, modelo DS-U2/L2, a qual possui uma

proporção de zoom de 6.3:1 com paradas de clique em intervalos de 1x a 6x. Para o tratamento das imagens, utilizou-se o programa NIS-Elements, o qual possui seu próprio medidor de distância.

Com o objetivo de caracterizar de forma correta o raio interno dos capilares, realizaram-se um total de 4 medições para cada posição angular predefinida, as quais consideram um total 6 posições deslocadas em 30° entre si, como mostra a Figura A.1.

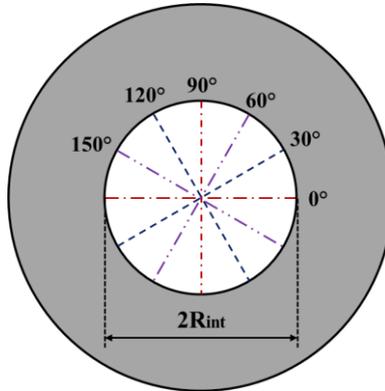


Figura A.1 - Definição dos pontos de medição do raio interno do capilar.

A.1.1. Incertezas na medição do raio interno do capilar

Para a utilização do medidor de distância da câmera é necessário, inicialmente, calibrar o sistema de medição com uma distância conhecida, uma vez que o programa de tratamento de imagens trabalha com a transformação de pixels para a unidade de comprimento desejada, neste caso micrometros. Para a calibração do sistema, utilizou-se como referência um disco circular de espessura de 5 mm, o qual foi medido com um paquímetro alta precisão.

O processo de medição do raio interno do capilar, por meio do medidor de distância da câmera de alta resolução, é realizado de forma manual pelo operador, gerando, portanto, diferentes fontes de incertezas, tais como: (i) erros devido à definição do *posicionamento* inicial e final do raio interno do capilar, (ii) erros por causa da *resolução* da imagem, (iii) erros de *leitura* (ou arredondamento) pelo próprio medidor de distância devido à transformação de pixel para micrometro e (iv) erros associados com a calibração do sistema, visto que o paquímetro apresenta um *erro de instrumento* de 5 μm .

A Tabela A.2 lista os erros associados à calibração do sistema de medição e do operador, os quais têm influência direta nas incertezas desta variável.

Tabela A.2: Fontes de incertezas para o raio do capilar.

Variável	Tipo de incerteza	Valor incerteza [m]	Distribuição	Divisor	$u_i (\pm)$	v_{efe}
R	Resolução	$\pm 5,0e-6$	Retangular	$\sqrt{3}$	$2,89e-6$	∞
	Posicionamento	$\pm 5,0e-6$	Retangular	$\sqrt{3}$	$2,89e-6$	∞
	Leitura	$\pm 5,0e-6$	Retangular	$\sqrt{3}$	$2,89e-6$	∞
	Erro de Instrumento	$\pm 5,0e-6$	Retangular	$\sqrt{3}$	$2,89e-6$	∞
$u_c(R)$	Incerteza combinada	---	Normal	---	$5,77e-6$	∞

Além das diferentes fontes de incertezas apresentadas anteriormente (Tabela A.2), existe um erro gerado a partir do número de medições realizadas para a determinação do raio interno do capilar, o qual é chamado de *erro de repetitividade*.

A.1.2. Incerteza padrão combinada e incerteza expandida

Para determinar a incerteza padrão combinada para um mensurando “y” é necessário adotar a equação abaixo,

$$u_c^2(Y) = \frac{S^2(x_i)}{n} + \sum_{i=1}^n u_c(x_i)^2 \quad (A.1)$$

onde o termo $u_c(x_i)$ representa a incerteza padrão do parâmetro x_i referente às informações apresentadas na Tabela A.2, enquanto $S(x_i)$ representa o desvio padrão das “n” medições.

Utilizando as Eq. (A.1) tem-se, portanto, que a incerteza padrão combinada para o raio interno do capilar maior (R_{c1}) é igual a $u_c(R_{c1}) = 1,14 \mu m$, enquanto que para o raio interno do capilar menor (R_{c2}) temos que $u_c(R_{c2}) = 1,17 \mu m$.

Segundo o Guia (ABNT, INMETRO, 2003), a estimativa da incerteza de uma grandeza de entrada que não tenha sido obtida através de observações repetidas é considerada do tipo B. No entanto, quando as grandezas de entrada são obtidas a partir de “n” repetições, estas são definidas do Tipo A. Em função desta definição, todas as variáveis e incertezas apresentadas até agora, salvo a incerteza associada ao “erro de repetitividade”, serão consideradas dentro do grupo B, já que estas foram assumidas a partir de fontes externas (catálogos).

Para o cálculo da incerteza expandida, faz-se necessário determinar o número de graus de liberdade efetivos, o que é realizado através da fórmula de Welch-Satterthwaite (INMETRO, 2003) apresentada na Eq.(A.2).

$$v_{eff} = \frac{u^4(R_{cj})}{\sum_{i=1}^n \left(\frac{u_i^4}{v_i}\right)} \quad (A.2)$$

Anteriormente foi definido que todas as incertezas associadas às grandezas de entrada do problema eram, na sua maioria, do tipo B. Dada esta condição, os graus de liberdade de cada uma destas variáveis são considerados como infinito, e o grau de liberdade efetivo é definido unicamente pelo erro de repetitividade. Logo,

$$v_{eff} = \frac{u_c^4(R_{ci})}{\frac{1}{(n-1)} \left[\frac{S^2(R_{ci})}{n} \right]^2} \quad (A.3)$$

Assim, a partir do número de graus de liberdade efetivo obtido na Eq. (A.3) e com o auxílio da Tabela G.2 (*página 68 do Guia para a Expressão da Incerteza da Medição*), encontra-se, através de interpolação linear, o valor de k ($p = 95,45\%$, $v_{eff} = 13,65$) = 2,20 para o raio interno do capilar maior e k ($p = 95,45\%$, $v_{eff} = 12,35$) = 2,22 para o raio interno do capilar menor.

Desta forma, a incerteza expandida U_e é obtida pela multiplicação entre a incerteza padrão combinada $u_c(Y)$ e o fator de abrangência k . Portanto, para o capilar maior tem-se que:

$$U_e(R_{c1}) = u_c(R_{c1}) \cdot k = 1,14 \cdot 2,20 = 2,51 \mu\text{m} \quad (A.4)$$

e para o capilar menor,

$$U_e(R_{c2}) = u_c(R_{c2}) \cdot k = 1,17 \cdot 2,22 = 2,60 \mu\text{m} \quad (A.5)$$

A.2 RESULTADOS

Obtidos os valores dos raios médios aritméticos de ambos os capilares (Tabela A.1), as incertezas padrão combinada e expandida associadas às diferentes fontes de incerteza, pode-se expressar, por fim, os resultados finais dos raios internos de ambos os capilares como:

$$RM(R_{c1}) = [\bar{R}_{c1} \pm U_e(R_{c1})] = 500,1 \pm 2,51 \mu m \quad (\text{A.6})$$

e,

$$RM(R_{c2}) = [\bar{R}_{c2} \pm U_e(R_{c2})] = 900,4 \pm 2,60 \mu m \quad (\text{A.7})$$

APÊNDICE B – INCERTEZA DE MEDIÇÃO PARA A TENSÃO INTERFACIAL LÍQUIDO-GÁS

Usando-se a metodologia apresentada no Guia de Expressão na Incerteza de Medição (ABNT, INMETRO, 2003), expõe-se, a seguir, o procedimento adotado para determinar as incertezas das medições de tensão interfacial líquido-gás.

B.1 TENSÃO INTERFACIAL H₂O/N₂

A Tabela B.1 mostra os resultados experimentais das variáveis que influenciam o cálculo da tensão interfacial H₂O/N₂. A primeira coluna define o tipo de efeito avaliado nos testes. A segunda coluna, as condições de operação utilizadas em cada ensaio. As duas seguintes, os valores médios da temperatura e da diferença entre as pressões máximas de cada capilar, os quais foram determinados a partir da média aritmética de um total de 300 pontos para cada sinal. Por último, o valor experimental da tensão interfacial H₂O/N₂ determinado através da Eq. (2.6).

Tabela B.1: Resultados experimentais para a tensão interfacial H₂O/N₂ para os efeitos de frequência de formação de bolha e volume de líquido.

Efeito	Condição de teste	Temp. [°C]	$\Delta P_{\text{máx}}$ [Pa]	γ [mN/m]
Frequência de formação de bolha	0,3 Hz.	24,95	115,0	64,69
	0,5 Hz.	25,05	120,7	67,92
	1,0 Hz.	24,85	127,5	71,72
Volume de líquido	900 ml	25,15	128,8	72,47
	1015 ml	24,95	127,5	71,72
	1130 ml	25,05	126,8	71,30

B.1.1. Incertezas na medição da pressão máxima da bolha

Para a determinação da pressão máxima da bolha, utilizaram-se dois transdutores de pressão diferencial fabricados pela empresa Smar, com faixa de medição de -5 a 5 kPa e calibrados pela própria empresa. A Tabela B.2 apresenta as distintas fontes de incerteza geradas a partir da captação dos sinais de pressão diferencial em ambos os capilares, uma vez que os

testes foram realizados em condições de operação diferentes aos utilizados na calibração dos equipamentos ($T_{amb} = 25^{\circ}\text{C}$, $P_{est} = 100 \text{ kPa}$, $\text{Span} = 2\text{kPa}$).

Para a determinação das incertezas associadas aos valores experimentais, utilizaram-se as diferentes expressões fornecidas pela empresa fabricante do equipamento através de catálogo (Tabela B.2).

Tabela B.2: Fontes de incertezas para a pressão máxima nos capilares.

Variável	Tipo de incerteza	Equação fornecida pela empresa	$u_i (\pm)$ [Pa]	v_{efe}
$\Delta P_{m\acute{a}x}$	Referência	$0,06\% \cdot \text{span}$	1,20	∞
	Temperatura ambiente	$(0,05\% \cdot \text{URL} + 0,08\% \cdot \text{span}) \cdot \frac{ T_{amb} - T_{cal} }{20}$	0,21	∞
	Linha de alta pressão (A)	$0,1\% \cdot \text{Leitura} \cdot \frac{ P_{est} - P_{est,cal} }{1700000}$	2,24	∞
	Linha de baixa pressão (B)	$0,05\% \cdot \text{Leitura} \cdot \frac{ P_{est} - P_{est,cal} }{1700000}$	1,12	∞
$u_c(\Delta P_{m\acute{a}x})$	Incerteza combinada	-----	2,78	∞

B.1.2. Incerteza padrão combinada e incerteza expandida

A equação que engloba as variáveis medidas experimentalmente (temperatura e pressão) foi apresentada no Capítulo 2, e é revista a seguir:

$$\gamma_{LG} = \frac{P_{m\acute{a}x1} - P_{m\acute{a}x2}}{2 \left(\frac{1}{R_{c1}} - \frac{1}{R_{c2}} \right)} = \frac{\Delta P_{m\acute{a}x}}{2 \left(\frac{1}{R_{c1}} - \frac{1}{R_{c2}} \right)} \quad (2.6)$$

Para determinar a incerteza padrão combinada para um mensurado “y” é necessário adotar a equação abaixo, que relaciona as derivadas parciais da função objetivo e a incerteza das variáveis não correlacionadas da Eq. (2.6).

$$u_c^2(Y) = \sum_{i=1}^N \left[\left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot u^2(x_i) \right] + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial x_j} \cdot u(x_i) \quad (B.1)$$

Aplicando a expressão acima na Eq. (2.6), obtemos que a incerteza padrão combinada para as grandezas dos raios internos dos capilares, temperatura e diferença entre as pressões máximas de cada capilar é dada por:

$$u_c^2(\gamma_{LG}) = \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial R_{c1}}\right)^2 \cdot u_c^2(R_{c1}) + \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial R_{c2}}\right)^2 \cdot u_c^2(R_{c2}) + \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial \Delta P_{m\acute{a}x}}\right)^2 \cdot u_c^2(\Delta P_{m\acute{a}x}) \quad (\text{B.2})$$

Os coeficientes de sensibilidade tanto dos raios internos de ambos os capilares quanto da diferença entre as pressões máximas são avaliados com os valores das variáveis de entrada em cada medição. Tomando-se, por exemplo, os dados para a condição de 0,3 Hz da Tabela B.1, temos que $u_c(\gamma_{LG}) = 1,60 \text{ mN/m}$.

Para a determinação dos resultados finais da tensão interfacial $\text{H}_2\text{O}/\text{N}_2$ calculado com os modelos propostos por Sugden (1924) e Holcomb e Zollweg (1989) é necessário identificar as diferentes fontes de incertezas. De acordo com o modelo proposto por Sugden (1924), Eq. (2.7), as principais fontes de incertezas encontram-se na determinação da diferença entre as pressões máximas de cada capilar, o raio interno do capilar menor e a densidade do líquido.

$$\gamma_{LG} = C_{sgn} \Delta P_{m\acute{a}x} \left[1 + \frac{0,69 R_{c2} \rho_L g}{\Delta P_{m\acute{a}x}} \right] \quad (\text{2.7})$$

Já no modelo proposto por Holcomb e Zollweg (1989), Eq. (2.8), as fontes de incertezas encontram-se na diferença entre as pressões máximas de cada capilar, os raios internos de ambos os capilares, a densidade do líquido e os número de Eötvs avaliados em ambos os capilares.

$$\gamma_{LG} = \frac{(\Delta P_{m\acute{a}x}) + 2(R_{c2} - R_{c1})\rho_L g}{\left[\frac{a_0 + a_1 E_{o1} + a_2 E_{o1}^2}{2R_{c1}(1 + a_3 E_{o1})} - \frac{a_0 + a_1 E_{o2} + a_2 E_{o2}^2}{2R_{c2}(1 + a_3 E_{o2})} \right]} \quad (\text{2.8})$$

onde,

$$E_o = \frac{(\rho_L - \rho_G)gR^2}{\gamma_{LG}} \quad (\text{2.18})$$

As incertezas associadas às densidades do líquido como do gás serão determinadas como sendo $\pm 1\%$ do valor tabelado para a condição de temperatura do teste. A Tabela B.3 apresenta os diferentes parâmetros experimentais utilizados para determinar a tensão interfacial H_2O/N_2 através dos diferentes modelos apresentados em detalhes no Capítulo 2.

Tabela B.3: Resultados experimentais para a tensão interfacial H_2O/N_2 utilizando diferentes modelos matemáticos.

Efeito	Condição de teste	Temp. [°C]	$\Delta P_{m\acute{a}x}$ [Pa]	ρ_{H_2O} [kg/m ³]	ρ_{N_2} [kg/m ³]	γ [mN/m]
Comparação modelos	Eq. (2.6)	25,0	127,5	997,0	606,3	71,72
	Eq. (2.7)					71,99
	Eq. (2.8)					68,95
	Eq. (2.6)	50,5	119,4	988,0	671,6	67,15
	Eq. (2.7)					66,68
	Eq. (2.8)					63,45

Aplicando a Eq. (B.2) na expressão proposta por Sugden (1924), Eq. (2.7), temos que a incerteza padrão combinada para as grandezas de raio interno do capilar, densidade do líquido e diferença entre as pressões máximas é definida como:

$$u_c^2(\gamma_{LG}) = \left(\frac{\partial \gamma_{LG}}{\partial R_{c2}}\right)^2 \cdot u_c^2(R_{c2}) + \left(\frac{\partial \gamma_{LG}}{\partial \rho_L}\right)^2 \cdot u_c^2(\rho_L) + \left(\frac{\partial \gamma_{LG}}{\partial \Delta P_{m\acute{a}x}}\right)^2 \cdot u_c^2(\Delta P_{m\acute{a}x}) \tag{B.3}$$

Utilizando os valores das variáveis de entrada apresentados na Tabela B.3 para a condição de temperatura $T = 25,0^\circ C$, obtém-se que a incerteza padrão combinada é igual a $u_c(\gamma_{LG}) = 1,15 \text{ mN/m}$.

Para determinar a incerteza padrão combinada associada aos resultados obtidos por meio do modelo proposto por Holcomb e Zollweg (1989), Eq. (2.8), utilizou-se o mesmo procedimento adotado para a equação proposta por Sugden (1924), mas com a seguinte modificação. Observa-se, na Eq. (2.8), que o valor da tensão interfacial depende do número de Eötvös e este, por sua vez, depende do valor da tensão

interfacial. Devido a esta complicação, adotou-se uma metodologia na qual se resolve um sistema de equação, três equações, na qual as variáveis a determinar são as incertezas associadas à tensão interfacial, número de Eötvos para o capilar maior (E_{o1}) e para o capilar menor (E_{o2}). Portanto, aplicando a Eq. (B.2) no modelo proposto por Holcomb e Zollweg (1989), tem-se que a incerteza padrão combinada é definida por:

$$\begin{aligned}
 u_c^2(\gamma_{LG}) &= \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial R_{c2}}\right)^2 \cdot u_c^2(R_{c2}) + \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial R_{c1}}\right)^2 \cdot u_c^2(R_{c1}) \\
 &+ \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial \rho_L}\right)^2 \cdot u_c^2(\rho_L) + \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial \Delta P_{m\acute{a}x}}\right)^2 \cdot u_c^2(\Delta P_{m\acute{a}x}) \\
 &+ \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial E_{o1}}\right)^2 \cdot u_c^2(E_{o1}) + \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial E_{o2}}\right)^2 \cdot u_c^2(E_{o2})
 \end{aligned} \tag{B.4}$$

Realizando o mesmo procedimento para o número de Eötvos do capilar maior (E_{o1}) temos que,

$$\begin{aligned}
 u_c^2(E_{o1}) &= \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial R_{c1}}\right)^2 \cdot u_c^2(R_{c1}) + \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial \rho_L}\right)^2 \cdot u_c^2(\rho_L) \\
 &+ \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial \rho_G}\right)^2 \cdot u_c^2(\rho_G) + \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial \gamma_{LG}}\right)^2 \cdot u_c^2(\gamma_{LG})
 \end{aligned} \tag{B.5}$$

e para número de Eötvos do capilar menor (E_{o2}),

$$\begin{aligned}
 u_c^2(E_{o2}) &= \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial R_{c2}}\right)^2 \cdot u_c^2(R_{c2}) + \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial \rho_L}\right)^2 \cdot u_c^2(\rho_L) \\
 &+ \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial \rho_G}\right)^2 \cdot u_c^2(\rho_G) + \left(\frac{\partial\gamma_{LG}}{\partial \gamma_{LG}}\right)^2 \cdot u_c^2(\gamma_{LG})
 \end{aligned} \tag{B.6}$$

A partir dos valores das variáveis de entrada apresentados na Tabela B.3 para a condição de temperatura $T = 25,0^\circ\text{C}$, obtém-se que a incerteza padrão combinada é igual a $u_c(\gamma_{LG}) = 3,29 \text{ mN/m}$.

Como discutido no Apêndice A, as grandezas que são obtidas a partir de um número finito de repetições são consideradas do tipo A e apresentam um grau de liberdade efetivo finito ($\nu \ll \infty$). No entanto, quando a amostra utilizada supera os 100 pontos, que é o caso para as variáveis de *temperatura* e *pressão*, o grau de liberdade assume o valor infinito e, como isso, um fator de abrangência igual a $k(95,45\%, 300) \approx 2$.

Com relação às densidades do líquido e do gás, estas variáveis são definidas do Tipo B, visto que foram obtidas a partir de informações de tabelas de propriedades, o que implica, portanto, em grau de liberdade infinito e, conseqüentemente, um fator de abrangência igual a k (95,45%, ∞) ≈ 2 .

Portanto, as únicas variáveis que influenciam na determinação do grau de liberdade efetivo da tensão interfacial H_2O/N_2 são os raios internos de ambos os capilares. Assim,

$$v_{eff} = \frac{u^4(\gamma_{LG})}{(n-1) \left\{ \left[\frac{S^2(R_{c1})}{n} \right]^2 + \left[\frac{S^2(R_{c2})}{n} \right]^2 \right\}} \quad (B.7)$$

Utilizando as incertezas dos raios internos dos capilares apresentadas no Apêndice A e a incerteza padrão combinada para a condição de 0,3 Hz determinada anteriormente ($T = 24,95$ K), obtemos que o grau de liberdade efetivo é igual a:

$$v_{eff} = \frac{(0,0016)^4}{(23) [(1,30 \cdot 10^{-6})^2 + (1,36 \cdot 10^{-6})^2]} = 42,6 \quad (B.8)$$

Assim, a partir do número de graus de liberdade efetivo obtido na Eq. (B.8) e com o auxílio da Tabela G.2 (*página 68 do Guia para a Expressão da Incerteza da Medição*), encontra-se, através de interpolação linear, o valor de k ($p = 95,45\%$, $v_{eff} = 42,6$) = 2,06. Deste modo, a incerteza expandida é igual a $U_e(\gamma_{LG}) = 3,29$ mN/m.

Obtida este valor, pode-se, por fim, expressar o resultado da tensão interfacial H_2O/N_2 para a condição de 0,3 Hz e temperatura de 24,95 K como:

$$RM(\gamma_{LG}) = [\bar{\gamma}_{LG} \pm U_e(\gamma_{LG})] = (64,69 \pm 3,29) [mN/m] \quad (B.9)$$

Procedendo-se de forma análoga, as incertezas, os graus de liberdade efetivos e, conseqüentemente, os fatores de abrangências são calculados para todos os casos avaliados experimentalmente.

B.1.3. Resultados

A Tabela B.4 apresenta os resultados experimentais, juntos com suas respectivas incerteza padrão combinada e fator de abrangência, da tensão interfacial H_2O/N_2 obtidos a partir da Eq. (2.6). Os resultados consideram a

análise do efeito da formação de bolha e o volume de líquido no valor final da tensão interfacial.

Tabela B.4: Resultados de tensão interfacial H_2O/N_2 , incertezas padrão expandida e fator de abrangência para a frequência de formação de bolha e volume de líquido.

Efeito	Condição de teste	$u_c(\gamma_{LG})$	k	γ [mN/m]
Frequência de formação de bolha	0,3 Hz.	1,60	2,06	$64,69 \pm 3,29$
	0,5 Hz.	1,61	2,08	$67,92 \pm 3,35$
	1,0 Hz.	1,61	2,08	$71,72 \pm 3,35$
Volume de líquido	900 ml	1,61	2,08	$72,47 \pm 3,35$
	1015 ml	1,61	2,08	$71,72 \pm 3,35$
	1130 ml	1,61	2,08	$71,30 \pm 3,35$

A Tabela B.5 apresenta os resultados experimentais, juntos com suas respectivas incerteza padrão combinada e fator de abrangência, da tensão interfacial H_2O/N_2 obtidos a partir dos diferentes modelos apresentados em detalhes no Capítulo 2.

Tabela B.5: Resultados de tensão interfacial H_2O/N_2 , incerteza padrão combinada e fator de abrangência utilizando diferentes modelos.

Efeito	Condição de teste	$u_c(\gamma_{LG})$	k	γ [mN/m]
Comparação modelos	Eq. (2.6)	1,61	2,08	$71,72 \pm 3,35$
	Eq. (2.7)	1,15	2,21	$71,99 \pm 2,54$
	Eq. (2.8)	3,34	2,00	$68,95 \pm 6,68$
	Eq. (2.6)	1,61	2,08	$67,15 \pm 3,35$
	Eq. (2.7)	1,15	2,21	$66,68 \pm 2,54$
	Eq. (2.8)	3,31	2,00	$63,45 \pm 6,62$

B.2 TENSÃO INTERFACIAL POE ISO 10/R-134a

A Tabela B.6 mostra os resultados experimentais das variáveis que determinam o valor final da tensão interfacial POE ISO 10/R-134a.

Tabela B.6: Resultados experimentais para a tensão interfacial POE ISO 10/R-134a para os efeitos de frequência de formação de bolha e volume de líquido.

Efeito	Condição de teste	Temp. [K]	$\Delta P_{\text{máx}}$ [Pa]	P_{abs} [kPa]	γ [mN/m]
Solubilidade da mistura	0%	24,25	63,3	103	35,63
	11,9%	25,15	53,5	252	30,12
	24,8%	25,35	45,3	403	25,45
	33,7%	25,15	39,7	468	22,34

B.2.1. Incerteza na medição da pressão absoluta

Para a medição da pressão interna da célula, utilizou-se um transdutor de pressão absoluta da marca WIKA, com escala de 25 bar, com desvio de 0,05% da curva característica. A Tabela B.7 apresenta as diferentes fontes de incerteza associadas à determinação da pressão absoluta.

Tabela B.7: Fontes de incertezas para a pressão absoluta.

Variável	Tipo de incerteza	Valor incerteza [kPa]	Distribuição	Divisor	$u_i (\pm)$	v_{efe}
P	Erro do equipamento (0,05% FS)	$\pm 1,25$	Retangular	$\sqrt{3}$	0,72	∞
	Repetitividade	$\pm 0,69$	Retangular	$\sqrt{3}$	0,40	∞
	Curva de ajuste	$\pm 0,49$	Retangular	$\sqrt{3}$	0,28	∞
$u_c (P)$	Incerteza combinada	---	Normal	---	0,87	∞

B.2.2. Incerteza padrão combinada e incerteza expandida

A função matemática que relaciona as grandezas de entrada com o mensurando foi apresentada na Eq. (2.6). No entanto, a física que rege o problema (especificamente a termodinâmica) evidencia que a solubilidade influencia significativamente no valor encontrado para a tensão interfacial da mistura. Desta maneira, aplicando a Eq. (B.1) na expressão matemática

que relaciona as grandezas de entrada, Eq. (2.6), temos que a incerteza padrão combinada para a tensão interfacial da mistura óleo-refrigerante POE ISO 10/R-134a é dada por:

$$\begin{aligned}
 u_c^2(\gamma_{LG}) = & \left(\frac{\partial \gamma_{LG}}{\partial R_{c1}} \right)^2 \cdot u_c^2(R_{c1}) + \left(\frac{\partial \gamma_{LG}}{\partial R_{c2}} \right)^2 \cdot u_c^2(R_{c2}) \\
 & \left(\frac{\partial \gamma_{LG}}{\partial P_{abs}} \right)^2 \cdot u_c^2(P_{abs}) + \left(\frac{\partial \gamma_{LG}}{\partial \Delta P_{m\acute{a}x}} \right)^2 \cdot u_c^2(\Delta P_{m\acute{a}x}) \\
 & + \left(\frac{\partial \gamma_{LG}}{\partial x_R} \right)^2 \cdot u_c^2(x_R)
 \end{aligned} \tag{B.10}$$

Para relacionar a tensão interfacial da mistura de óleo-refrigerante POE ISO 10/R-134a com a pressão do ambiente interno da célula de equilíbrio, utilizou-se uma aproximação polinomial de terceiro grau, como mostra a equação a seguir:

$$\begin{aligned}
 \gamma_{LG} = & -3 \cdot 10^{-19} P_{abs}^3 + 2 \cdot 10^{-13} P_{abs}^2 - 9 \cdot 10^{-8} P_{abs} \\
 & + 0,0428
 \end{aligned} \tag{B.11}$$

Para relacionar a dependência entre a tensão interfacial e a solubilidade, usou-se a seguinte expressão:

$$\gamma_{LG} = \left[\frac{x_R M}{M_{Rp}} (\gamma_{Rp}^r - \gamma_{op}^r) + \gamma_{op}^r \right]^{1/r} \tag{B.12}$$

onde a incerteza da solubilidade é dada por $u_c(x_R) = \pm 0,5\%$ da leitura.

Utilizando os valores experimentais apresentados na Tabela B.6, obtem-se que, para a condição de óleo puro ($x_R = 0\%$), a incerteza padrão combinada é igual a $u_c(\gamma_{LG}) = 1,58 \text{ mN/m}$.

Por outro lado, como todas as fontes de incertezas associadas à tensão interfacial da mistura são consideradas do tipo B, gera-se que o grau de liberdade efetivo é infinito e, conseqüentemente, obtemos que o fator de abrangência da distribuição t-Student para $p = 95,45\%$ igual a $k = 2,00$. Assim, a incerteza expandida é igual a $U_e(\gamma_{LG}) = 3,16 \text{ mN/m}$.

Por fim, o resultado da tensão interfacial da mistura óleo-refrigerante POE ISO 10/R-134a é definido por:

$$RM(\gamma_{LG}) = [\bar{\gamma}_{LG} \pm U_e(\gamma_{LG})] = (35,63 \pm 3,16) [\text{mN/m}] \tag{B.13}$$

Para a determinação dos resultados finais das outras condições de testes, é necessário realizar de forma análoga o procedimento apresentado anteriormente.

B.2.3. Resultados

A Tabela B.4 apresenta os resultados experimentais, juntos com suas respectivas incerteza padrão combinada e fator de abrangência, da tensão interfacial da mistura POE ISO 10/R-134a.

Tabela B.8: Resultados de tensão interfacial mistura, incertezas padrão expandida e fator de abrangência para diferentes níveis de solubilidade.

Efeito	Condição de teste	$u_c(\gamma_{LG})$	k	γ [mN/m]
Solubilidade	0%	1,58	2,00	$35,63 \pm 3,16$
	11,9%	1,57		$30,12 \pm 3,14$
	22,8%	1,57		$24,45 \pm 3,14$
	33,7%	1,57		$22,34 \pm 3,14$

APÊNDICE C – INCERTEZA DE MEDIÇÃO PARA O ÂNGULO DE CONTATO

Nesta seção apresentam-se os procedimentos utilizados para a determinação das incertezas envolvidas na medição dos ângulos de contato e de espalhamento em diferentes configurações geométricas. A metodologia adotada para o cálculo, assim como a sua expressão destas, baseia-se no Guia para Expressão da Incerteza da Medição (ABNT, INMETRO, 2003). Cabe denotar que, os valores finais dos diferentes ângulos, representam a média aritmética de um total de seis amostras para cada borda do menisco.

C.1 ANÁLISE DE INCERTEZA

A Tabela C.1 apresenta os resultados experimentais dos ângulos de contato da borda direita (θ_d) e esquerda (θ_e) de uma gota em equilíbrio estático sobre uma placa plana de material (aço carbono) e rugosidade conhecida (R_a). Para a determinação dos ângulos de contato utilizou-se o método da gota sésil, onde o volume de óleo ($5\mu\text{l}$), o tipo de óleo lubrificante (POE ISO 10), o gás refrigerante (R-134a) são predefinidos.

Tabela C.1: Resultados experimentais dos ângulos de contato determinado a partir do método da gota sésil.

Efeito	Condição de teste	Ângulos de contato [$^\circ$]		Média
		θ_d	θ_e	
Rugosidade	0,143 μm	12,1	12,3	12,2
	1,10 μm	7,1	7,6	7,3
Solubilidade	0%	12,1	12,3	12,2
	10%	11,7	11,8	11,7
	20%	11,4	11,5	11,4
	30%	11,1	11,3	11,2

Para a determinação dos diferentes ângulos do menisco formado nas diferentes configurações geométricas (esfera-placa e esfera-esfera), utilizou o sistema de medição direta, uma vez que o sistema de captação de imagens NIS-Elements possui seu próprio medidor de ângulo, goniômetro digital.

A Tabela C.2 apresenta os resultados experimentais dos ângulos de contato superior e inferior e de espalhamento superior para a configuração de esfera de raio de 6 mm e placa plana (R6P) considerando os diferentes níveis de afastamento (D) e solubilidade (x_R).

Tabela C.2: Resultados experimentais dos ângulos de contato e de espalhamento para a configuração R6P.

D [mm]	x_R [%]	Ângulos [°]					
		Contato Inferior (θ_i)		Contato Superior (θ_s)		Espalhamento Superior (β_s)	
		θ_{id}	θ_{ie}	θ_{sd}	θ_{se}	β_{id}	β_{ie}
0,4	0	42,24	42,36	25,94	26,11	18,58	18,42
	10	43,47	43,42	25,51	25,77	19,18	19,21
	20	44,22	44,24	25,16	25,23	19,89	19,81
	30	45,21	45,49	24,04	24,00	21,10	21,15
0,8	0	37,41	37,81	27,72	27,78	13,86	13,81
	10	39,30	39,13	26,08	26,09	14,34	14,33
	20	41,60	41,69	25,42	25,43	14,91	14,88
	30	44,04	43,97	24,20	24,30	15,71	15,63
1,2	0	31,32	31,31	29,25	29,34	12,93	12,86
	10	35,52	35,46	28,65	28,41	13,06	13,20
	20	37,60	37,53	27,13	26,98	13,30	13,64
	30	39,65	39,47	25,18	25,08	13,69	13,86

A Tabela C.3 apresenta os resultados experimentais dos ângulos de contato superior e inferior e de espalhamento superior para a configuração de esfera de raio de 5 mm e placa plana (R5P) considerando os diferentes níveis de afastamento (D) e solubilidade (x_R).

Tabela C.3: Resultados experimentais dos ângulos de contato e de espalhamento para a configuração R5P.

D [mm]	x_R [%]	Ângulos [°]					
		Contato Inferior (θ_i)		Contato Superior (θ_s)		Espalhamento Superior (β_s)	
		θ_{id}	θ_{ie}	θ_{sd}	θ_{se}	β_{id}	β_{ie}
0,4	0	39,64	39,88	24,63	24,59	19,73	19,89
	10	40,28	40,33	23,40	23,49	21,03	21,02
	20	41,88	41,53	22,98	22,82	21,78	21,81
	30	42,75	42,73	22,09	22,20	22,25	22,30
0,8	0	35,30	35,14	24,24	24,28	17,14	17,32
	10	36,32	36,38	23,89	23,98	17,60	17,72
	20	37,26	37,42	23,65	23,53	18,12	18,21
	30	38,35	38,65	23,11	23,01	18,67	18,58
1,2	0	31,24	31,31	26,99	27,10	14,73	14,60
	10	32,35	32,39	25,68	25,65	15,12	15,10
	20	33,44	33,11	25,29	24,77	15,36	15,44
	30	34,60	34,73	24,02	23,83	15,79	15,76

A Tabela C.4 apresenta os resultados experimentais dos ângulos de contato e de espalhamento superior e inferior para uma configuração de esfera iguais com raio de 6 mm (R6R6) considerando as informações de afastamento (D) e solubilidade (x_R).

Tabela C.4: Resultados experimentais dos ângulos de contato e de espalhamento para a configuração R6R6.

D [mm]	x_R [%]	Ângulos [°]							
		Contato Superior (θ_s)		Contato Inferior (θ_i)		Espalhamento Superior (β_s)		Espalhamento Inferior (β_i)	
		θ_{sd}	θ_{se}	θ_{id}	θ_{ie}	β_{sd}	β_{se}	β_{id}	β_{ie}
0,3	0	16,58	16,69	19,16	17,65	18,51	18,68	19,20	18,94
	10	16,87	16,76	15,56	15,92	18,89	19,04	19,55	19,27
	20	15,95	15,98	14,95	15,29	19,70	19,93	20,40	20,06
	30	14,98	14,56	14,14	14,48	20,38	20,68	21,21	20,87
0,6	0	18,38	18,31	18,66	18,82	16,80	16,72	17,40	17,32
	10	17,87	17,80	17,29	17,38	17,35	17,33	17,83	17,82
	20	17,15	17,05	16,78	16,73	17,77	17,75	18,57	18,62
	30	16,64	16,55	15,84	15,79	18,40	18,41	19,58	19,56
0,9	0	20,21	20,18	21,94	21,68	13,50	13,64	15,23	15,02
	10	20,31	20,24	19,17	19,28	14,15	14,24	15,78	15,51
	20	19,19	19,09	18,69	18,70	14,94	15,06	16,43	16,20
	30	18,39	18,25	17,30	17,29	15,22	15,38	17,11	16,93

A Tabela C.5 apresenta os resultados experimentais dos ângulos de contato e de espalhamento superior e inferior para uma configuração de esfera iguais com raio de 5 mm (R5R5) considerando as informações de afastamento (D) e solubilidade (x_R).

Tabela C.5: Resultados experimentais dos ângulos de contato e de espalhamento para a configuração R5R5.

D [mm]	x_R [%]	Ângulos [°]							
		Contato Superior (θ_s)		Contato Inferior (θ_i)		Espalhamento Superior (β_s)		Espalhamento Inferior (β_i)	
		θ_{sd}	θ_{se}	θ_{id}	θ_{ie}	β_{sd}	β_{se}	β_{id}	β_{ie}
0,3	0	12,46	12,54	11,84	11,74	22,51	22,43	22,97	22,91
	10	12,43	12,18	10,32	10,60	23,01	23,04	24,47	24,39
	20	11,45	11,29	9,67	9,84	23,92	24,11	25,00	24,89
	30	10,63	10,47	8,90	8,93	24,63	24,65	25,43	25,46
0,6	0	13,92	13,87	12,96	12,91	20,17	20,36	21,45	21,06
	10	13,46	13,24	11,79	11,97	20,45	20,84	22,2	21,81
	20	12,85	12,68	10,83	10,81	20,90	21,23	23,16	22,66
	30	11,80	11,82	9,59	9,41	21,32	21,65	23,77	23,28
0,9	0	17,49	17,59	13,22	14,01	15,75	16,05	18,54	17,77
	10	16,89	16,92	12,75	12,92	16,21	16,51	18,87	18,12
	20	15,95	15,90	11,39	11,25	16,60	16,95	20,00	19,28
	30	14,38	14,56	10,61	10,43	16,96	17,48	20,37	19,83

A Tabela C.6 apresenta os resultados experimentais dos ângulos de contato e de espalhamento superior e inferior para a configuração R6R5, onde a esfera superior é de raio 6 mm e a esfera inferior de raio 5 mm, considerando diferentes afastamentos (D) e solubilidade (x_R).

Tabela C.6: Resultados experimentais dos ângulos de contato e de espalhamento para a configuração R6R5.

D [mm]	x_R [%]	Ângulos [°]							
		Contato Superior (θ_s)		Contato Inferior (θ_i)		Espalhamento Superior (β_s)		Espalhamento Inferior (β_i)	
		θ_{sd}	θ_{se}	θ_{id}	θ_{ie}	β_{sd}	β_{se}	β_{id}	β_{ie}
0,3	0	12,95	12,66	23,01	23,10	19,32	19,89	19,18	19,12
	10	12,13	12,05	22,21	22,30	19,73	20,26	19,53	19,50
	20	11,43	11,32	21,14	21,20	20,69	21,60	20,32	20,41
	30	10,50	10,29	20,51	20,45	21,19	22,05	21,92	21,42
0,6	0	14,76	14,52	18,94	18,99	16,73	16,74	19,95	19,64
	10	13,64	13,44	18,17	18,34	16,93	17,02	20,49	20,24
	20	12,35	12,58	17,30	17,16	17,11	17,20	21,24	21,15
	30	11,87	11,63	15,25	15,47	17,24	17,40	22,93	22,63
0,9	0	16,09	15,82	15,13	15,32	15,30	15,77	20,83	20,55
	10	14,58	14,12	14,66	14,89	15,84	16,38	22,10	21,26
	20	13,58	13,33	14,08	14,06	16,07	16,65	22,73	21,95
	30	12,75	12,64	13,09	13,17	16,36	17,10	24,32	23,55

A Tabela C.7 apresenta os resultados experimentais dos ângulos de contato e de espalhamento superior e inferior para a configuração R5R6, onde a esfera superior é de raio 5 mm e a esfera inferior de raio 6 mm, considerando diferentes afastamentos (D) e solubilidade (x_R).

Tabela C.7: Resultados experimentais dos ângulos de contato e de espalhamento para a configuração R5R6.

D [mm]	x_R [%]	Ângulos [°]							
		Contato Superior (θ_s)		Contato Inferior (θ_i)		Espalhamento Superior (β_s)		Espalhamento Inferior (β_i)	
		θ_{sd}	θ_{se}	θ_{id}	θ_{ie}	β_{sd}	β_{se}	β_{id}	β_{ie}
0,3	0	16,50	16,28	20,05	20,06	22,13	22,14	18,77	18,69
	10	15,84	15,76	19,44	19,46	22,89	23,00	19,39	19,29
	20	15,12	15,15	18,79	18,73	23,37	23,35	19,99	19,81
	30	14,43	14,07	18,02	18,05	24,23	24,31	20,52	20,42
0,6	0	18,57	18,18	20,65	21,25	20,04	20,44	17,92	17,23
	10	18,01	17,63	20,43	20,78	20,65	21,06	18,40	17,86
	20	17,64	16,92	19,58	19,88	20,95	21,46	18,89	18,57
	30	16,37	16,06	18,92	19,16	21,90	22,45	19,92	19,28
0,9	0	20,38	20,42	23,25	23,15	17,99	18,07	15,60	15,26
	10	19,90	19,72	22,13	22,21	18,68	18,81	16,33	16,09
	20	19,33	19,06	21,44	21,65	19,11	19,23	16,86	16,59
	30	18,62	18,43	20,84	20,94	19,70	19,99	17,64	17,49

C.1.1. Incerteza padrão combinada e incerteza expandida

Para determinar a incerteza padrão combinada associada aos ângulos de contato e de espalhamento das diferentes análises apresentados no Capítulo 3, utilizou-se a seguinte expressão,

$$u_c^2(\bar{\theta}) = u_c^2(\bar{\beta}) = \frac{S^2(x_i)}{n} \quad (\text{C.1})$$

onde o termo “n” representa o número de medições realizadas que, neste caso, foram 3 medições para cada borda da gota ou menisco, implicando, portanto, um total de 6 medições para obter a média aritmética do ângulo de contato ou espalhamento, segundo seja o caso. Já $S(x_i)$ representa o desvio padrão da amostra.

Utilizando a Eq. (C.1) e os diferentes coeficientes de sensibilidade apresentados anteriormente, obtem-se que a incerteza padrão combinada para o ângulo de contato médio determinado através do método da gota sésil é igual a:

- Efeito da rugosidade da superfície:

$$u_c(\bar{\theta}) = 0,25^\circ \quad (\text{C.2})$$

- Efeito da solubilidade da mistura:

$$u_c(\bar{\theta}) = 0,49^\circ \quad (\text{C.3})$$

Por outro lado, a incerteza padrão combinada para os ângulos de contato e de espalhamento médio determinado através do método de medição direta é de:

- Para as configurações R5P e R6P:

$$u_c(\bar{\theta}) = u_c(\bar{\beta}) = 0,67^\circ \quad (\text{C.4})$$

- Para as configurações R6R6, R5R5, R6R5 e R5R6:

$$u_c(\bar{\theta}) = u_c(\bar{\beta}) = 0,83^\circ \quad (\text{C.5})$$

É importante salientar que, embora existam algumas diferenças entre as incertezas combinadas das configurações de esfera-placa e esfera-esfera, a diferença entre os valores extremos (maior e menor) não superou os 5%. Por exemplo, para a configuração R6P, a incerteza combinada foi de $0,65^\circ$, no entanto, para R5P, o valor foi de $0,67^\circ$. Já para a configuração R6R6,

que foi o maior valor, a incerteza combinada foi de $0,83^\circ$, enquanto que para a configuração R5R6, que foi o menor valor, o valor foi de $0,79^\circ$. Sendo assim, optou-se para utilizar o maior valor de incerteza combinada para ambos os casos, uma vez que este valor garante um fator de segurança maior com relação às incertezas associadas ao trabalho experimental.

Para determinar a incerteza expandida é necessário calcular, primeiramente, o número de graus de liberdade efetivos. Para isso, utilizou-se, novamente, a expressão apresentada no Apêndice A:

$$v_{eff} = \frac{u^4(x_i)}{\sum_{i=1}^n \left(\frac{u_i^4}{v_i}\right)} \quad (C.6)$$

De acordo com a definição do Guia para Expressão da Incerteza da Medição, as incertezas associadas à determinação direta dos diferentes ângulos são do Tipo A, uma vez que elas foram obtidas através de observações repetidas. Em função disso, o grau efetivo de liberdade é definido como:

$$v_{eff} = \frac{u_c^4(x_i)}{\frac{1}{(n-1)} \left[\frac{S^2(x_i)}{n} \right]^2} \quad (C.7)$$

Portanto, o grau de liberdade efetivo, e seus respectivos fatores de abrangência para $p=95,45\%$, são dados por:

- Efeito da rugosidade da superfície:

$$v_{eff} = 21,42 \rightarrow k = 2,12 \quad (C.8)$$

- Efeito da solubilidade da mistura:

$$v_{eff} = 18,69 \rightarrow k = 2,14 \quad (C.9)$$

- Para as configurações R5P e R6P:

$$v_{eff} = 23,58 \rightarrow k = 2,11 \quad (C.10)$$

- Para as configurações R6R6, R5R5, R6R5 e R5R6:

$$v_{eff} = 31,21 \rightarrow k = 2,06 \quad (C.11)$$

Por fim, a incerteza expandida dos diferentes análise é definida por:

- Efeito da rugosidade da superfície:

$$U_c(\bar{\theta}) = 0,53^\circ \quad (\text{C.12})$$

- Efeito da solubilidade da mistura:

$$U_c(\bar{\theta}) = 1,05^\circ \quad (\text{C.13})$$

- Para as configurações R5P e R6P:

$$U_c(\bar{\theta}) = U_c(\bar{\beta}) = 1,41^\circ \quad (\text{C.14})$$

- Para as configurações R6R6, R5R5, R6R5 e R5R6:

$$U_c(\bar{\theta}) = U_c(\bar{\beta}) = 1,71^\circ \quad (\text{C.15})$$

APÊNDICE D – INCERTEZA DE MEDIÇÃO PARA A FORÇA DE ADESÃO

Nesta seção apresenta-se o cálculo da incerteza na medição da força de adesão dinâmica. O procedimento adotado para a avaliação e expressão do valor da incerteza baseia-se na metodologia apresentada no Guia para Expressão da Incerteza da Medição (ABNT, INMETRO, 2003). É importante destacar que, os valores finais das medições experimentais das forças de adesão apresentadas na Tabela 4.3, representam o valor da média aritmética das forças de adesão máximas dos três ensaios realizados para cada condição de teste. Na sequência são apresentados os passos desta metodologia aplicados à situação em questão.

D.1 ANÁLISE DE INCERTEZA

Logo abaixo é mostrada a Tabela D.1 na qual reúnem-se os resultados das força de adesão máxima obtida dos três ensaios realizados para as diferentes condições de operação (Tabela 4.1).

Tabela D.1: Resultados experimentais das forças de adesão máxima para as diferentes condições de operação e suas respectivas repetições.

Nome	Ensaio 1	Ensaio 2	Ensaio 3	Média [mN]
Teste 1	12,92	13,12	12,76	12,93
Teste 2	18,56	18,45	18,62	18,54
Teste 3	11,57	11,79	11,73	11,70
Teste 4	19,12	18,97	18,92	19,00
Teste 5	26,85	26,92	26,89	26,89
Teste 6	16,15	16,42	16,34	16,30

D.1.1 Incerteza na medição da força de adesão

Para a determinação da força de adesão dinâmica, utilizou-se um transdutor de força dinâmico (ou acelerômetro) da empresa OMEGA, modelo DLC101, o qual apresenta uma linearidade de $\pm 0,01\%$ do fundo de escala (FS), faixa de operação de ± 10 lb e sinal de saída de ± 5 Vcc. A Tabela D.2 apresenta as fontes de incerteza associadas à medição da força

de adesão máxima, o tipo de distribuição, a incerteza combinada e o grau de liberdade efetivo associado a este tipo de equipamento.

Tabela D.2: Fontes de incertezas para a força de adesão dinâmica.

Variável	Tipo de incerteza	Valor incerteza [N]	Distribuição	Divisor	$u_i (\pm)$	ν_{efe}
F	Efeito de linearidade	0,01% FS	Retangular	$\sqrt{3}$	2,57e-3	∞
	Efeito de calibração	0,01% FS	Retangular	$\sqrt{3}$	2,57e-3	∞
$u_c(F)$	Incerteza combinada	---	Normal	---	3,63-3	∞

D.1.2 Incerteza padrão combinada e incerteza expandida

Duas parcelas contribuem para a incerteza padrão combinada da medição da força de adesão dinâmica: o erro associado ao próprio transdutor de força (Tabela D.2) e o erro de repetitividade associado ao número de repetições realizadas (Tabela D.1). De acordo com a INMETRO (2003), a incerteza padrão combinada pode ser assim calculada:

$$u_c^2(F) = \frac{S^2(x_i)}{n} + \sum_{i=1}^n u_c(x_i)^2 \quad (D.1)$$

Onde o primeiro termo da expressão acima determina a influência do erro de repetitividade, enquanto que o segundo termo o erro do transdutor.

Utilizando os dados experimentais do teste 1 e as incertezas associadas ao próprio transdutor, temos que a incerteza combinada para estas condições de teste é igual a $u_c(F) = 3,64$ mN.

Para o cálculo da incerteza expandida, faz-se necessário determinar primeiramente o número de graus de liberdade efetivos, o que é realizado através da seguinte expressão:

$$\nu_{eff} = \frac{u_c^4(F)}{\frac{1}{(n-1)} \left[\frac{S^2(x_i)}{n} \right]^2} \quad (D.2)$$

Avaliando a expressão anterior com as informações da incerteza padrão combinada da força e a incerteza associada ao erro por receptividade, obtém-se que o valor do grau de liberdade efetivo é muito maior que 100. Portanto, o fator de abrangência da distribuição t-Student para $p = 95,45\%$ é igual a $k(95,45\%, \approx \infty) = 2,00$. Assim, a incerteza expandida é dada por:

$$U_e(F) = k(p = 95,45\%, \approx \infty) \cdot u_c(F) = 7,28 \text{ mN} \quad (\text{D.3})$$

Obtido este valor, pode-se agora expressar, por fim, o resultado da força de adesão dinâmica para a condição de operação que defino o Teste 1 como:

$$RM(F) = 12,93 \pm 7,28 \text{ mN} \quad (\text{D.4})$$

D.2 RESULTADOS

A Tabela D.3 apresenta os resultados experimentais, juntos com suas respectivas incerteza padrão combinada e fator de abrangência, da força de adesão dinâmica considerando as diferentes condições de operação avaliadas experimentalmente.

Tabela D.3: Resultados da força de adesão dinâmica, incerteza padrão combinada e fator de abrangência dos diferentes testes.

Nome	$u_c(\gamma_{LG})$	k	Média [mN]
Teste 1	3,64	2,00	$12,93 \pm 7,28$
Teste 2	3,63		$18,54 \pm 7,26$
Teste 3	3,63		$11,70 \pm 7,26$
Teste 4	3,63		$19,00 \pm 7,26$
Teste 5	3,63		$26,89 \pm 7,26$
Teste 6	3,64		$16,30 \pm 7,28$

Da mesma forma como aconteceu na determinação das incertezas associadas aos ângulos de contato e de espalhamento, os valores das mesmas não apresentaram maior diferenças, pelo que será utilizada como incerteza para força de adesão dinâmica o valor de 7,28 mN para todos os testes.

APÊNDICE E – ANÁLISE ADIMENSIONAL

Nesta seção, apresenta-se uma análise adimensional das distintas parcelas que compõem a força de adesão entre superfícies (capilaridade, tensão interfacial e viscosa), cujo objetivo é o de caracterizar os diferentes mecanismos físicos que regem cada uma destas componentes.

E.1 FENÔMENO DE ADESÃO

A força de adesão – resultado da presença de um filme líquido espalhado sobre uma superfície (ou entre superfícies) – é composta, principalmente, pelas forças de capilaridade, de tensão interfacial e viscosa. Deste modo,

$$F_c = F_v + F_{cap} + F_{\gamma_{LG}} \quad (\text{E.1})$$

em que o primeiro termo da direita representa a força viscosa dada por,

$$F_v = \frac{3\pi\mu R^{*2}}{2D} \frac{dD}{dt} \left[1 - \frac{D}{h(R_{me})} \right]^2 = \frac{3\pi\mu R^{*2}}{2D} \frac{dD}{dt} f_v \left[\frac{D}{h(R_{me})} \right] \quad (\text{E.2})$$

o segundo termo caracteriza a força de capilaridade,

$$F_{cap} = \frac{\pi\gamma_{LG} R_{me}^2}{R_c} \quad (\text{E.3})$$

e o último termo representa a força de tensão interfacial líquido-vapor,

$$F_{\gamma_{LG}} = 2\pi R_{me} \gamma_{LG} [\text{sen}(\delta_2) + \text{cos}(\delta_2) \tan(\beta_2)] \quad (\text{E.4})$$
$$F_{\gamma_{LG}} = 2\pi R_{me} \gamma_{LG} f_\gamma(\delta_2, \beta_2)$$

É importante salientar que, embora as expressões apresentadas anteriormente estejam diretamente relacionadas com o fenômeno de adesão numa configuração de esfera-esfera, a utilização daquelas não descaracteriza o objetivo principal da presente análise, tendo em vista que a sua composição (ou modelagem do fenômeno) não difere, significativamente, das expressões apresentadas para as configurações de esfera-placa e placa-placa.

Para facilitar a análise e, sobretudo, o entendimento dos diferentes mecanismos físicos que regem cada uma das componentes da força de

adesão, a expressão geral para esta força, qual seja, Eq. (E.1), é adimensionalizada utilizando-se os seguintes parâmetros adimensionais,

$$\tilde{t} = \frac{tU_c}{R_{me}} \quad ; \quad \tilde{D} = \frac{D}{R_{me}} \quad ; \quad \tilde{R} = \frac{R}{R_{me}} \quad ; \quad \tilde{R}_c = \frac{R_c}{R_{me}} \quad (E.5)$$

em que U_c representa a velocidade característica do escoamento, R_{me} o raio externo do menisco, R o raio da esfera, R_c o raio de curvatura do menisco e D a menor distância (ou afastamento) entre as superfícies. Assim, a força de adesão adimensional é dada por,

$$\tilde{F}_c = \frac{\tilde{R}^2}{4\tilde{D}} \frac{d\tilde{D}}{d\tilde{t}} f_v \left[\frac{\tilde{D}}{h(1)} \right] + \frac{1}{3Ca} \left[f_\gamma(\delta_2, \beta_2) + \frac{1}{2\tilde{R}_c} \right] \quad (E.6)$$

sendo o termo Ca , o qual representa o número de capilaridade, definido pela seguinte expressão,

$$Ca = \frac{\mu U_c}{\gamma_{LG}} \quad (E.7)$$

A partir da Eq. (E.6), é possível concluir que as forças de capilaridade e de tensão interfacial são regidas pelos fenômenos (ou mecanismos físicos) que ocorrem na interface, uma vez que ambas as componentes são dependentes do efeito de capilaridade sobre a superfície. Assim, para baixos números de capilaridade, os quais podem ser gerados por uma alta tensão interfacial líquido-gás ou para baixos níveis de velocidades, o fenômeno de adesão é controlado principalmente pelos fenômenos de superfície (ou também chamados de *forças de superfície*). No entanto, para altos números de capilaridade, esses efeitos são desprezíveis, em razão do aumento dos efeitos da força viscosa, a qual é dominada, sobretudo, pela velocidade do afastamento entre as superfícies.

A expressão apresentada anteriormente para o número de capilaridade, Eq. (E.7), representa a relação entre os efeitos das forças viscosa e de superfície, considerando que, em ambas as forças, a longitude característica é a mesma. Contudo, no processo de deformação dinâmica do menisco esta hipótese não é respeitada e, portanto, a sua utilização não é válida para avaliar a importância dessas forças no fenômeno de adesão entre superfícies. Logo, dadas as limitações da Eq. (E.7), apresenta-se uma nova expressão para definir o número de capilaridade do menisco,

$$Ca^* = \frac{\tilde{F}_v}{\tilde{F}_{cap} + \tilde{F}_{VLG}} = Ca \left\{ \frac{\frac{3\tilde{R}^2}{4\tilde{D}} \frac{d\tilde{D}}{d\tilde{t}} f_v \left[\frac{\tilde{D}}{h(1)} \right]}{\left[f_\gamma(\delta_2, \beta_2) + \frac{1}{2} \frac{1}{\tilde{R}_c} \right]} \right\} \quad (E.8)$$

A Figura (E.1) mostra a variação do número de capilaridade do menisco, o qual foi calculado usando os resultados numéricos das forças viscosa e de superfície (capilaridade + tensão interfacial), em função da velocidade do afastamento da esfera superior, considerando as diferentes condições de operações avaliadas experimentalmente (maiores detalhes no Capítulo 4).

A partir desses resultados, é possível concluir que o processo de deformação do menisco líquido é controlado, principalmente, pelos efeitos da força viscosa ($Ca^* > 1$). No entanto, para as condições nas quais o afastamento entre as superfícies intensifica os efeitos de força de gravidade (Testes 3 e 6), as forças de superfície apresentaram-se importantes no início do processo dinâmico. Este comportamento é resultado da existência de uma área crítica de ruptura menor (maior espalhamento sobre a superfície inferior) e, conseqüentemente, uma oposição menor à deformação por parte do filme.

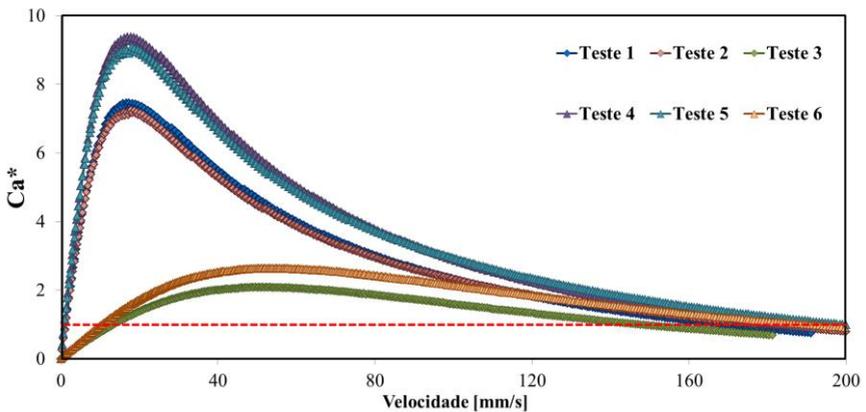


Figura E.1 - Variação do número de capilaridade do menisco (Ca^*) em função da velocidade do afastamento da esfera superior.