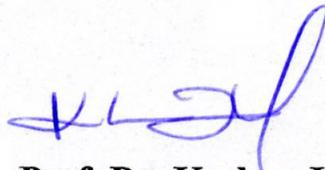


Tese apresentada à Pró-Reitoria de Pós-Graduação e Pesquisa do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências, no Curso em Engenharia Aeronáutica e Mecânica, na área de Física e Química de Materiais Aeroespaciais.

Leopoldo Rocco Junior

Estudos Sobre Um Injetor Pressurizado Bi-Propelente Do Tipo Swirl Empregado Em Motores-Foguete

Tese aprovada em sua versão final pelos abaixo assinados:



Prof. Dr. Koshun Iha

Orientador

Prof. Dr. Homero Santiago Maciel

Pró-Reitor de Pós-Graduação e Pesquisa

Campo Montenegro

São José dos Campos, SP – Brasil

2006

Livros Grátis

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

Milhares de livros grátis para download.

Dados Internacionais de Catalogação-na Publicação(CIP)
Divisão Biblioteca Central do ITA/CTA

Rocco, Leopoldo Junior

Estudos Sobre Um Injetor Pressurizado Bi-Propelente Do Tipo Swirl Empregado Em Motores-Foguete
/ Leopoldo Rocco Junior

São José dos Campos, Dezembro, 2006

263 f.

Tese de Mestrado – Curso de Engenharia Aeronáutica e Mecânica - Área de Física e Química dos
Materiais Aeroespaciais – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2006. Orientador: Prof. Dr. Koshun Iha

1. Injeção de combustível.-2. Câmaras de combustão.- 3. Motores foguetes a propelente líquido.- 4.
Atomizadores.- 5. Propelentes de base dupla.- 6. Tamanho de gota.- 7. Injetores. I. Instituto Tecnológico
de Aeronáutica. Divisão de Ensino Fundamental. II. Título

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

ROCCO, Leopoldo Junior. **Estudos Sobre Um Injetor Pressurizado Bi-Propelente Do Tipo Swirl Empregado Em Motores-Foguete**. 2006 . 263 f. Tese de Mestrado – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Leopoldo Rocco Junior

TÍTULO DO TRABALHO: Estudos Sobre Um Injetor Pressurizado Bi-Propelente Do Tipo Swirl Empregado Em Motores-Foguete

TIPO DO TRABALHO / ANO: Dissertação / 2006

É concedida ao Instituto Tecnológico de Aeronáutica permissão para reproduzir cópias desta tese e para emprestar ou vender cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta tese pode ser reproduzida sem a autorização do autor.

Leopoldo Rocco Junior

Rua das Quaresmeiras, 148

CEP 12240-130 - Jardim das Indústrias - São José dos Campos - S.P.

Estudos Sobre Um Injetor Pressurizado Bi-Propelente Do Tipo Swirl Empregado Em Motores-Foguete

Leopoldo Rocco Junior

Composição da Banca Examinadora

Dr. Amílcar Porto Pimenta.....Presidente - (ITA/CTA)
Dr. Koshun IhaOrientador - (ITA/CTA)
Dr. Marco Antonio Sala Minucci(IEAv/CTA)
Dr. Marco Antonio Couto do Nascimento.(Universidade de Tuiutí/PR)

ITA, Dezembro de 2006

Dedico este trabalho aos meus Pais, Maria de Lourdes Fidel Rocco e Leopoldo Rocco, ao meu irmão José Atílio Fritz Fidel Rocco, à minha Esposa, Filhos, Familiares e Amigos que tanto colaboraram, de diversas formas, para a sua realização.

Agradecimentos

- Ao Conselho Nacional de Pesquisas e Desenvolvimento (CNPq).
- Ao Prof. Dr. Koshun Iha pela oportunidade, confiança, incentivo, exemplo como educador e ensinamentos transmitidos.
- Ao Prof. Dr. José Atilio Fritz Fidel Rocco pela visão, incentivo e apoio inestimáveis e fundamentais para o êxito deste trabalho.
- Aos diretores da empresa Bertel Indústria Metalúrgica Ltda. pela concessão imprescindível para uso irrestrito de toda a indústria para a fabricação dos aparelhos, realização de testes e disponibilização de carga horária para meus estudos e escrita desta tese.
- À Cristine, ao Bruno e à Marina pelas horas de respeito, incentivo, companheirismo e privação durante os trabalhos.
- Ao Sr. Fernando Mateus, mestre ferramenteiro da empresa Bertel Indústria Metalúrgica Ltda. que com sua dedicação e empenho tornou viável a confecção de inúmeras peças essenciais a este trabalho.
- A todos os professores do Curso de Pós-Graduação do ITA, em especial do Departamento de Química, que muito contribuíram para o aprimoramento da minha formação durante este período.
- Ao Sr. Silvio Alvarenga, técnico do departamento de Química do ITA, pela contribuição na edição geral do texto desta tese.

RESUMO

O processo de injeção de combustíveis nas câmaras de combustão é de vital importância, sob diversos aspectos, para o funcionamento ideal de cada tipo de motor.

O elemento responsável pela introdução de propelentes líquidos e gasosos na câmara de combustão de foguetes e pela transformação de massas líquidas em “sprays” é o injetor que converte a energia potencial dos propelentes em energia cinética, pela queda de pressão em seu interior, formando um jato ou folha líquida que se desintegra então em gotas[1].

Injetores pressurizados do tipo “swirl”, que podem ser mono ou bipropelentes, são objeto de estudos constantes para compreender seu funcionamento em motores-foguete a propelente líquido (MFPL), pois produzem folhas líquidas cônicas e apresentam uma série de diferenças em relação aos do tipo axial em termos de melhora do processo de combustão como um todo.

A rápida formação de um elevado número de gotas, de diâmetros convenientes, distribuídas em uma extensa região, favorece os mecanismos de vaporização devido à elevada superfície de todas elas, que rapidamente vaporizam e entram em combustão.

Sua fabricação é um desafio para as técnicas de usinagem convencionais, dada a complexidade, dimensões, condições de trabalho e sua fixação no cabeçote injetor.

Sua fabricação a partir de projetos preexistentes e a montagem de uma bancada que permitisse os testes dos mesmos, foi o objetivo deste trabalho, que gerou peças em latão e acrílico, que permitiram testes a frio com os fluidos querosene e óleo de corte para confirmar a formação do spray cônico oco e a quente com parafina fundida para confirmar a formação de gotas esféricas de tamanhos diversos, que foram medidas em projetor de perfil e analisadas pelo processo de peneiramento granulométrico, revelando a existência de gotas dentro da gama de tamanhos encontrados na literatura.

ABSTRACT

The process of injection of fuels in the combustion chambers is of vital importance, under several aspects, for the ideal operation of each motor.

The responsible element for the introduction of liquid and gaseous propellants in the combustion chamber of rockets and for the transformation of liquid masses in "sprays" is the injector that converts the potential energy of the propellants in kinetic energy, for the pressure fall in its interior, forming a jet or liquid sheet that dissolves in drops [1].

Pressurized Injectors of the type "swirl", that can be mono or bipropellants, are object of constant studies to understand its operation in motor-rocket with liquid propellant, because they produce conical liquid sheets and present a serie of differences in relation to the axial type in terms of improvement of the combustion process as a whole.

The fast formation of a high number of drops, of convenient diameters, distributed in an extensive area, favors the vaporization mechanisms due to the high surface of all, that quickly vaporize and enter in combustion.

Its production is a challenge for the techniques of conventional fabrication, because the complexity, dimensions, work conditions and its fixation in the injection head.

Its production from preexistent designs and the assembly of a structure which allowed the tests of the same, was the object of this work, that generated pieces in brass and acrylic which allowed cold tests with the fluids kerosene and cut oil to confirm the formation of the hollow conical spray and the hot with melted paraffin to confirm the formation of spherical drops of several sizes, which were measured in profile projector and analyzed by the process of sieving test, revealing the existence of drops within the range of those already found in literature.

SUMÁRIO

Lista de figuras.....	xv
Tabelas e Gráficos.....	xix
Lista de letras, símbolos e abreviaturas.....	xix
1 Introdução.....	25
2 Revisão bibliográfica e estado da arte.....	34
2.1 A atomização e os tipos de atomizadores.....	34
2.1.1 O processo de atomização.....	34
2.1.2 Propriedades dos fluidos.....	38
2.1.3 Condições do ambiente.....	40
2.1.4 Perfil de velocidade do jato	42
2.1.5 Tipos de atomizadores.....	47
2.1.5.1 Orifício plano.....	48
2.1.5.2 Atomizador pressurizado do tipo “swirl simplex“.....	48
2.1.5.3 Atomizador pressurizado do tipo “swirl duplex“.....	50
2.1.5.4 Atomizador pressurizado do tipo “swirl dual orifice“.....	51
2.1.5.5 “Fan” spray.....	54
2.1.5.6 Atomizadores Rotativos.....	55
2.1.5.7 Atomizadores “Air-Assist”	56
2.1.5.8 Atomizadores “Air-blast”	56
2.2 Jatos líquidos.....	57
2.2.1 Teoria de quebra dos jatos de Rayleigh	57
2.2.2 Teoria de Weber.....	60
2.2.3 O número de Ohnesorge.....	63

2.2.4	Curva de estabilidade	67
2.2.5	Jatos turbulentos.....	68
2.3	Folhas líquidas	69
2.3.1	Introdução.....	69
2.3.2	Folhas planas.....	71
2.3.3	Folhas em leque “Fan Sheets”.....	73
2.3.4	Folhas cônicas	75
2.3.4.1	Diâmetro de gotas.....	79
2.3.4.2	Ângulo do spray cônico.....	80
2.3.4.3	Fatores que influenciam o ângulo do cone.....	84
2.3.4.4	Espessura da folha líquida.....	86
2.4	Características do fluxo no injetor.....	90
2.4.1	Introdução	90
2.4.2	Número de fluxo	90
2.4.3	Coeficiente de descarga	93
2.4.4	Coeficiente de velocidade.....	97
2.5	Propriedades externas do spray.....	100
2.5.1	Dispersão.....	100
2.5.2	Penetração.....	101
2.5.3	Padronização radial do líquido.....	101
2.5.4	Padronização circunferencial do líquido.....	104
2.5.5	Fatores que influenciam na padronização do spray.....	105
2.5.6	Ângulo equivalente do spray.....	105
2.6	Distribuição dos tamanhos de gotas em sprays.....	107
2.6.1	Representação gráfica da distribuição de tamanhos de gotas.....	107

2.6.2	Funções matemáticas de distribuição.....	109
2.6.2.1	Distribuição normal.....	110
2.6.2.2	Distribuição log-normal.....	110
2.6.3	Funções de distribuições empíricas.....	110
2.6.3.1	Nukiyama e Tanasawa.....	110
2.6.3.2	Rosin-Rammler.....	110
2.6.3.3	Rosin-Rammler modificado.....	111
2.6.3.4	Função de limite superior.....	111
2.6.4	Diâmetros médios.....	112
2.6.5	Diâmetros representativos.....	112
2.6.6	Conclusões.....	113
2.7	Tamanhos de gotas : medição e síntese dos fatores que influenciam no diâmetro.....	114
2.7.1	Introdução.....	114
2.7.2	Aspectos que influenciam na medição de tamanho de gota.....	115
2.7.2.1	Amostragem espacial e temporal	115
2.7.2.2	Tamanho de amostra	115
2.7.2.3	Saturação de gotas.....	115
2.7.2.4	Evaporação de gotas.....	116
2.7.2.5	Coalescência de gotas.....	116
2.7.2.6	Localização do ponto de coleta das amostras.....	116
2.7.3	Métodos de medição de tamanhos de gotas.....	117
2.7.3.1	Métodos mecânicos	117
2.7.3.1.1	Coleta de Gotas em dispositivos	117
2.7.3.1.2	Coleta de Gotas em células.....	117
2.7.3.1.3	Técnica da cera fundida	117

2.7.3.1.4	Técnicas de congelamento de gotas	118
2.7.3.1.5	Impactos	118
2.7.3.2	Métodos elétricos.....	118
2.7.3.3	Métodos ópticos	119
2.7.3.3.1	Fotografia de alta velocidade.....	119
2.7.3.3.2	Imagens de televisão	120
2.7.3.3.3	Holografia.....	120
2.7.3.3.4	Contadores de partícula única.....	121
2.7.3.3.5	Laser.....	121
2.7.4	Influencia de fatores diversos sobre o diâmetro médio de gota Sauter.....	126
2.7.4.1	Introdução.....	126
2.7.4.2	Atomizadores de orifício plano.....	128
2.7.4.3	Atomizadores pressurizados do tipo “swirl”	129
2.7.4.4	Propriedades dos fluidos.....	130
2.7.4.4.1	Tensão superficial.....	130
2.7.4.4.2	Viscosidade.....	131
2.7.4.4.3	Taxa de fluxo do líquido.....	132
2.7.4.4.4	Número de fluxo.....	132
2.7.4.4.5	Diferencial de pressão do bocal.....	133
2.7.4.5	Propriedades do ar.....	133
2.7.4.5.1	Pressão.....	133
2.7.4.5.2	Temperatura.....	135
2.7.4.6	Dimensões do atomizador.....	136
2.7.4.6.1	Comprimento x diâmetro da câmara de torção do swirl.....	136
2.7.4.6.2	Comprimento x diâmetro do orifício final do swirl.....	137

2.7.4.7	Relações de tamanho de gota.....	137
2.8	Características básicas de um foguete com motor a propelente líquido.....	147
2.8.1	Elementos básicos de um foguete com motor a propelente líquido.....	147
2.8.2	Câmara de empuxo.....	148
2.8.3	Empuxo.....	149
2.8.4	Impulso específico.....	150
2.8.5	Velocidade característica c^*	151
2.9	Desenvolvimento teórico para cálculos de dimensionamento do “swirl”.....	152
2.9.1	Cálculos teóricos para dimensionamento do “swirl” ideal.....	152
2.9.2	Cálculos teóricos para dimensionamento do “swirl” real.....	166
2.9.3	Metodologia objetiva cálculos de dimensionamento do “swirl”.....	169
2.9.4	Mistura em injetores do tipo “swirl” bipropelente.....	171
2.9.4.1	Mistura externa	171
2.9.4.2	Mistura interna.....	172
3	Parte experimental, resultados e discussões.....	175
3.1	Fluidos e equipamentos	175
3.1.1	Fluidos a serem usados durante os testes	175
3.1.2	Equipamentos para avaliação das gotas de parafina fundida.....	176
3.2	Usinagem do injetor do tipo “swirl”.....	179
3.2.1	Os injetores.....	179
3.2.2	A usinagem dos injetores.....	180
3.3	Desenvolvimento da bancada de testes	187
3.3.1	A bomba hidráulica.....	187
3.3.2	Válvula de alívio de pressão.....	188
3.3.3	O sistema para controle da pressão	188

3.3.4	O suporte dos injetores.....	189
3.3.5	Tubulação.....	190
3.3.6	Filtro.....	190
3.3.7	Tanque de imersão.....	191
3.3.8	Manômetros com tubulação de cobre e válvulas.....	192
3.3.9	Queimadores a gás para aquecer a água e termômetro.....	192
3.4	Parte Experimental.....	193
3.4.1	Bancada de Testes Provisória Testes com óleo e querosene.....	193
3.4.2	Bancada de Testes Definitiva Testes com a parafina fundida	195
3.4.2.1	Injeção com a pressão variando de 0 até 15 voltando para 0 atm.....	197
3.4.2.2	Injeção com a pressão fixa em 5 atm.....	199
3.4.3	Testes granulométricos.....	202
3.4.3.1	Testes preliminares para definir processo de granulometria.....	202
3.4.3.2	Teste granulométrico para pressão entre 0 / 15 / 0 kg / cm ²	206
3.4.3.2.1	Injetor externo.....	206
3.4.3.2.2	Injetor interno.....	210
3.4.3.3	Teste granulométrico para pressão de 5 kg / cm ²	213
3.4.3.3.1	Injetor externo.....	213
3.4.3.3.2	Injetor interno.....	216
3.5	Cálculos das dimensões do injetor.....	231
3.5.1	Dados gerais disponíveis.....	231
3.5.2	Cálculos.....	233
4	Conclusões.....	237
5	Trabalhos futuros.....	240
6	Referências bibliográficas.....	241

7	Produção bibliográfica.....	244
	Anexos.....	245
	Anexo 1 - Manutenção e Ajustes.....	246
	Anexo 2 - Tabela de Aberturas das Peneiras.....	250
	Anexo 3 - Certificado Projetor de Perfil.....	251
	Anexo 4 - Certificados de Calibração das Peneiras Granulométricas.....	252
	Anexo 5 - Desenho do Injetor Interno.....	255
	Anexo 6 - Desenho do Injetor Externo.....	256
	Anexo 7 - Tabela e gráfico de pressão x vazão do injetor interno a baixa pressão.....	257
	Anexo 8 - Tabela e gráfico de pressão x vazão do injetor externo a baixa pressão.....	258
	Anexo 9 - Certificado da parafina 140 / 150.....	259
	Anexo 10 - Tipos de Atomizadores.....	262

Lista de Figuras

Figura 1.1 - Percurso do fluido dentro do injetor do tipo swirl até sua saída [1].....	27
Figura 1.2 - Estágios da formação do spray cônico [1].....	27
Figura 1.3 - Detalhe da Patente [29].....	30
Figura 1.4 - Guia do bocal [29].....	30
Figura 2.1.1 - Veloc. de distribuição em jatos [2] conf. Giffen e Muraszew [11].....	45
Figura 2.1.2 - Atomizador pressurizado do tipo “swir simplex” [1].....	48
Figura 2.1.3 - Atomizador pressurizado do tipo “swirl duplex” [2].....	50
Figura 2.1.4 - Atomizador pressurizado do tipo “swirl” de duplo orifício [2].....	51
Figura 2.1.5 - Atomizadores do tipo “swirl” combinados com injetores axiais [1].....	52
Figura 2.2.1 - (a) jato com perturbação rotacional simétrica , [2].....	60
(b) jato com perturbação formando uma onda.	
Figura 2.2.2 - Formação de ondas devido ao atrito com o ar [2].....	62
Figura 2.2.3 - Classificação modos de desintegração jatos líquidos por Ohnesorge [16]....	64
Figura 2.2.4 - Quatro regimes de quebra de jato por Reitz [17]	65
Figura 2.2.5 - Curva de estabilidade do jato.....	67
Figura 2.3.1 - Estágios da formação de gota idealizado por Fraser [2]	73
Figura 2.3.2 - Desintegração formação “anel e ligamentos” folha líquida cônica [26].....	76
Figura 2.3.3 - Desintegração formação “anel e ligamentos” folha líquida cônica [2].....	76
Figura 2.3.4 - Desintegração formação “ondas” na folha líquida oca cônica [26].....	77
Figura 2.3.5 - Desintegração formação “buracos” na folha líquida oca cônica [25].....	77
Figura 2.3.6 - Sistema coordenada local centro do filme líquido anular rotacional [26]....	78
Figura 2.3.7 - Atomizador pressurizado do tipo “Swirl” Simplex [2]	80
Figura 2.5.1 - Dispositivo e gráfico de distribuição radial volumétrica [2].....	102
Figura 2.5.2 - Padronização radial do líquido conforme tamanho de gota [27].....	103

Figura 2.6.1 - Histograma de tamanho de gota baseado em número e volume [2].....	107
Figura 2.6.2 - Gráfico de distribuição cumulativa [2].....	108
Figura 2.7.1 - Sistema a laser para verificação de tamanhos de gotas [2].....	121
Figura 2.7.2 - Volume de amostra do sistema a laser [2].....	122
Figura 2.7.3 - Sinal Doppler [2].....	123
Figura 2.8.1 - Elementos básicos de um foguete com MFPL [28].....	148
Figura 2.8.2 - Câmara de empuxo [28].....	149
Figura 2.8.3 - Balanço de pressões na câmara de empuxo [28].....	150
Figura 2.9.1 - Injetor do tipo “swirl” típico com seus principais parâmetros[1].....	153
Figura 2.9.2 - Efeito do coeficiente de preenchimento em A [1].....	161
Figura 2.9.3 - Efeitos de A nas características do injetor e parâmetros de fluxo [1].....	163
Figura 2.9.4 - Efeito do ângulo de inclinação dos orifícios tangenciais de entrada [1].....	171
Figura 2.9.5 - Versões de injetores do tipo “swirl” bipropelente com mistura ext.[1].....	172
Figura 2.9.6 - Versões de injetores bipropelentes do tipo “swirl” com misturar int.[1].....	174
Figura 3.1.1 - Agitador Eletromagnético.....	177
Figura 3.1.2 - Projetor de Perfil.....	177
Figura 3.1.3 - Gotas de parafina solidificada	178
Figura 3.2.1 - Injetor Interno.....	180
Figura 3.2.2 - Injetor externo.....	180
Figura 3.2.3 - Foto da fresa com o marcador digital e a peça presa no divisor da mesa.....	182
Figura 3.2.4 - Seqüência de furos e de centros.....	182
Figura 3 2 5 - Furo sendo feito na fresa.....	182
Figura 3.2.6 - Centralização da peça no torno com relógio comparador.....	183
Figura 3.2.7 - Broca para medidas internas.....	184
Figura 3.2.8 - Ferramenta para diâmetro interno.....	184

Figura 3.2.9 - Ferramenta para diâmetro externo.....	184
Figura 3.2.10 - Injetor de latão interno.....	185
Figura 3.2.11 - Injetor de latão interno.....	185
Figura 3.2.12 - Injetor de latão externo.....	185
Figura 3.2.13 - Injetor de latão externo.....	185
Figura 3.2.14 - Injetor de acrílico interno.....	186
Figura 3.2.15 - Injetor de acrílico interno.....	186
Figura 3.2.16 - Injetor de acrílico externo.....	186
Figura 3.2.17 - Injetor de acrílico externo.....	186
Figura 3.2.18 - Conjunto Injetor em latão.....	186
Figura 3.2.19 - Adaptador do injetor ao cabeçote.....	186
Figura 3.3.1 - Bomba hidráulica de engrenagens com acoplamento.....	187
Figura 3.3.2 - Parte do conjunto de injeção.....	189
Figura 3.3.3 - Cabeçote injetor (A) , (B) e (C).....	190
Figura 3.3.4 - Filtro e suporte do filtro.....	191
Figura 3.3.5 - Filtro e suporte fixados ao tanque para parafina fundida.....	191
Figura 3.3.6 - Tanque de imersão	191
Figura 3.3.7 - Manômetros.....	192
Figura 3.3.8 - Queimadores e termômetro.....	192
Figura 3.4.1 - Bancada de testes provisória.....	193
Figura 3.4.2 - Folha líquida injetor externo.....	194
Figura 3.4.3 - Folha líquida injetor interno.....	194
Figura 3.4.4 - Injetores externo e interno operando juntos.....	194
Figura 3.4.5 - Injetores externo e interno operando juntos.....	194
Figura 3.4.6 - Injetores externo e interno formando unidas.....	195

Figura 3.4.7 - Bancada a quente com dispositivos para registrar os testes.....	196
Figura 3.4.8 - Gotas esféricas de parafina injetada.....	198
Figura 3.4.9 - 1,20 kg. de gotas de parafina do injetor externo.....	198
Figura 3.4.10 - 0,65 kg. de gotas de parafina do injetor interno.....	199
Figura 3.4.11 - Gota de parafina solidificada na saída dos injetores.....	199
Figura 3.4.12 - Cone do injetor externo a 5 atm.	200
Figura 3.4.13 - Gotas no anteparo do injetor externo a 5 atm.	200
Figura 3.4.14 - Angulo de 118 graus do cone externo.....	200
Figura 3.4.15 - Cone do injetor interno a 5 atm.	201
Figura 3.4.16 - Gotas no anteparo do injetor interno a 5 atm.	201
Figura 3.4.17 - Angulo de 78 graus do cone interno.....	201
Figura 3.4.18 - Gotas retidas na malha da peneira.....	202
Figura 3.4.19 - Amostra de gotas na mesa do projetor de perfil.....	204
Figura 3.4.20 - Partículas de Diaflow no projetor de perfil.....	205
Figura 3.4.21 - Gotas de tamanhos diversos unidas.....	207

Tabelas e Gráficos

Tabela 2.2.1 - Os quatro regimes de quebra de jato pôr Reitz [17].....	66
Tabela 3.4.1 - Planilha de cálculos da parafina do injetor ext. teste de 0 a 15 a 0 kg/cm ² ..	219
Gráfico 3.4.1 A - Perfil granulométrico da parafina do injetor externo 0 a 15 a 0 kg/cm ² ..	220
Gráfico 3.4.1 B - Quantidade gotas retidas por malha injetor externo 0 a 15 a 0 kg./cm ² ..	221
Tabela 3.4 .2 - Planilha de cálculos da parafina do injetor int. teste de 0 a 15 a 0 kg/cm ² ..	222
Gráfico 3.4.2 A - Perfil granulométrico da parafina do injetor interno 0 a 15 a 0 kg/cm ² ..	223
Gráfico 3.4.2 B - Quantidade gotas retidas por malha injetor interno 0 a 15 a 0 kg./cm ² ..	224
Tabela 3.4 .3 - Planilha de cálculos da parafina do injetor ext. teste a 5 kg/cm ² ..	225
Gráfico 3.4.3 A - Perfil granulométrico da parafina do injetor externo a 5 kg/cm ² ..	226
Gráfico 3.4.3 B - Quantidade gotas retidas por malha injetor externo a 5 kg./cm ² ..	227
Tabela 3.4 .4 - Planilha de cálculos da parafina do injetor int. teste a 5 kg/cm ² ..	228
Gráfico 3.4.4 A - Perfil granulométrico da parafina do injetor interno a 5 kg/cm ² ..	229
Gráfico 3.4.4 B - Quantidade gotas retidas por malha injetor interno a 5 kg./cm ² ..	230

Lista de Letras, Subscritos, Sobrescritos e Abreviaturas

Letras

A = parâmetro geométrico característico do injetor tipo “swirl”, $A \equiv \bar{R}_{in} / \bar{A}_{in}$

a = parâmetro não dimensional do injetor “swirl”

b = parâmetro não dimensional do injetor “swirl”

C = coeficiente de abertura do bocal, $C \equiv \bar{R}_{in}$

C^* = velocidade característica

c = calor específico

D = diâmetro do elemento injetor

d = diâmetro da substância (gota , spray)

h = espessura do filme líquido

K = coeficiente de perda de impulso; perda de movimento angular; relação O / F

k = relação de calores específicos, C_p / C_v

l = comprimento do elemento injetor

M = número de Mach

m = massa

\dot{m} = taxa de fluxo de massa (vazão mássica)

n = número de passagens

p = pressão

ΔP_L = pressão diferencial de injeção através do bocal

Q = taxa de fluxo volumétrica

$q(\lambda)$ = função gás dinâmica; inclinação da superfície do bocal para o eixo de injetor

R = constante do gás ; raio do elemento de injetor

Re = número de Reynolds

Oh = número de Ohnesorge

r = rádio do jato; localização radial do filme líquido

S = superfície

T = temperatura, K

t = tempo ; distância entre injetores

U = velocidade

V = volume

x,y,z = coordenadas

α = ângulo de inclinação da passagem de entrada; angulo de expansão do spray líquido

β = ângulo de inclinação da parede

Δ = incremento

δ = espessura da parede , ao sair

ε = coeficiente de contração do jato

λ = coeficiente de velocidade ; coeficiente de resistência ; comprimento de onda

μ = coeficiente de fluxo de massa

μ_d = viscosidade dinâmica

ν = viscosidade cinemática

ξ = coeficiente de perda hidráulica; flutuação da espessura do filme líquido

π = relação de expansão de bocal

ρ = massa específica

σ = tensão superficial

τ = intervalo de tempo

φ = coeficiente de preenchimento de passagem; fração de área ocupada pelo líquido
na saída do bocal

Ω = amplitude de onda na superfície líquida

Subscritos

a = axial

c = câmara de combustão

e = saída do bocal

f = sistema de alimentação de propelente

g = gás

i = injetor

j = jato

k = cabeça ou fim da câmara de torção

l = líquido

m = vórtice líquido

mix = mistura

N,n = bocal

out = saída

r = radial

s = câmara de vórtice

u = Circunferencial

w = parede, onda

Σ = total

0 = condições iniciais

1 = condições de saída

∞ = valor infinito

k = condições no final da cabeça do injetor

s = condições na câmara de vórtice do injetor

n = condições no bocal no bocal do injetor

u = circunferencial

r = radial

a = axial

i = inicial

Sobrescritos

. = vazão

— = parâmetro adimensional

Abreviaturas

gg = gerador de gás

gl = gás líquido

id = ideal

fl = fluxo

fr = fricção

Exp = experimental

int = interno

eq = equivalente

ext = externo

FN = número de fluxo

MFPL = motores-foguete a propelente líquido

SMD = diâmetro médio Sauter

MMD = diâmetro mediano de massa

LDV = velocímetro a laser de Doppler

1 Introdução

A transformação de uma massa líquida em pequenas partículas (gotas) é um processo aplicado em diversos ramos de atividade como indústria, agricultura e medicina.

Para a indústria aeronáutica e aeroespacial, têm se mostrado de fundamental importância no processo de combustão de propelentes líquidos em aeronaves e foguetes.

O elemento responsável pela introdução de propelentes líquidos e gasosos na câmara de combustão de foguetes e pela transformação de massas líquidas em “sprays” é o injetor que converte a energia potencial dos propelentes em energia cinética, pela queda de pressão em seu interior, formando um jato ou folha líquida que se desintegra então em gotas[1].

Faz também a conexão entre o sistema de alimentação e a região de atomização e combustão.

Suas características determinam se esta transformação ocorrerá no sentido de obter os melhores resultados possíveis que, para foguetes, entre outros, são a obtenção do máximo impulso específico e a redução das dimensões da câmara de combustão do foguete e de sua massa, da quantidade de propelentes necessários, das perdas de propelentes pela exaustão devido sua combustão inadequada, dos desgastes do sistema injetor, da câmara de combustão, do sistema exaustor dos gases gerados e da instabilidade de queima dos propelentes. A própria máquina contém várias fontes de intensas flutuações de pressão devido ao fluxo turbulento nas linhas de alimentação, trepidação nas lâminas das bombas, vibrações das válvulas de controle, e movimento instável na câmara de combustão e gerador de gás, sendo que a união destas oscilações com as frequências naturais da estrutura do sistema representa freqüentemente uma fonte de instabilidade, às vezes com conseqüências catastróficas [30].

Para obter os resultados acima, os tamanhos das gotas obtidas pelo injetor durante a atomização dos propelentes, que antecede à fase gasosa e a sua distribuição na câmara de

combustão, são parâmetros fundamentais para os fenômenos de transferência de calor e massa, que ocorrem no processo de combustão.

As formas de “sprays”, que mais se destacam, são os jatos axiais e as folhas que podem ser planas ou cônicas, sendo que os jatos axiais são os mais utilizadas pois são os mais fáceis de serem obtidos, os mais conhecidos em termos de teorias sobre seu comportamento de ruptura e modelos matemáticos que simulam seu comportamento além da extensa experiência prática.

“Sprays” em forma de folhas planas ou cônicas não são fáceis de serem obtidos devido à maior complexidade dos injetores, não são tão difundidos e nem muito conhecidos em termos de teorias sobre seu comportamento de ruptura e modelos matemáticos, que simulam seu comportamento, mas suas vantagens são comprovadas em determinadas aplicações .

Assim sendo, na indústria aero espacial, o interesse por injetores que propiciam a formação de “sprays” de folhas cônicas dos propelentes é grande , pois promovem uma alta razão entre a área superficial e a massa na fase líquida devido à obtenção de uma grande quantidade de gotas em um largo espectro de diâmetros, que quanto menores, mais favorecem a evaporação, altas razões de mistura e melhor distribuição, otimizando a combustão.

Notadamente o injetor do tipo “swirl” destaca-se pelas razões acima, pois promove a obtenção de um “spray” de folha cônica, impondo ao propelente um movimento em “redemoinho” em seu interior e que ao sair apresentará componentes axiais e transversais de velocidade que favorecerão a desintegração da folha líquida cônica, a atomização e a distribuição das gotas.

No injetor do tipo “swirl” o fluido é introduzido em uma câmara de vórtice através de orifícios circulares que a tangenciam perfeitamente, induzindo ao mesmo uma alta velocidade angular, criando assim um vórtice de ar centralizado como é mostrado na Figura 1.1 .

Como a câmara de torção é aberta somente na direção do orifício de saída do injetor (bocal), o fluido em movimento de rotação adquire também um deslocamento axial no seu sentido.

Quando o fluxo atinge o orifício de saída, estando sob efeito de forças axiais e radiais, este emerge na forma de uma folha líquida cônica, de ângulo determinado pela magnitude destas forças.

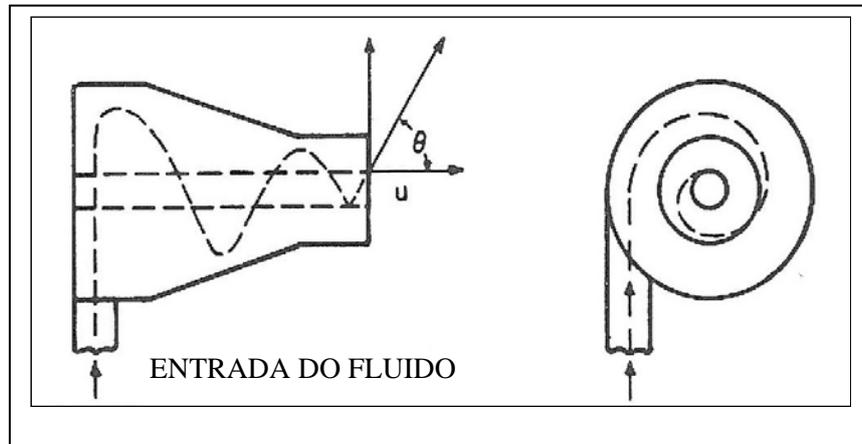


Figura 1.1 - Percurso do fluido dentro do injetor do tipo swirl até sua saída [2]

A Figura 1.2 mostra que a formação do spray cônico passa por alguns estágios antes de sua formação desde o início do processo de injeção, quando a vazão e a pressão partem do zero.

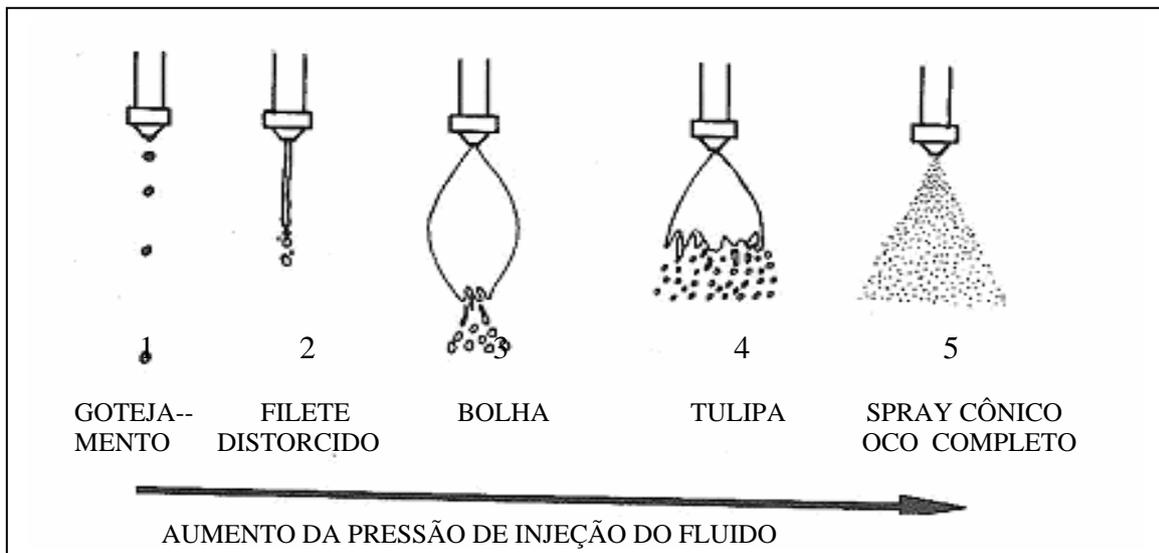


Figura 1.2 - Estágios da formação do spray cônico [2]

- 1- o fluido goteja do orifício ;
- 2- o fluido apresenta-se como um fino filete distorcido ;
- 3- forma-se o cone no bocal, mas por efeito da tensão superficial fica como uma bolha ;

4- a bolha abre-se no formato de uma tulipa cônica com extremidades irregulares que desintegram-se em gotas razoavelmente grandes ;

5- a folha líquida cônica endireita após a diminuição da curvatura e expande-se diminuindo a espessura e logo fica instável e desintegra-se em ligamentos e então em gotas;

As bases matemáticas das leis fundamentais que representam os fenômenos físicos envolvidos em seu funcionamento foram lançadas pelos matemáticos Daniel Bernoulli e Leonard Euler. Daniel Bernoulli nasceu em Groningen, Holanda e aos 5 anos, sua família voltou para Basileia, Suíça. Devido à fama que conseguiu com o livro *Mathematical Exercises*, foi convidado para ser professor de matemática em S. Petersburgo em 1725. O mesmo convite foi feito a seu irmão Nicolaus e já em 1725 os dois começaram a trabalhar, mas em 1726 seu irmão veio a falecer e seu pai Jean Bernoulli, para impedir que Daniel saísse de S. Petersburgo, manda um de seus pupilos, Leonard Euler, para trabalhar com ele.

Ainda em S. Petersburgo , Daniel Bernoulli produziu um de seus mais importantes trabalhos: *Hydrodynamica*, no qual é feita pela primeira vez a análise correta do escoamento de água pôr um orifício de um reservatório que só foi publicado em 1738 mas, no ano seguinte, Jean Bernoulli publicou *Hydraulica*, o qual foi amplamente baseado no trabalho de seu filho. Mudando a data de publicação de seu livro para 1732, em vez de 1739, (provavelmente a data real), ele fez parecer que Daniel baseou o seu *Hydrodynamica* em *Hydraulica*.

Daniel Bernoulli insatisfeito em S. Petersburgo, apesar da óbvia vantagem científica de trabalhar com Euler, decide voltar para Basileia em 1734.

Foi eleito para as principais sociedades científicas de seu tempo, incluindo as de Bolonha, S. Petersburgo, Berlim, Paris, Londres, Berna, Turim, Zurique e Mannheim.

Leonard Euler nasceu em 15 de Abril de 1707 na cidade de Basileia, Suíça. Além da teoria de números, Euler contribuiu muito para o cálculo diferencial e integral, a teoria das equações diferenciais, a geometria e muitas áreas da matemática aplicada.

Ingressou na Academia de Ciências de São Petersburgo em 1727, dois anos após a sua fundação por Catarina I. Em São Petersburgo trabalhou com Daniel Bernoulli e tornou-se professor de Física da Academia em 1730 e professor de Matemática em 1733. Em 1733 casou-se com a russa Khatarina, com quem teve treze filhos.

Em 1741, associou-se à Academia de Ciências de Berlim, por convite de Frederico o Grande.

Em 1766 voltou à Rússia e ficou completamente cego logo em seguida, mas devido à sua ótima memória e poder de concentração e com a ajuda de familiares, continuou a estudar, sendo que dos seus 886 livros e artigos a maioria foi escrita neste período.

O cientista russo Konstantin Eduárdovitch Tsiolkovsky (17/9/1857-19/9/1935), foi um dos pioneiros da concepção de projetos de naves espaciais. Mesmo surdo e órfão, lê muito e com as obras de Júlio Verne, apaixona-se pela idéia das viagens interplanetárias. Autodidata, estuda matemática e física e, em 1878, chega a mestre-escola em Boyovsk.

Pesquisando a teoria de foguetes espaciais em um laboratório que constrói em casa, chama a atenção da Sociedade de Física e Química de Moscou com suas experiências sobre a teoria cinética dos gases e é convidado a se associar a ela.

Em 1892 planeja um dirigível metálico movido a gás e cria o primeiro túnel de vento que permite testar as características aerodinâmicas das naves espaciais soviéticas. Em 1895 concebe um satélite artificial para orbitar a Terra a 320 quilômetros da superfície.

Sua teoria sobre os mecanismos de propulsão das naves interplanetárias é publicada em 1903, três anos antes de Santos-Dumont criar o avião. Em 1923, 16 anos antes da invenção do primeiro avião a jato, planeja um foguete de múltiplos estágios.

Já próximo ao final da segunda guerra mundial, uma equipe de cientistas alemães já havia feito grandes avanços em motores foguetes a propelente líquido, que não chegaram a ser produzidos, mas que formaram as bases do sucesso no pós guerra dos motores para foguetes americanos, russos e franceses.

Em 22 de Outubro de 1946, 2100 especialistas alemães em diversos segmentos foram deportados para a União Soviética, incluindo um grupo de 308 especialistas em tecnologia de propulsão. Os 24 principais especialistas nesta área, incluindo Willi Schwarz e Werner Baum, foram para Khimki, um subúrbio de Moscow, sob a jurisdição do ministro da indústria de aviação[29]. O cientista alemão Wernher Von Braun é levado para os Estados Unidos

Na medida em que os motores de foguetes testados pelas equipes de cientistas russos e alemães ficavam mais potentes, exigiam maior resistência mecânica e melhor refrigeração.

Os princípios básicos do injetor do tipo “swirl” já haviam sido lançados como mostra uma patente de Setembro de 1943 em nome do Dr. Zinner, Dr. Thiel, Dr. Kuettner e outros.

O mais novo e importante detalhe foram os bocais concêntricos, através dos quais os propelentes eram guiados e misturados na fase líquida, conforme as Figuras 1.3 e 1.4;

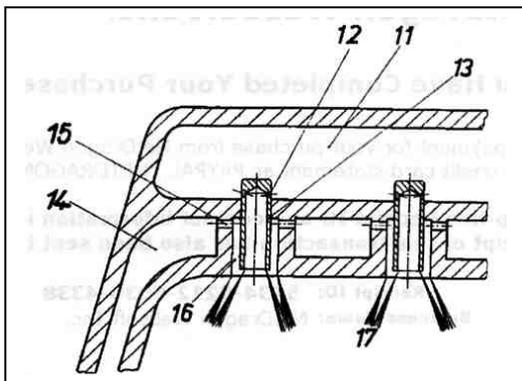


Figura 1.3 - Detalhe da patente ;

13 e 16 guias dos bocais um dentro do outro. Através do furo 15 o fluxo de combustível passa da área 14 para 16 (dentro do injetor) e do furo 12 o fluxo de oxigênio passa da área 11 para dentro do bocal [29]

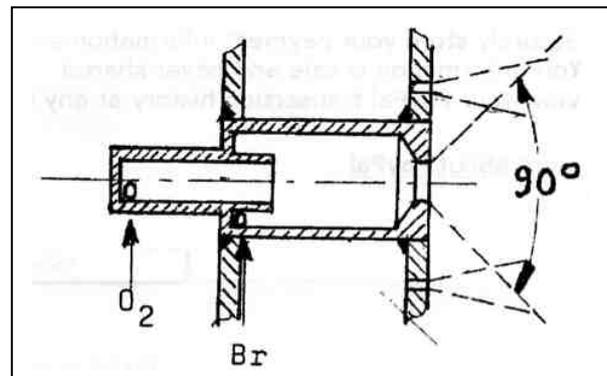


Figura 1.4 - Por recomendação dos alemães em Khimki para os motores soviéticos, como Werner Baum esboçou em Nordhausen em 1947 : a guia do bocal de oxigênio era encurtada e a mistura feita ainda na fase líquida ao combustível [29]

Nos arquivos do Museu Alemão de Munich, são encontrados os registros deste injetor, sendo considerado como seu principal idealizador, o Dr. Mertz, engenheiro chefe do laboratório de máquinas da Universidade de Desdren [29]

Foram derivadas fórmulas empíricas para calcular a estrutura geométrica dos bocais das Figuras 1.3 e 1.4 e que auxiliaram nos resultados positivos e na resolução de problemas.

Um grande esforço foi aplicado para desenvolver teorias hidráulicas sobre o funcionamento do injetor do tipo “swirl” na Rússia desde o século 18. Entre eles, o princípio de máxima taxa de fluxo, postulada por N..Abramovich em 1944 (Diploma de Discovery No.49) é a mais notável, a qual essencialmente fundamenta as bases dos desenvolvimentos modernos de injetores do tipo “swirl”. Os trabalhos foram complementados pelos estudos de L.A.Klyachko, e A.M.Prakhov, como também dados empíricos de Y.I.Khavkin, e muitos outros cientistas. Isto oferece agora uma razoável confiabilidade nos resultados dos cálculos. Investigações da dinâmica dos injetores do tipo “swirl”, têm tornado possível projetá-los com propriedades dinâmicas prescritas e usá-los como meio de suprimir vários mecanismos de instabilidades de alta frequência. Foram feitos vários estudos com injetores com capacidade de variação de fluxo, para modular o ângulo do spray cônico e taxas de fluxo com graus prescritos de atomização.

Os MFPL russos são os que mais utilizam estes injetores pois dispõem de tecnologia amplamente desenvolvida no campo de dimensionamento e testes, como mostrado nas referências [1] e [3], de larga experiência prática adquirida através de inúmeros lançamentos. Nas últimas décadas, visando otimizar resultados e impulsionadas pelos avanços da computação, diversas pesquisas foram realizadas e desenvolvimentos significativos ocorreram nas áreas de diagnósticos dos “sprays”, com equipamentos modernos que facilitam o estudo do espectro de tamanhos de gotas e modelos matemáticos, que simulam mais precisamente os fenômenos físicos e químicos envolvidos na ruptura de jatos líquidos e combustão.

Este trabalho apresenta um breve resumo das teorias envolvidas na formação e desintegração de jatos e folhas líquidas, métodos e critérios para avaliar o espectro de gotas geradas, dimensionamento do injetor segundo a metodologia russa e a avaliação dos tamanhos das gotas produzidas em um injetor bипроpelente pressurizado do tipo “swirl”, fabricado com base em projetos pré existentes, [14] e [15], utilizando-se da técnica da parafina fundida que é antiga e menos onerosa e apresenta resultados práticos confiáveis, que permitem a avaliação individual e do conjunto das gotas obtidas e sua distribuição após a atomização.

Está subdividido nos capítulos relacionados a seguir :

1. Introdução.

2. O Desenvolvimento.

2.1 Atomização e os tipos de atomizadores: apresenta as formas elementares de formação da gota e as principais características que influenciam a atomização dos fluidos, que são injetados, bem como do meio no qual são injetados além dos principais tipos de atomizadores;

2.2 Jatos líquidos: apresenta os conceitos básicos responsáveis pela formação e desintegração de jatos líquidos, como a teoria de ruptura dos jatos de Rayleigh , teoria de Weber , o número de Ohnesorge e seu gráfico versus Reynolds, a curva de estabilidade, além de previsões para cálculos de tamanhos de gotas formadas.

2.3 Folhas líquidas: apresenta os conceitos básicos responsáveis pela formação e desintegração de folhas líquidas, além de previsões para cálculos de tamanhos de gotas .

2.4 Características do fluxo no injetor: apresenta os principais parâmetros do fluxo dentro do injetor como, número de fluxo e coeficiente de descarga e coeficiente de velocidade.

2.5 Propriedades externas do spray: não só o tamanho das gotas obtidas em um injetor é importante, como também a forma como estas gotas se distribuem é fundamental para os processos de combustão. Características como: dispersão, penetração, padronização,

distribuição radial e circunferencial do líquido e ângulos dos sprays são fundamentais para, entre outros fatores, projetar a câmara de combustão.

2.6 Distribuição dos tamanhos de gotas em spray: além do tamanho médio da gota , outro parâmetro importante para a definição de um spray está na distribuição de tamanhos de gota que o spray contém. Apresenta as principais distribuições utilizadas como : normal, log-normal, empíricas, Nukiyama e Tanasawa , Rosin-Rammler , Rosin-Rammler modificado, função de limite superior além do diâmetro médio de gota “Sauter “ .

2.7 Tamanhos de gotas: apresenta os métodos existentes para registrar os tamanhos das gotas e a influencia de fatores diversos sobre o diâmetro médio de gota Sauter.

2.8 Foguete com motor a propelente líquido: apresenta os elementos básicos de um foguete com motor a propelente líquido e os principais parâmetros que caracterizam o motor com; empuxo, impulso específico e velocidade característica.

2.9 Dimensionamento do “swirl”: são apresentados os principais pontos da metodologia Russa para dimensionamento do “swirl” .

3 Parte experimental, resultados e discussões.

3.1 Substâncias e equipamentos: fluidos e equipamentos utilizados durante os testes.

3.2 Usinagem do injetor do tipo “swirl”: apresenta os procedimentos adotados para a usinagem do injetor.

3.3 Desenvolvimento da bancada de testes: relaciona os principais componentes da bancada de testes.

3.4 Parte experimental: injeção da parafina fundida e testes granulométricos

3.5 Cálculos do injetor: cálculos teóricos das dimensões dos injetores e dos ângulos dos cones, com base no método Russo, para verificar se os valores praticados são compatíveis.

4 Conclusões

5 Trabalhos futuros

2 Revisão Bibliográfica e Estado da Arte

2.1 A atomização e os tipos de atomizadores.

2.1.1 O processo de atomização

O desempenho da maioria dos tipos de atomizadores depende de seu tamanho e geometria, das propriedades físicas da fase de dispersão, isto é, dos líquidos que estão sendo atomizados e da fase contínua, isto é, dos gases dentro dos quais as gotículas são descarregadas [2].

Para bocais pressurizados “ plain orifice “ e para atomizadores “ plain jet ” a “air assist”, a dimensão mais importante para a atomização é o diâmetro final do orifício de descarga.

Para o do tipo “swirl” pressurizado, rotacional e atomizador assistido por fluxo de ar a dimensão crítica é a espessura da folha líquida que deixa o atomizador.

O tamanho médio da gota é, aproximadamente, proporcional à raiz quadrada do diâmetro do jato líquido ou espessura da folha que emergem do bocal, conforme a teoria propõe e a prática mostra [2].

Gotas de líquido podem romper-se sob a ação de forças aerodinâmicas de vários modos, dependendo do padrão do fluxo do meio circunvizinho ao redor delas.

A mais elementar forma de ruptura é na condição de uma lenta descarga de uma gota pendente na de um fino tubo cilíndrico de diâmetro d_0 em um meio estático. Quando a força gravitacional sobre o líquido excede a força da tensão superficial que une a gota quase formada à coluna de líquido, esta se desprende e forma a gota definitiva que começa a cair.

Sua massa m é determinada pelo equilíbrio entre as forças gravitacional e de tensão superficial conforme a equação :

$$m_D = (\pi d_0 \sigma) / g \quad (2.1.1)$$

d_0 é o diâmetro interno do tubo por onde sai a gota

m_D é a massa da gota e $(m_D g)$ é força gravitacional

σ é a tensão superficial do líquido e $(\pi d_0 \sigma)$ é a tensão superficial

g é a aceleração da gravidade

O diâmetro da gota esférica D correspondente a esta massa é dada por :

$$D = (6 d_0 \sigma / \rho_L g)^{1/3} \quad (2.1.2)$$

ρ_L é a densidade do líquido

Uma solução matemática para a ruptura de uma gota exige um conhecimento preciso sobre a distribuição das pressões aerodinâmicas sobre ela. Assim que as gotas são formadas por estas pressões, a pressão ao seu redor conduz a um estado de equilíbrio entre a força aerodinâmica externa e as forças internas de tensão superficial e viscosidade, ou se ainda forem instáveis, conduzem a uma outra possível ruptura da gota.

Sob condição de equilíbrio, a pressão interna sobre qualquer ponto da superfície da gota, p_I , é suficiente para contrabalançar a pressão externa aerodinâmica p_A e a pressão da tensão superficial, p_σ :

$$p_I = p_A + p_\sigma \quad (2.1.3)$$

para uma gota esférica :

$$p_\sigma = 4 \sigma / D \quad (2.1.4)$$

Quando a forma da “gota” não é esférica o balanço entre as forças gravitacional e de tensão superficial é mais complexa.

Para gotas ligeiramente maiores que o tamanho crítico, o tempo de ruptura aumenta conforme o tamanho tende a se aproximar do tamanho crítico e abaixo deste tem-se um tempo de ruptura infinito[2].

Se a força aerodinâmica na gota é reduzida durante o colapso, este não pode ocorrer, embora a força aerodinâmica inicial fosse grande bastante o suficiente para produzir a ruptura [2].

A influência da viscosidade do líquido, opondo-se à deformação da gota, ocorre no sentido de aumentar o tempo de colapso.

Para líquidos de baixa viscosidade, a deformação de uma gota é determinada pela razão entre as forças aerodinâmicas, $(\rho_A U_R^2 / 2)$ e a força de tensão superficial $(\pi D \sigma)$ onde U_R é a velocidade relativa da gota em relação ao meio circunvizinho.

A relação entre as forças aerodinâmica e de tensão superficial é chamada de número de Weber:

$$We = (\rho_A U_R^2 D) / \sigma \quad (2.1.5)$$

A ruptura da gota ocorre quando o arrasto aerodinâmico é igual à força de tensão superficial ou seja, o coeficiente de arrasto aerodinâmico C_D (conhecido experimentalmente e tabulado, varia conforme a gota muda de esférica para outro formato) multiplicado pela área da gota $(\pi D^2 / 4)$ e pela força aerodinâmica $(\rho_A U_R^2 / 2)$ é igual a força tensão superficial $(\pi D \sigma)$ [2].

$$C_D (\pi D^2 / 4) (\rho_A U_R^2 / 2) = (\pi D \sigma) \quad (2.1.6)$$

$$(\rho_A U_R^2 D / \sigma)_{\text{CRITICO}} = 8 / C_D \quad (2.1.7)$$

$$\text{Weber}_{\text{CRITICO}} = 8 / C_D \quad (2.1.8)$$

A dada velocidade relativa U_R o tamanho máximo de uma gota estável pode ser obtido por :

$$D_{\text{MAX}} = (8 \sigma) / (C_D \rho_A U_R^2) \quad (2.1.9)$$

e a velocidade U_R correspondente

$$U_R = (8 \sigma / C_D \rho_A D)^{0,5} \quad (2.1.9)$$

Lane [4] mostrou experimentalmente que o modo de desintegração de uma gota depende de como ela é exposta ao meio circunvizinho, que pode ser sob uma aceleração constante ou subitamente a uma corrente de ar a alta velocidade.

A lei de Stokes é válida somente para fluxos que são completamente influenciados por forças viscosas, quer dizer, para fluxos nos quais os números de Reynolds (Re) tendem a zero onde $C_D = 24 / Re$ é aplicável. Para números de Reynolds mais altos, as forças inerciais se

tornam significantes e a força de arraste pode ser aumentada devido à formação de uma esteira e a possível perda de energia consumida em vórtices.

Até então houve preocupação apenas na mudança da posição das gotas continuamente em um campo de fluxo sem aceleração ou desaceleração. Para esta situação os coeficientes de arraste obtidos teórica ou experimentalmente são chamados coeficientes de arraste “padrão”. Porém, as gotas são aceleradas pelo fluxo de gás se a velocidade do gás for mais alta que a velocidade da gota, ou desaceleram se a velocidade do gás é mais baixa que a velocidade da gota. Assim, o efeito de aceleração no coeficiente de arraste sempre está presente, embora para baixas acelerações, o coeficiente de arraste se aproxime do valor para a gota estática.

A influência da evaporação no coeficiente de arrasto da gota pode ser devido a dois fatores: (1) o efeito da transferência de massa no arraste, conhecido como o efeito “blowing” e (2) o gradiente de temperatura e concentração perto da superfície da gota (devido a evaporação), que afetam a dependência do coeficiente de arraste no número de Reynolds. Isto significa que, as propriedades físicas escolhidas (propriedades variáveis ou propriedades constantes com métodos diferentes para cálculo da média) afetarão a equação $C = f(Re)$.

Yuen e Chen [2] mostraram que o coeficiente de arraste para gotas evaporando pode ser relacionado com os dados de arrasto para esferas sólidas a viscosidades comuns na camada limite. Uma possível explicação para este resultado é que a altos números de Reynolds a diminuição do atrito devido a evaporação seja compensado pelo aumento na pressão de arraste na separação do fluxo devido ao “blowing”. A baixos números de Reynolds a perda de massa tem pequeno efeito no arrasto. Assim, para altos e baixos números de Reynolds, o efeito de perda de massa devido a evaporação de uma esfera tem pequeno efeito no coeficiente de arrasto. A conclusão básica de Yuen e Chen é que a diferença do coeficiente de arrasto para uma gota evaporando, para uma gota que não está evaporando não é devido ao

correspondente efeito “blowing” mas sim devido, às mudanças nas propriedades físicas do gás na superfície da gota.

Não há uma única expressão para o coeficiente de arraste da gota que se aplique a todas as condições [2].

Hinze [5] propôs um parâmetro que considera o efeito da viscosidade na ruptura da gota, que é conhecido como número de Ohnesorge e que é uma relação entre as forças viscosas internas e a força de tensão superficial interfacial:

$$Z = We^{0,5} / Re \quad (2.1.10)$$

2.1.2 Propriedades dos fluidos.

Um spray pode ser caracterizado, entre outros aspectos, em termos do aumento da área superficial do líquido, resultante da atomização.

No caso do jato líquido cilíndrico, a área superficial antes da ruptura ou dispersão é simplesmente a do cilindro que emerge do bocal e depois da atomização a área é a soma das áreas superficiais de todas as gotas individualmente.

Os tamanhos das gotas, as características dos sprays e o fluxo, na maioria dos atomizadores, são profundamente influenciadas pela tensão superficial dos fluidos, viscosidade e densidade.

A tensão superficial é importante na atomização porque ela representa uma força que resiste à formação de uma nova área e a energia mínima necessária para a atomização é igual a tensão superficial multiplicada pelo aumento da superfície da área do líquido.

Para a maioria dos líquidos puros em contato com o ar, a tensão superficial diminui com aumento da temperatura.

A viscosidade é uma das mais importantes propriedades dos líquidos e influencia não só a atomização no aspecto tamanho de gota, bem como, a sua distribuição no spray, a velocidade do fluxo no bocal e a forma do spray. Aumentos da viscosidade diminuem o número de

Reynolds e também impedem o desenvolvimento de algumas instabilidades naturais num jato ou folhas.

O efeito da viscosidade sobre fluxo dentro do bocal de um atomizador do tipo “swirl” é complexo, pois um pequeno aumento da viscosidade pode na verdade, aumentar a velocidade do fluxo que pode ser observado pelo aumento da espessura do filme líquido no orifício de descarga, aumentando efetivamente a área do fluxo. Entretanto, para altas viscosidades a velocidade do fluxo usualmente diminui.

Um aumento da viscosidade geralmente produz um spray com ângulo estreito e quando a viscosidade é muito alta, o spray cônico normalmente transforma-se em um jorro reto de ligamentos e gotas relativamente grandes.

Quanto maior a viscosidade maior será a quantidade de energia necessária para a atomização, tendendo então a resultar em atomizações grosseiras.

Nos atomizadores “airblast”, as velocidades dos líquidos são usualmente muito mais baixas do que nos locais pressurizados e conseqüentemente, os tamanhos de gotas produzidas por bocais assistidos por fluxo de ar tendem a ser menos sensíveis às variações da viscosidade do líquido [2].

A densidade dos líquidos tem pouca influência no desempenho da atomização pois exibem pequenas diferenças em suas propriedades e há poucas informações avaliadas sobre o efeito da densidade do líquido na média do tamanho da gota [1]

2.1.3 Condições do ambiente.

A variação da viscosidade do meio ambiente não é tão importante quanto a do líquido [2] .

A temperatura e a pressão do ambiente no qual o spray é injetado pode variar muito e é comum em sistemas de combustão de líquidos combustíveis como em motores, combustores de turbinas a gás onde sprays de combustíveis são injetados em escoamentos altamente

turbulentos, correntes de recirculação rotacionais e gases reativos. Em processos industriais, o combustível é injetado dentro das chamas a altas temperaturas, no processo de combustão.

Em atomizadores pressurizados do tipo “swirl” o ângulo do spray cônico decresce significativamente com o aumento da densidade do gás, até que um ângulo mínimo é alcançado no qual nenhum aumento da densidade do ambiente tem efeito no ângulo do spray.

A densidade do gás ambiente também tem uma grande influência no tamanho médio da gota produzido pelo atomizador do tipo “swirl”.

Em motores diesel [2], o combustível é injetado por atomizadores do tipo “plain-orifice” a pressões de 3 MPa ou mais, e experiências mostram que um aumento na pressão causa a diminuição do comprimento de ruptura do jato l_0 e ao mesmo tempo reduz a influência da relação l_0 / d_0 no comprimento de ruptura do jato [2].

Há um forte efeito da pressão dentro da gama 0.1 a 3 MPa (1 a 30 atm) no comprimento de ruptura do jato, mas aumentos da pressão do gás ambiente de 3 a 4 MPa tem pouco efeito no comprimento de ruptura do jato. Para todas as pressões, o comprimento de ruptura aumenta com a velocidade de injeção até aproximadamente 60 m/s, além do que, qualquer aumento adicional na velocidade causa declínio no comprimento.

Nas regiões de fluxo laminar e de transição, o efeito da pressão ambiente é bastante pequeno, mas na região de fluxo turbulento sua influência é mais pronunciada. Há uma redução no comprimento de ruptura com o aumento na pressão do gás circunvizinho [2].

Se a pressão do meio circunvizinho é aumentada continuamente acima do valor da pressão atmosférica, a média do tamanho de gota aumenta inicialmente até que um valor máximo é atingido e então lentamente declina [2].

Os comportamentos do spray produzido por meio de um atomizador rotacional são também afetados pela pressão diferencial da injeção do líquido e pelo meio circundante.

O spray produzido pelo injetor gera correntes de ar no meio circundante, as quais causam diminuição no ângulo do spray, sendo que este efeito é acentuado conforme aumenta a pressão diferencial de injeção que por sua vez aumenta os componentes de velocidade axial e tangencial do spray. Assim, aumentar a pressão diferencial causa efeito discreto no ângulo do spray imediatamente na saída do bocal, mas causa alteração significativa na forma do spray em posições mais distantes da saída do bocal.

Nos atomizadores “plain orifice” um aumento da densidade do gás circunvizinho conduz a um amplo ângulo de spray, devido a um aumento do arrasto aerodinâmico na gota, criado por um aumento na densidade do gás, que tende a produzir uma grande desaceleração na direção axial, maior do que na direção radial.

A forma do spray produzido por atomizadores “air blast” tende a ser bastante insensível às variações da densidade do gás ambiente. Todas as gotas grandes do spray tendem a seguir as linhas de corrente do fluxo de ar padrão, gerado na saída do bocal por vários “swirlers” de passagens formados dentro do bocal.

Entretanto o ângulo do cone sem fluxo de ar é acentuadamente diferente daquele com ar, e mudanças nas forças aerodinâmicas de resistência ao ar, produzidas por uma mudança na densidade do ar, afetarão o resultado da forma do spray.

Em geral um aumento da densidade do ar causará uma aderência mais fechada (próxima) da forma de spray com as linhas de fluxo do atomizador.

Nos atomizadores que produzem jatos de líquido, que são desintegrados através da sua exposição a uma corrente de ar que os cruza, Kitamura e Takahashi [6] verificaram que a distância ao longo do eixo do jato, o qual tem a forma de uma linha curvada e que era usada como o comprimento de ruptura, medida por negativos de filmes, diminui com um aumento na velocidade do ar pois aumentam os efeitos aerodinâmicos desestabilizadores na superfície do jato, acelerando assim sua ruptura . Fotografias de alta velocidade revelam que o jato

líquido é desintegrado por suas perturbações a baixas velocidades do ar e por formação de onda sinuosa, a altas velocidades de jato.

2.1.4 Perfil de Velocidade de Jato .

O perfil de velocidade e propriedades de turbulência do jato quando emerge do bocal, são provavelmente, responsáveis por algumas das peculiaridades e anomalias observadas nos trabalhos experimentais com estabilidade de jatos.

Schweitzer [7] classificou o fluxo do jato como sendo estado laminar ou turbulento. Segundo o autor no fluxo laminar as partículas líquidas fluem em fluxos paralelos ao eixo de simetria do tubo enquanto no fluxo turbulento os diferentes caminhos das partículas líquidas se cruzam entre si de maneira aleatória.

A turbulência isotrópica é sempre tridimensional, ocorre nos três sentidos e a distribuição da energia cinética ocorre nas três direções igualmente e é feita pelas flutuações onde a lei de distribuição de energia de Komolgorov é válida [2].

O fluxo laminar é caracterizado pela ausência de qualquer perturbação do fluxo, uma entrada sem arestas para o tubo, e alta viscosidade do líquido , enquanto que fluxo turbulento é obtido por velocidade de fluxo alta, tamanho de tubo grande, aspereza de superfície, rápidas mudanças na área da seção do tubo e protuberâncias projetadas no fluxo.

Independente do comprimento do tubo, um fluxo inicialmente laminar permanecerá laminar se seu número de Reynolds é mais baixo que o número de Reynolds crítico. De modo oposto, um fluxo originalmente turbulento permanecerá turbulento se seu número de Reynolds ficar acima do valor crítico.

Em um tubo liso sem perturbações de fluxo, um fluxo inicialmente laminar pode ficar laminar até um numero de Reynolds muito mais alto que o valor crítico.

Se o número de Reynolds excede o valor crítico, uma pequena perturbação no fluxo é exigida para iniciar a transição para o fluxo turbulento.

Como Schweitzer [7] verificou, há uma tendência geral para associar um fluxo turbulento com um número de Reynolds acima do que o crítico, embora na realidade o fluxo às vezes seja laminar a número Reynolds mais alto que o crítico assim como pode ser turbulento ou semiturbulento a um número de Reynolds abaixo do valor crítico. Um fluxo semi turbulento inclui uma região central turbulenta e uma região externa laminar.

O número de Reynolds crítico pode ser definido como sendo o valor abaixo do qual, em um tubo cilíndrico longo e reto, qualquer perturbação no fluxo pode ser amortecida. Acima do número de Reynolds crítico, perturbações no fluxo nunca podem ser amortecidas, não importa qual seja o comprimento do tubo .

Bocais de sprays normalmente são de tamanho compacto, com orifícios curtos para minimizar as perdas de pressão. O estado da turbulência no fluxo na saída de bocal é determinado pelo estado do fluxo acima do orifício e por perturbações geradas dentro das passagens de aproximação e dentro do próprio orifício.

Para um determinado bocal todos estes fatores são constantes, assim como a natureza do fluxo laminar, turbulento, ou semiturbulento e são ditados pelo número de Reynolds.

A forte influência do perfil de velocidade do jato emergente sob sua subsequente desintegração foi descrita pôr Schwietzer [7], McCarthy e Molloy [8], e Sterling [9, 10].

No fluxo laminar , o gráfico da distribuição da velocidade no jato imediatamente após a saída, varia de uma maneira parabólica, partindo de zero na superfície externa do orifício para o máximo em seu eixo central.

Se o jato é injetado em um meio gasoso circunvizinho estático ou com baixa quantidade de movimento, não há nenhuma diferença de velocidade apreciável entre o exterior do jato e o ar adjacente. Conseqüentemente as condições necessárias para a atomização pelas forças de atrito do ar são desprezíveis, mas a uma certa distância, os efeitos combinados de fricção de ar

e forças de tensão superficial criam irregularidades superficiais até conduzirem a desintegração do jato.

Se o fluxo no orifício é completamente turbulento, o componente radial conduz rapidamente para o rompimento da superfície da película seguido por uma desintegração geral do jato. Deve ser observado que, quando o jato emissor é completamente turbulento, nenhuma força aerodinâmica é necessária para a ruptura. Até mesmo quando injetado no vácuo o jato vai desintegrar somente sob a influência de sua própria turbulência.

Se o jato é semiturbulento, como ilustrado na Figura 2.1.1, o anel de fluxo laminar, que está posicionado externamente ao centro turbulento e internamente ao tubo, tende a impedir que as perturbações do centro alcancem e quebrem a superfície do jato. Ao mesmo tempo, a influência do atrito com o ar é mínima, devido à velocidade relativa entre a superfície do jato e o ar circunvizinho ser muito baixa. Assim, a desintegração do jato não acontece perto do orifício de saída. Porém, mais distante e após a saída do bocal, a rápida turbulência central alcança a camada de proteção laminar e então desintegra-se da maneira normal de um jato turbulento.

Alternativamente, e até certo ponto simultaneamente, uma redistribuição das “partículas” dotadas de energia toma lugar entre os componentes de fluxo totalmente laminar e turbulento, produzindo um achatamento no perfil de velocidade do jato. Este processo traz à superfície do jato partículas de líquido com componentes radiais de velocidade que rompem o jato de modo a se desintegrarem finalmente em gotas.

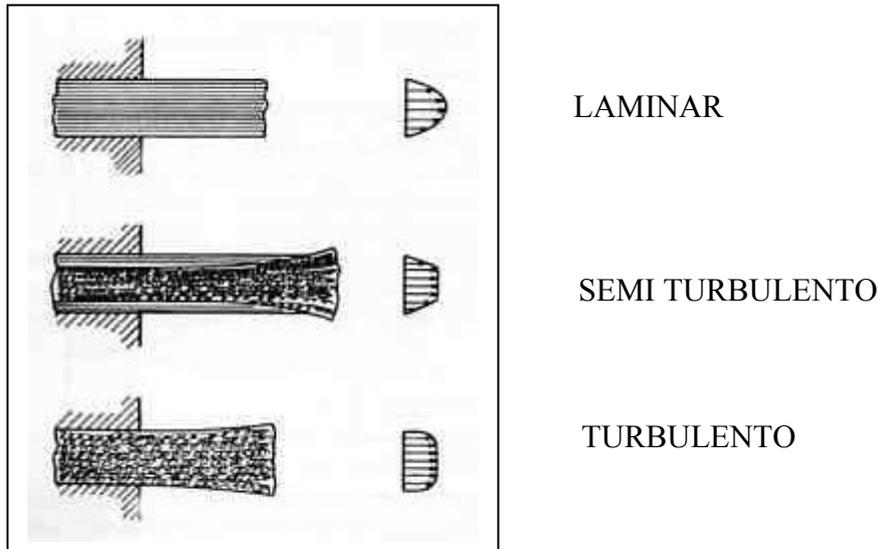


Figura 2.1.1 - Velocidades de distribuição em jatos [2] conforme Giffen e Muraszew [11]

A mudança no perfil de velocidade (normalmente chamado de perfil de velocidade de relaxamento) que acontece após a saída do bocal, pode ter uma influência importante na estabilidade do jato e na sua subsequente ruptura em gotas. Assim que o jato deixa bocal, i.e., assim que a restrição física da parede de bocal é removida o processo de relaxamento de perfil de velocidade acontece por um mecanismo de transferência de momentos entre camadas transversais dentro do jato. Assim, em adição às forças desestabilizadoras normais do jato discutidas acima, neste ponto existe um mecanismo adicional de ruptura que surge dos movimentos internos associados com o perfil de relaxamento.

É bem conhecido, que a energia cinética por unidade de massa de um gás corrente de líquido é muito dependente do perfil de velocidade do fluido. Por exemplo, no fluxo em um tubo com um perfil de velocidade desenvolvido completamente parabólico (i.e., fluxo completamente laminar) a energia cinética por unidade de massa de fluido é exatamente duas vezes a energia cinética por unidade de massa de um perfil de velocidade plana com a mesma velocidade média. Conforme McCarthy e Molloy [8], uma quantidade ε pode ser definida tal que :

$$\varepsilon = \int_0^A U_r^3 d_A / U^3 A \quad \text{onde} \quad (2.1.11)$$

U_r é a velocidade local do fluido e U velocidade média do fluido comum sob a área A .

Para as três situações de fluxo diferentes tem-se

1. Para fluxo instantâneo , $\varepsilon = 1$.
2. Para fluxo desenvolvido completamente turbulento , $\varepsilon = 1,1$ a $1,2$.
3. Para fluxo desenvolvido completamente laminar , $\varepsilon = 2,0$.

Quando um jato de desenvolvimento completamente laminar emerge de um bocal, seu perfil parabólico relaxa em um perfil plano à mesma velocidade média comum.

Em jatos semi turbulentos o processo conhecido como fenômeno de “disrupção explosiva” ou “estouro de ruptura” é acompanhado por uma redução em ε de 2 para 1 e isso envolve um considerável redistribuição de energia dentro do jato, conduzindo à criação de forças que podem ser muito violentas, fazendo o jato estourar, como foi observado e explicado primeiramente por Eisenklam e Hooper [12] e também notado por Rupe [13].

Nos jatos desenvolvidos com perfis completamente turbulentos na saída ($\varepsilon = 1,1$ a $1,2$) só são ligeiramente suscetíveis a efeitos de relaxamento do perfil.

Para jatos a altas velocidades, acredita-se geralmente que a ação do ar ou gás circundante é a primeira causa de atomização, embora a turbulência do jato seja um fator de contribuição porque ela agita a sua superfície, deixando a mesma mais susceptível aos efeitos aerodinâmicos. As diferentes funções representadas pela turbulência do líquido e atrito do ar permitem fazer a distinção das causas entre atomizações primárias e secundárias. A atomização primária é relacionada à ruptura do jato pela ação de forças internas, como turbulência, efeitos de inércia, ou aquelas que surgem do relaxamento do perfil de velocidade e tensão superficial.

A atomização secundária sempre envolve a ação de forças aerodinâmicas além daquelas apresentadas na atomização primária [8].

Forças aerodinâmicas promovem atomização agindo diretamente na superfície do jato e dividindo as gotas formadas na atomização primária em gotinhas menores.

2.1.5 Tipos de atomizadores

Basicamente, atomizadores podem produzir jatos ou folhas líquidas, que são acompanhados ou não de fluidos gasosos para auxiliar na desintegração e interagir ou não com os mesmos como é o caso da injeção de combustíveis onde o fluido gasoso além de participar na desintegração do líquido combustível, reage com o mesmo realizando a combustão.

No anexo 10 está relacionado os principais atomizadores e suas características [2]

O projeto de um injetor deve considerar uma série de características consideradas importantes no seu funcionamento e resultados esperados

- Deve promover uma boa atomização para qualquer quantidade de fluxo de combustível previsto e boa mistura com distribuição uniforme na região de formação da mistura para combustão, para propiciar uma queima uniforme e completa, auxiliando também a suprimir instabilidades na combustão.
- Respostas rápidas nas mudanças das velocidades de fluxo de combustível.
- Capacidade de absorver instabilidades no fluxo de combustível pela minimização da sua condutividade acústica através da menor resposta possível ao aparecimento de distúrbios nas variações do fluxo ou outros parâmetros.
- Exigir pouca energia para funcionamento.
- Baixo custo, fácil manutenção e facilidade em ser instalado e removido.
- Ser pouco suscetível a danos durante a manufatura e instalação.

2.1.5.1 Orifício Plano

Um orifício plano circular é usado para injetar um jato redondo de líquido no ar circunvizinho, obtendo-se uma atomização fina com orifícios pequenos mas, na prática, a dificuldade em manter o líquido limpo e sem partículas limita o tamanho do orifício a um mínimo de 0,3 mm.

2.1.5.2 Atomizador pressurizado do tipo “swirl simplex”

Um orifício de saída é precedido por uma câmara de redemoinho ou câmara de ruptura, dentro da qual, o líquido entra através de orifícios tangenciais, como mostrado na Figura 2.1.2

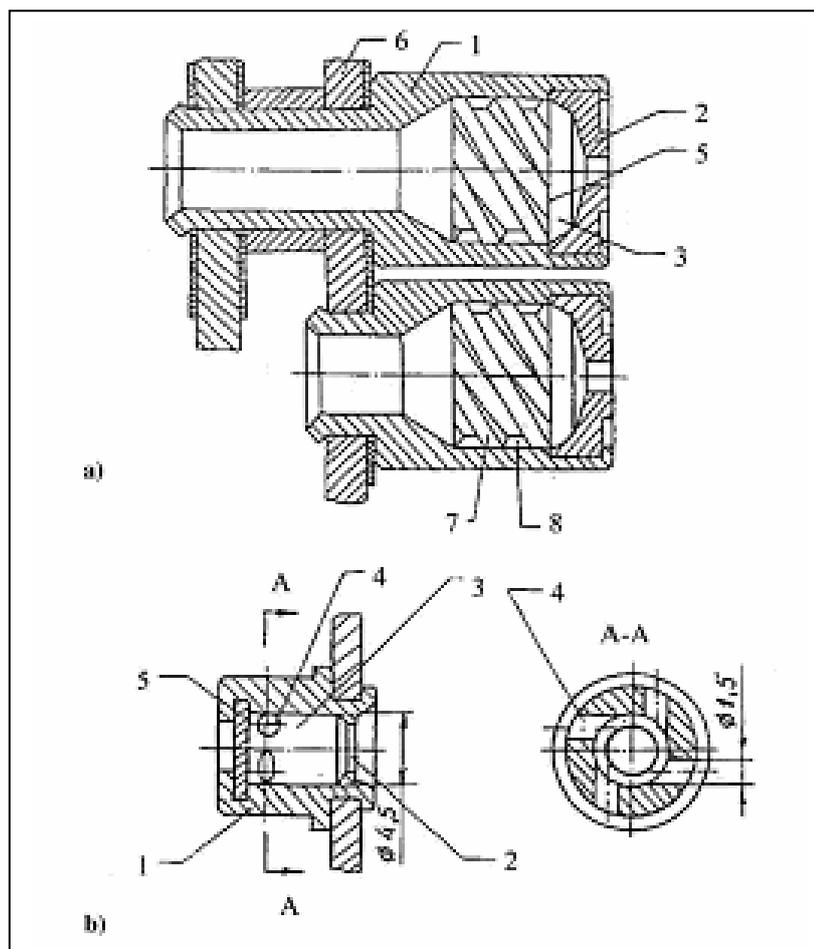


Figura 2.1.2 - Atomizador pressurizado do tipo “swirl simplex” [1]

(a) parafuso (b) passagens tangenciais

Cada injetor tem uma estrutura (1) soldada no dentro do suporte. A armação tem um bocal (2) e uma cavidade simétrica (3) conectada por múltiplas passagens tangenciais (4). O fundo (5) é uma peça isolada soldada na estrutura (1) forma uma câmara de vórtice (6). Em projetos mais recentes, os fundos dos injetores (5) são feitos com perfil para otimizar a forma da seção de passagem da câmara de vórtice (6). Em injetores de conversão por parafuso (Fig.5a), um “swiler” obtido pela passagem do fluido pelos filetes da rosca do parafuso (7) com passagens externas dele (8) serve como passagens tangenciais (4) encaixadas na estrutura (1).

O redemoinho de líquido cria um centro de ar que se estende desde o orifício de descarga até à parte de trás da câmara de redemoinho como mostrado na Figura 2.3.7 pág. 80 .

O líquido emerge do orifício de descarga como uma lamina anular a qual se espalha radicalmente para o exterior para formar um spray cônico oco. Os ângulos dos sprays vão desde 30 ° até quase 180 °, dependendo da aplicação. A atomização obtida geralmente é boa, sendo que atomizações finas ocorrem a altas pressões e amplos ângulos de sprays.

Em algumas aplicações um spray em forma de cone sólido é preferido e pode ser obtido usando-se um jato axial ou algum outro artifício para injetar gotas dentro do centro do spray cônico oco padrão, produzido pela câmara de redemoinho.

Estes dois modos de injeção criam uma distribuição de tamanhos de gota que possui dois picos, pois as gotas que existem no centro do spray são geralmente grandes e as gotas produzidas na periferia são geralmente pequenas.

2.1.5.3 Atomizador pressurizado do tipo “swirl duplex“

A desvantagem de todos os tipos de bocais pressurizados é que a velocidade do fluxo do líquido é proporcional à raiz quadrada da pressão diferencial de injeção.

O bocal duplex supera esta limitação pela alimentação da câmara de redemoinho através de dois grupos de orifícios, cada um deles tendo seu suprimento particular de líquido conforme a Figura 2.1.3 .

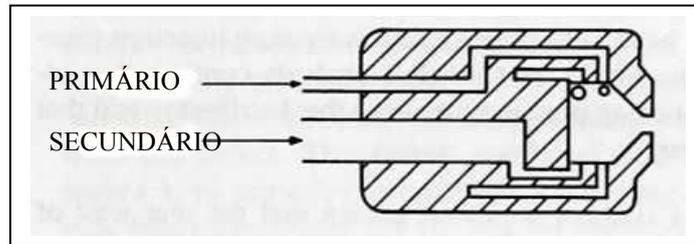


Figura 2.1.3 - Atomizador pressurizado do tipo “swirl duplex” [2]

Um grupo de orifícios (primários), tem sua seção transversal menor se comparada com a do outro grupo que é maior (secundários).

Em baixas velocidades do fluxo, todo o líquido é injetado dentro da câmara de redemoinho através dos orifícios primários.

À medida que a pressão de injeção aumenta, aumenta também a velocidade do fluxo.

A uma determinada pressão é aberta uma válvula que admite líquido dentro da câmara de redemoinho através do grupo de orifícios secundários, permitindo assim uma boa atomização na ordem de velocidades de fluxo de líquidos de aproximadamente 40 para 1 sem a necessidade de recorrer a pressões de entrada excessivamente altas.

Entretanto, perto do ponto onde o segundo líquido é admitido pela primeira vez dentro da câmara de redemoinho, ha uma pequena faixa de velocidade do fluxo, na qual a qualidade da atomização é pobre, onde o ângulo do cone do spray muda com a velocidade de fluxo.

2.1.5.4 Atomizador pressurizado do tipo “swirl Dual Orifice “

Existem duas câmaras de redemoinho, uma para o fluxo primário e a outra para o fluxo secundário e estão alojadas concentricamente dentro do corpo de um bocal simples, formando um bocal dentro do outro como mostrado na Figura 2.1.4 .

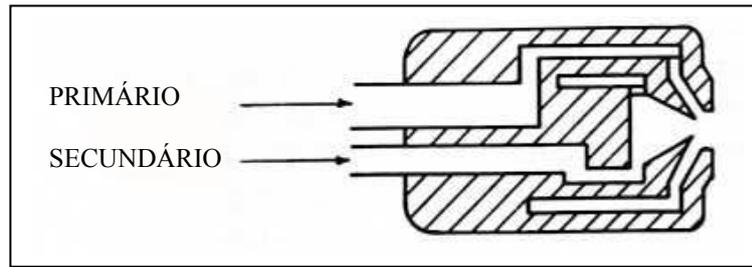


Figura 2.1.4 - Atomizador pressurizado do tipo “swirl” de duplo orifício [2]

Em baixas velocidades de fluxo todo o líquido passa através do interior do bocal primário.

Em altas velocidades de fluxo o líquido continua a fluir através do bocal da zona primária, mas a maioria do líquido passa através do outro bocal que é o secundário, o qual é projetado para uma velocidade de fluxo muito maior.

O bocal duplex tem uma fase de transição logo depois da válvula de fluxo se abrir, quando o spray secundário tira energia da atomização do spray primário. consequentemente a qualidade de atomização completa é relativamente pobre.

Bocais "dual orifice" oferecem mais flexibilidade sobre os locais a duplex. e não tem o problema da queda de energia na abertura da válvula, pois o fornecimento de fluido para cada “swirl” é isolado seguindo assim até sua saída do bocal, não se misturando na câmara de redemoinho que são isoladas e os fluidos não se misturam a não ser nas saídas.

Como alternativa, podem ser projetados locais primários e secundários para produzir diferentes ângulos de sprays, a princípio existindo para otimizar baixas velocidades de fluxo e depois utilizado para altas velocidades de fluxo.

Na prática, uma série de combinações, convenientemente projetadas, são possíveis para atomizadores do tipo “swirl” associados à injeção axial e basicamente envolvem fluidos, líquidos ou gasosos, que adquirem movimentos rotacionais se passarem ou por orifícios cilíndricos tangenciais a uma câmara de vórtice ou por passagens como os filetes da rosca de um parafuso ou ainda pequenas pás inclinadas, como mostrado na Figura 2.1.5 onde :

a) jato e jato , b) e c) jato e “swirl” , d) e e) “swirl” e “swirl” f) injeção alternativa de líquido ou gás :

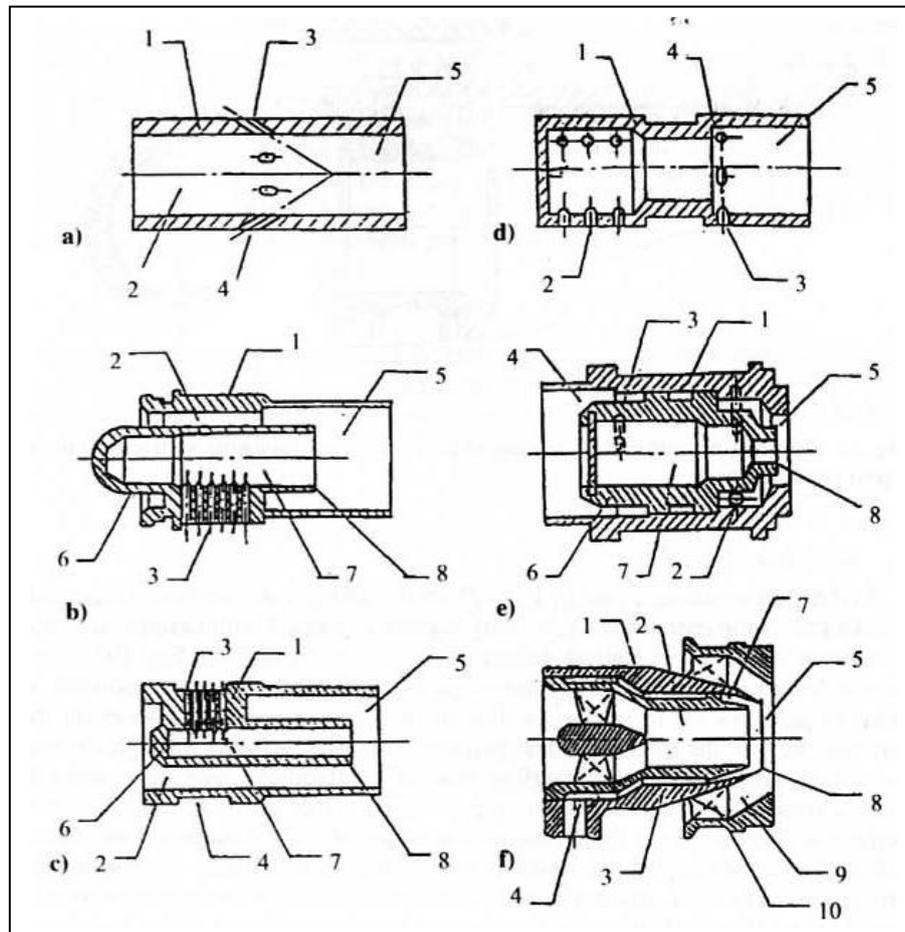


Figura 2.1.5 - Atomizadores do tipo “swirl” combinados com injetores axiais [1]

1: armação , 2 e 9 : passagem de gás , 3 : passagem de líquido , 4 : fornecimento de líquido, 5: misturador , 6 : fundo , 7 : câmara de vórtice , 8 : bocai , 10 : gás “swirl”

Segundo Bazarov, et al., [1] os injetores pressurizados do tipo “swirl” apresentam :

Vantagens :

1) Para uma mesma pressão diferencial e taxa de fluxo, a média dos diâmetros das gotas é de 2,2 a 2,5 vezes menor que os injetores de jato, dobra para altas taxas de fluxo e diminui quando a soma da pressão da câmara de combustão e a pressão centrífuga criada pelo movimento em “swirl” crescem.

- 2) Comparado com injetores de jato, injetores do tipo “swirl” não são tão sensíveis a erros de fabricação como divergências nos diâmetros prescritos e superfície mal acabadas.
- 3) As áreas de passagem de fluxo dos injetores do tipo “swirl” são muito maiores que os injetores de jato com as mesmas taxas de fluxo e conseqüentemente são menos suscetíveis a obstruções ou cavitação.
- 4) A queda da pressão através de um injetor do tipo “swirl” é distribuída entre os canais tangenciais ΔP_T e a câmara de vórtice $\Delta P_{v.c}$. Durante a partida do motor, quando então a câmara de vórtice esta inicialmente vazia, a queda da pressão ocorre totalmente nos canais tangenciais e a velocidade do líquido é muito maior do que seu valor no estado de operação regular. A câmara vórtice começa a ser preenchida com líquido com alta velocidade de rotação. Os resultados são os aumentos na pressão centrífuga e perdas viscosas, diminuindo então a queda da pressão nas passagens de entrada e subseqüentemente a taxa de fluxo de massa antes da ignição. Esta capacidade de ajuste próprio com fluxo variável, resistindo a condições passageiras, melhora a operação da máquina iniciante.

Injetores do tipo “swirl” têm um spray cônico característico com angulo entre 36 e 140 graus e uma acentuada distribuição não uniforme do fluxo de líquido. O líquido está praticamente ausente perto do eixo do injetor. Estas características podem ser consideradas como uma desvantagem, já que o fluxo não uniforme é prejudicial para o processo em que é empregado. Entretanto são muito vantajosos para a maioria das aplicações em MFPLs.

Desvantagens;

- 1) O volume da cavidade interna é significativamente maior que um injetor de jato e tem um grande tempo transiente para dar início ao seu funcionamento, o que restringe sua aplicação em MFPLs com baixo empuxo e com operações de pulso;
- 2) Configuração complexa e peso elevado.

Os injetores do tipo “swirl” usados em MFPLs são diversificados por causa de exigências específicas em aplicações diferentes.

2.1.5.5 “Fan Spray”

Sprays planos ou de formato de leque podem ser produzidos de diversas maneiras sendo que o mais comum é um no qual o orifício é formado pela interseção de uma ranhura em V com uma cavidade hemisférica, comunicando-se entrada cilíndrica do líquido o que produz uma folha paralela ao eixo do orifício maior e com um formato de um spray estreito e elíptico.

Descarregar o líquido através de um furo plano e circular sobre o um defletor plano curvado também produz um spray em formato de leque que é de certa forma grosseiro com amplo ângulo de spray e altas velocidades de fluxo.

Devido à passagem do fluxo em um bocal relativamente largo o problema obstrução é minimizado.

Um fan spray pode ser produzido também pela colisão de “impinging jets” através de dois jatos líquidos que são ajustados para colidir na saída do bocal, produzindo uma folha plana de líquida formada perpendicularmente ao plano dos jatos.

A performance desse tipo de injetor é relativamente pobre e altas velocidades de fluxo são necessárias para se aproximar da qualidade obtida com outros tipos de bocais pressurizados.

Uma das maiores dificuldades é assegurar que os jatos estejam alinhados corretamente e a principal vantagem deste método de atomização é o isolamento dos líquidos diferentes até que colidam após a sua saída do local.

2.1.5.6 Atomizadores Rotativos [2]

O atomizador rotativo inclui um disco rotativo de alta velocidade com meios para a introdução do líquido no seu centro que flui radialmente para fora do disco e é descarregado a alta velocidade de sua periferia.

O disco precisa ser liso e plano ou conter guias ou encaixes para guiar o líquido para a sua periferia, sendo que a baixas velocidades de fluxo, gotas formam-se perto da beirada do disco e a altas velocidades de fluxo, ligamentos com folhas são geradas na beirada e desintegradas em gotas.

Pequenos discos operando a altas velocidades rotacionais e baixas velocidades de fluxo, são capazes de produzir sprays nos quais os tamanhos da gotas são bastante uniformes.

Um fluxo de ar ao redor da periferia é usado algumas vezes para dar forma ao spray e dar assistência ao transporte de gotas para longe do atomizador.

Em contraste com os bocais pressurizados, os atomizadores rotacionais permitem variações independentes da velocidade do fluxo e da velocidade do disco, através disto permitindo maior flexibilidade de operação.

2.1.5.7 Atomizadores “Air-Assist”

O fluido líquido é exposto a um fluido gasoso a alta velocidade.

Na configuração de mistura interna, gás e líquido misturam-se dentro do bocal antes da descarga através do orifício de saída.

Na forma de mistura externa do bocal assistido por fluxo de ar, o fluido gasoso é jogado no fluido líquido no lado externo do orifício de descarga a alta velocidade tendo a vantagem sobre o de mistura interna pois problemas com retorno dos fluidos ou perda de pressão são evitados porque não há comunicação interna entre o gás e o líquido.

Entretanto o de mistura e externa é menos eficiente que o de mistura interna e altas velocidades de fluxo de gás são necessários para alcançar o mesmo grau de atomização.

Ambos os tipos de bocais podem atomizar eficientemente líquidos com alta viscosidade.

2.1.5.8 Atomizadores “Air-blast”

O funcionamento deste dispositivo é muito similar ao bocal assistido por fluxo de ar, a principal diferença entre o ”air-assist” e o “air-blast” é que o primeiro usa uma quantidade relativamente pequena de fluido gasoso a altas velocidades, usualmente sônicas, enquanto que o último utiliza grandes quantidades de fluido gasoso fluindo a velocidades muito baixas.

Bocais “air-blast” são ideais para satisfazer as atualizações de combustíveis líquidos em sistemas de combustão de fluxo contínuo, como as turbinas a gás, onde velocidades desta magnitude são usualmente vantajosas.

A forma mais comum de atomizador “air-blast” é uma na qual o líquido é primeiro esparramado dentro de uma folha cônica então exposto a correntes de ar a altas velocidades em ambos os lados.

2.2 Jatos líquidos .

No processo chamado atomização primária, no jato líquido que emerge de um bocal como um corpo contínuo de forma cilíndrica, ocorre uma competição na superfície do jato entre as forças coesivas que tendem a manter o líquido unido e as forças disruptivas que originam oscilações e perturbações. As oscilações são ampliadas e o corpo líquido desintegra-se em gotas que excedem o tamanho crítico, desintegram-se em gotas de tamanho menor, num processo conhecido como atomização secundária.

O comprimento da parte contínua (o qual fornece uma medida da taxa de crescimento da perturbação) e o tamanho da gota (a qual é uma medida do número de ondas, cristas, da perturbação mais instável) são as propriedades de maior interesse nos jatos, que também deve ter bem conhecida a maneira pela qual ocorre sua desintegração .

O comprimento da parte contínua do jato é diretamente proporcional à velocidade do jato e para velocidade de jato constante, o seu comprimento é diretamente proporcional ao seu diâmetro [1].

A coluna cilíndrica líquida é instável se seu comprimento excede o seu perímetro, caso contrário, seriam formadas duas gotas cuja área superficial total seria menor que a do cilindro original (minimizar a energia que está na superfície) [2].

2.2.1 Teoria de ruptura dos jatos de Rayleigh .

Para formular sua teoria de instabilidade dos jatos, Rayleigh [18] utilizou a teoria matemática das pequenas perturbações para predizer as condições necessárias para causar a ruptura de um jato de água a baixa velocidade no ar, comparando a energia da superfície (diretamente proporcional ao produto da área superficial pela tensão superficial) da configuração perturbada com a coluna não perturbada. Rayleigh calculou então a energia potencial da configuração perturbada (relativo ao valor de equilíbrio) como :

$$E_S = \frac{\pi \sigma (\gamma^2 + n^2 - 1) b_n^2}{2 d} \quad (2.2.1)$$

onde

E_S = energia potencial de superfície

d = diâmetro do jato

b_n = constante de expansão em séries de Fourier

γ = número adimensional ; número de onda = $2\pi/\lambda$

λ = comprimento de onda da perturbação

n = qualquer inteiro positivo (inclusive zero)

Para perturbações assimétricas , $n \gg 1$, E_S é sempre positivo, indicando que o sistema sempre é estável nesta condição. Quando $n = 0$ e $\gamma < 1$, que é o caso para perturbações simétricas, e E_S é negativo, o sistema é instável nesta condição.

Um jato de líquido que é afetado por forças de tensão superficial ficará instável para qualquer perturbação assimétrica cujo comprimento de onda satisfaz a condição $\lambda > \pi d$ [2] .

A conclusão a ser tirada da análise de Rayleigh de ruptura de jatos líquidos não viscosos sob condições de fluxo laminar, é que todas as perturbações em um jato com comprimentos de onda maior que sua circunferência, crescerão. Além disso, os resultados mostram que uma classe de perturbação crescerá mais rapidamente e eventualmente controlará a ruptura. Embora jatos líquidos atuais sejam viscosos, turbulentos, e sujeitos a influências do ar circunvizinho, as conclusões de Rayleigh têm sido geralmente aceitas por teorias posteriores como uma primeira aproximação.

A contribuição de Rayleigh para o tratamento matemático da ruptura de jatos originou-se do seu reconhecimento de que a ruptura do jato é um problema dinâmico e que a taxa de ruptura é importante. Assumindo que b_n na equação anterior é proporcional ao expoente (q), onde q

é a taxa de crescimento exponencial da perturbação. Rayleigh mostrou que a taxa de crescimento exponencial da perturbação que cresce rapidamente é determinada por :

$$q_{\max.} = 0,97 (\sigma / \rho_L d^3)^{0,5} \quad (2.2.2)$$

e λ_{opt} , correspondente a $q_{\max.}$, é $\lambda_{\text{opt}} = 4,51 d$ [2]

d = diâmetro da coluna líquida e

D = diâmetro da gota formada

Após a ruptura, o cilindro com comprimento de 4,51 d torna-se uma gota esférica tal que :

$$4,51 d (\pi / 4) \times d^2 = (\pi / 6) \times D^3 \quad (2.2.3)$$

$$\text{então } D = 1,89 d \quad (2.2.4)$$

Assim, para o mecanismo de ruptura de Rayleigh, o tamanho de gota comum é quase duas vezes o diâmetro do jato, sem perturbação.

Tyler [19] mediu a frequência de formação de gotas originárias da desintegração de um jato e relacionou isto ao comprimento de onda da perturbação. Assumindo que o volume das gotas esféricas formadas pela desintegração do jato é igual ao volume de um cilindro com diâmetro igual ao do jato não perturbado e com comprimento de onda igual a perturbação que mais rapidamente cresceu , Tyler obteve os seguintes resultados :

$$D/d = (1,5 \lambda / d)^{1/3} \quad (2.2.5)$$

$$\lambda_{\text{opt}} = 4,69 d \quad (2.2.6)$$

$$D = 1,92 d \quad (2.2.7)$$

Devido à proximidade dos seus resultados experimentais ao da análise matemática de Rayleigh , Tyler [19] concluiu que aqueles jatos cilíndricos se separam sob condições requeridas para a máxima instabilidade.

2.2.2 Teoria de Weber.

Weber [20] propôs uma teoria estendendo a análise de Rayleigh para incluir líquidos viscosos na desintegração de jatos a baixas velocidades e assumiu que qualquer perturbação causa oscilações rotacionalmente simétricas no jato, como ilustrado na Figura 2.2.1

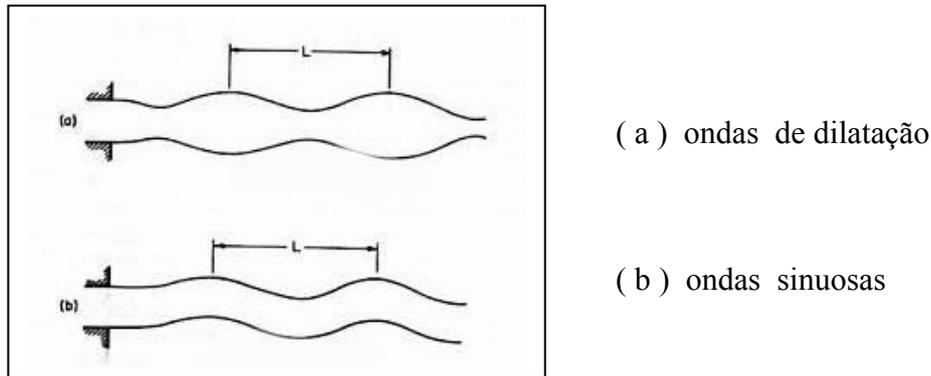


Figura 2.2.1 - (a) jato com perturbação rotacional simétrica ,

- (b) jato com perturbação formando uma onda. [2]

Se o comprimento de onda da perturbação inicial for menor que λ_{\min} , as forças de superfície tendem a amortecê-la, entretanto se o comprimento de onda da perturbação inicial for maior que λ_{\min} , as forças de tensão superficial tendem a aumentar a perturbação.

As forças de tensão superficial neste caso podem até contribuir para a ruptura do jato líquido .

Há um comprimento de onda particular, λ_{opt} , no qual é mais favorável a formação de gotas.

Para líquidos de não viscosos

$$\lambda_{\min} = \pi d \quad (2.2.8)$$

$$\lambda_{\text{opt}} = 2^{0,5} \pi d = 4,44 d \quad (2.2.9)$$

Para líquidos viscosos

$$\lambda_{\min} = \pi d \quad (2.2.10)$$

$$\lambda_{\text{opt}} = 2^{0,5} \pi d \{1 + [3 \mu_1 / (\rho_L \sigma d)]^{0,5}\}^{0,5} \quad (2.2.11)$$

O valor de λ/d exigido para produzir a máxima instabilidade em líquidos não viscosos, é 4,44 que esta próximo do valor de 4,51 calculado por Rayleigh para este caso. Observa-se que o comprimento de onda mínimo é o mesmo para ambos os líquidos, viscosos e não viscosos, mas o comprimento de onda ideal é maior para líquidos viscosos.

Weber observou que o atrito do ar encurta o comprimento de onda mínimo e o comprimento de onda ótimo para formação de gota. Como para líquidos não viscosos e velocidade do ar (na superfície do líquido) igual a zero [2]

$$\lambda_{\min} = 3.14 d \quad (2.2.12)$$

$$\lambda_{\text{opt}} = 4.44 d \quad (2.2.13)$$

a 15 m/s de velocidade relativa do ar [2]

$$\lambda_{\min} = 2.2 d \quad (2.2.14)$$

$$\lambda_{\text{opt}} = 2.8 d \quad (2.2.15)$$

Observa-se de 2.2.12, 2.2.13, 2.2.14 e 2.2.15, que o efeito da velocidade relativa do ar é reduzir o comprimento de onda ótimo, λ_{op} , para a ruptura do jato [2].

Weber também considerou o caso onde o movimento do ar induz a formação de onda e mostrou que isto só pode acontecer a velocidades relativas de ar acima de um valor crítico.

Os quatro regimes de ruptura do jato líquido de Haenlein [1] confirmam a teoria de Weber.

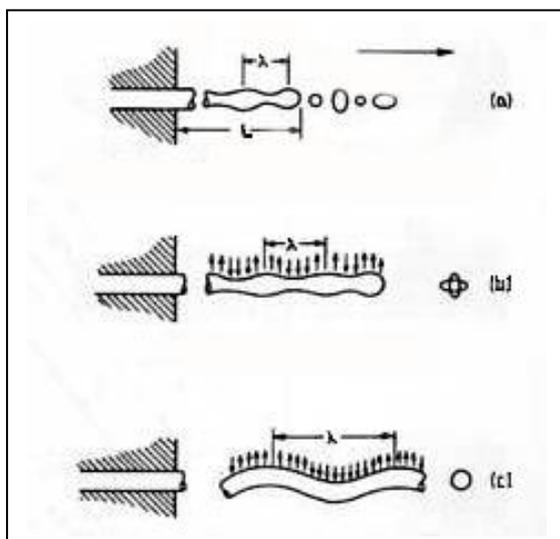
1. formação de gotas sem a influência de ar. Este é o mecanismo estudado por Rayleigh. O termo “varicoso” (expandido ; inflado) às vezes é usado para descrever a aparência deste jato neste regime. Ondas radialmente simétricas, como ilustrado na figura (Figura 2.2.2 a), são formadas pela interação das perturbações primárias no líquido e as forças de tensão superficial. Este regime é caracterizado pela relação linear entre o comprimento do jato antes da ruptura e a velocidade de jato. Weber calculou que o tempo de ruptura é proporcional a $d_0^{1,5}$ para jatos não viscosos e proporcional a d_0 , para jatos viscosos.

2. formação de gotas com influência do ar (Figura 2.2.2 b). Como a velocidade do jato é aumentada, as forças aerodinâmicas do ar circunvizinho não são mais desprezíveis e estas tendem a acentuar as ondas formadas sob o regime 1.

3. formação de gotas devido a ondulação do jato (Figura 2.2.2 c). Este regime que usa o termo “sinuoso” foi usado para descrever o jato, é associado com o crescente aumento de forças aerodinâmicas efetivamente e a diminuição relativa da influencia da tensão superficial.

4. Desintegração completa do jato i.e., atomização. O líquido está rompido acima do bocal de uma forma caótica e irregular .

Embora estes quatro regimes separados possam ser identificados claramente, não há nenhuma demarcação clara entre eles. Do ponto de vista prático, infelizmente o regime 4, que é a condição operacional normal para o atomizador de orifício plano, não é descrito facilmente de forma completa e detalhada [2].



(a) Oscilações causando ruptura do jato ;
(sem atrito com o ar)

(b) Oscilações com atrito do ar ;

(c) Ondulação do jato (sinuoso)

Figura 2.2.2 - Formação de ondas devido o atrito com o ar [2]

2.2.3 O número de Ohnesorge.

A partir de registros fotográficos da desintegração de jatos, Ohnesorge [13] classificou os dados de acordo com a importância relativa das forças: gravitacional, inercial, tensão superficial e forças viscosas. Mostrou, por meio de análises dimensionais, que o mecanismo de ruptura de um jato pode ser expresso em três estágios, cada um caracterizado pelas magnitudes do número de Reynolds e um número Z adimensional, chamado de número de estabilidade ou grupo de viscosidade [5] ou número de Ohnesorge (Oh), que é obtido por

$$Oh \text{ ou } Z = (U_L^2 \rho_L d_0 / \sigma)^{0,5} \cdot (U_L \rho_L d_0 / \mu_L)^{-1} = \mu_L / (\rho_L d_0 \sigma)^{0,5} \quad (2.2.16)$$

Ohnesorge [16] mostrou que os vários mecanismos de ruptura de jato podem ser divididos em três regiões em um gráfico do número de Ohnesorge contra o número de Reynolds, de acordo com a “rapidez” de formação de gota:

1. A baixos números de Reynolds, o jato desintegra-se em gotas grandes de tamanhos razoavelmente uniformes. Este é o mecanismo de Rayleigh de ruptura de jato.
2. A números Reynolds intermediários, a ruptura do jato é através de oscilações de jato com relação ao eixo de jato. A magnitude destes aumentos de oscilações com aumento da resistência do ar até que ocorra a desintegração completa do jato. Uma ampla gama de tamanhos de gotas é produzido.
3. A altos números de Reynolds, a atomização é completa a curta distância do orifício de descarga.

O gráfico de Ohnesorge é mostrado na Figura 2.2.3 Para um determinado líquido e tamanho de orifício constante o número de Oh é constante e o número de Reynolds varia seguindo uma linha horizontal. Assim, a baixos números de Reynolds (região I) a estrutura do jato é predominantemente varicoso (expandida) e o modo de ruptura segue o mecanismo de Rayleigh. Com o aumento do número de Reynolds o modo de ruptura move-se para dentro da região II, onde o jato oscila sobre seu eixo, apresentando uma aparência torta e sinuosa (Figura 2.2.1 b).

Na região III a atomização ocorre no orifício do qual o jato emerge.

Para região III, Castleman [2] propôs um mecanismo para rompimento do jato, no qual o fator mais importante no processo de desintegração é o efeito do movimento relativo entre a camada exterior do jato e o meio gasoso circunvizinho, pois o atrito entre os dois causa irregularidades na superfície líquida previamente lisa e produz ligamentos instáveis.

Com o aumento da velocidade relativa entre o meio gasoso circunvizinho e o líquido, o tamanho dos ligamentos diminui e a vida deles fica mais curta e na sua ruptura são formadas muitas gotas pequenas pela teoria de Rayleigh.

Miesse [21] achou que seus dados experimentais ficariam em uma área apropriada na Figura 2.2.3, somente se uma linha limite entre regiões II e III fosse descrita à direita, como indicado pela linha pontilhada e a equação da linha de limite modificada é ;

$$Oh = 100 Re^{-0,92} \quad (2.2.17)$$

ou
$$We^{0,5} = 150 Oh^{-0,087} \quad (2.2.18)$$

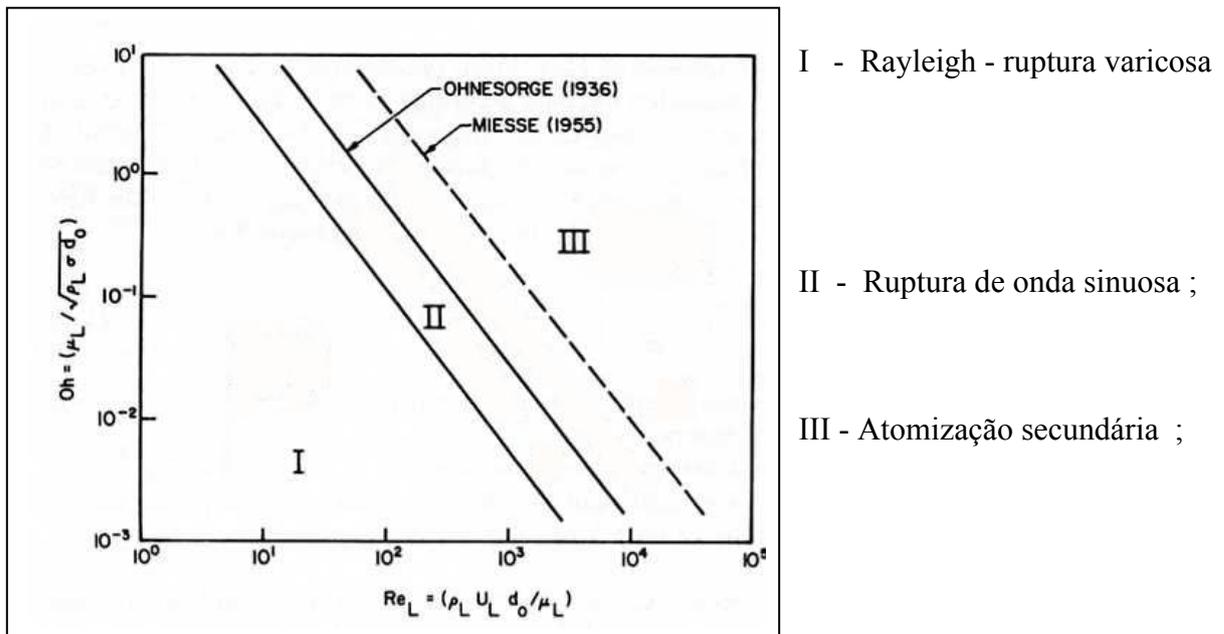
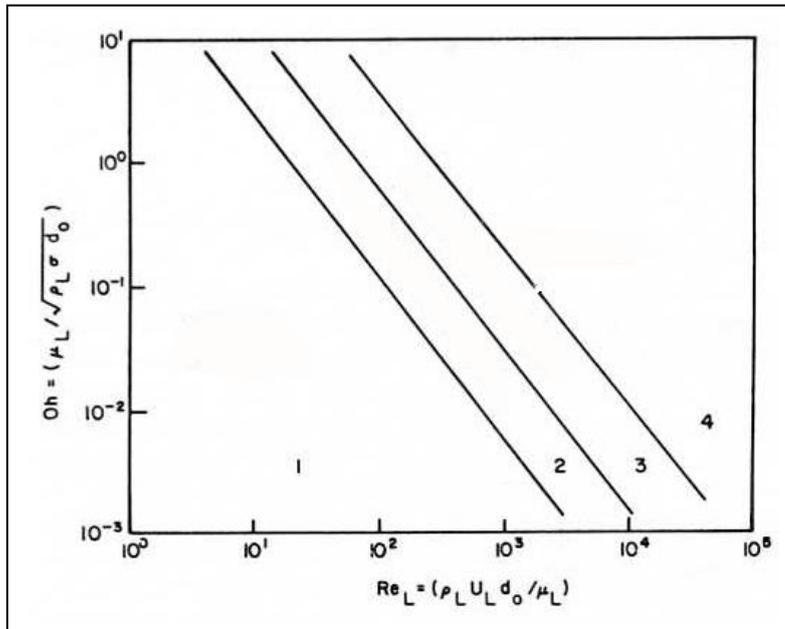


Figura 2.2.3 - Classificação de modos de desintegração de jatos líquidos pôr Ohnesorge [16]

Analisando o gráfico de Ohnesorge, Reitz [17] concluiu que são encontrados quatro regimes de ruptura de jato com o aumento progressivo da velocidade de injeção do líquido, como é mostrado na figura 2.2.4 e resumido na tabela 2.2.1 .



- 1 - ruptura por Reyleigh ;
- 2 - primeira ruptura ;
- 3 - segunda ruptura ;
- 4 - atomização ;

Figura 2.2.4 - Quatro regimes de ruptura de jato pôr Reitz [17]

1. ruptura de jato segundo Rayleigh. É causado pelo crescimento de oscilações assimétricas da superfície do jato, induzidas pela tensão superficial. Os diâmetros das gotas excedem o diâmetro de jato.
2. Primeira ruptura induzida pelo ar. O efeito da tensão superficial é aumentada agora pela velocidade relativa entre o jato e o ar, que produzem uma distribuição de pressão estática pelo jato, apressando assim o processo de ruptura . Como no regime 1 acima, a ruptura acontece em muitos diâmetros no jato e os diâmetros das gotas formadas são aproximadamente iguais aos diâmetro do jato.
3. Segundo ruptura induzida pelo ar. As gotas são produzidas pelo crescimento instável de ondas superficiais de curto comprimento na superfície do jato, causada pelo aparente movimento relativo do jato e o ar. A tensão superficial é contrária a este crescimento . A ruptura acontece em vários diâmetros no jato.

A média dos diâmetros das gotas é menor que o diâmetro dos jatos [2].

4. Atomização. O jato rompe completamente à saída de bocal. Os diâmetros médios das gotas são menores que o diâmetro do jato.

Tabela 2.2.1 Os quatro regimes de ruptura de jato pôr Reitz [17]

REGIME	DESCRIÇÃO	MECANISMO PREDOMINANTE DE FORMAÇÃO DA GOTA	Critério p/ trans. p/ Próx. Região
1	RUPTURA RAYLEIGH	FORÇA DE TENSÃO SUPERFICIAL	$We_A > 0,40$ $We_A > 1,20 + 3,40h^{0,9}$
2	1 ^o RUPTURA	FORÇA DE TENSÃO SUPERFICIAL PRESSÃO DINÂMICA DO AR AMBIENTE	
3	2 ^o RUPTURA	PRESSÃO DINÂMICA DO AR AMBIENTE OPOSTA PELA FORÇA DE TENSÃO SUPERFICIAL INICIAL	$We_A > 40,30$ $We_A > 13,00$
4	ATOMIZAÇÃO	DESCONHECIDO	

2.2.4 Curva de estabilidade .

Relaciona a velocidade do jato com o comprimento de ruptura L , que é definido como o comprimento da porção contínua do jato, medido do bocal para o ponto de ruptura onde a formação da gota acontece.

A pequena porção inicial A , da curva de comprimento versus a velocidade, mostrada na Figura 2.2.5 , corresponde ao gotejar e o ponto A corresponde a mais baixa velocidade crítica na qual a mudança de fluxo de gotejamento altera para fluxo de jato . De A para B o comprimento de ruptura L aumenta linearmente com a velocidade.

Esta porção da curva corresponde à desintegração do jato devido às forças de superfície como estudado por Rayleigh e Weber [2]. Weber [20] mostrou que um pequeno distúrbio assimétrico δ_0 crescerá a uma taxa exponencial q_{max} até que δ adquira um valor igual ao raio do jato. O comprimento de ruptura de um jato líquido L pode ser dado por [2] :

$$L = 1,03 d We^{0,5} \ln (d / 2\delta_0) \text{ fluidos não viscosos } L_{visc} \ll d \quad (2.2.19)$$

A equação (2.2.19) prevê o comprimento de ruptura de um jato líquido sujeito somente às forças inercial e de tensão superficial, sendo que para o comprimento de ruptura de um jato viscoso na ausência de atrito do ar, as análises de Weber encontraram a seguinte expressão :

$$L = d We^{0,5} (1 + 3 Oh) \ln (d / 2 \delta_0) \quad (2.2.20)$$

De acordo com Haenlein [2], o ponto crítico superior B, na curva de estabilidade, corresponde à mudança no mecanismo de ruptura de varicoso para sinuoso (veja Figura 2.2.1 b). Para jatos com perfil de velocidade parabólica completamente desenvolvida , Grant e Haenlein [2] propuseram a seguinte correlação empírica para o ponto crítico superior :

$$Re_{crit} = 3,25 Oh^{-0,28} \quad (2.2.21)$$

De acordo com Weber, o ponto crítico superior marca o súbito impacto da resistência do ar na estabilidade do jato e é somente dependente da velocidade relativa entre a superfície do jato e o meio gasoso circunvizinho. Para diversos pesquisadores [2], este ponto crítico marca o início da turbulência no jato. É provável que os mecanismos de ruptura de jato apresentados ocorram juntos, promovendo uma desintegração do jato mais rápida, mas sem saber qual é dominante. A região AC, mostrada na Figura 2.2.5 , é caracterizada pelo fluxo de jato laminar e de transição sendo que em C ocorre a mudança de um jato laminar para um jato turbulento.

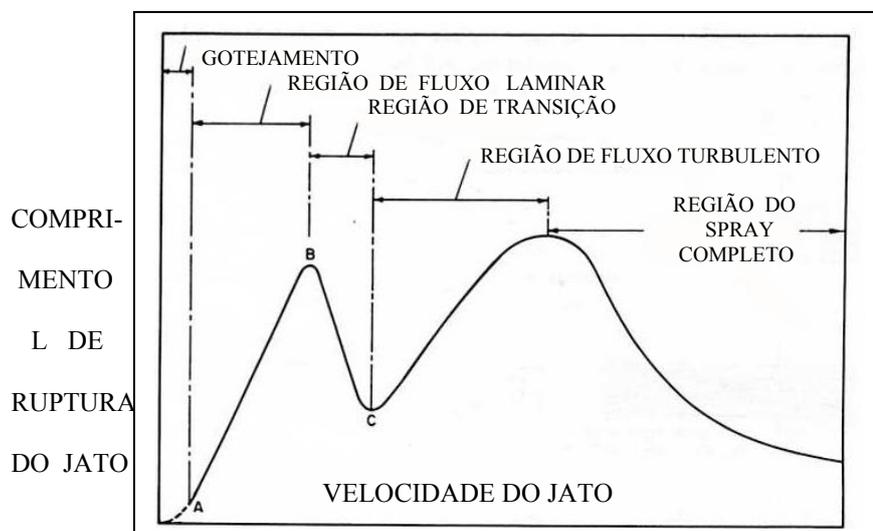


Figura 2.2.5 - Curva de estabilidade do jato [2]

2.2.5 Jatos turbulentos.

Em um jato turbulento, o fluxo que emerge do bocal já é turbulento e tende a ter uma superfície “turva”, devido à luz que se espalha na superfície produzida por flutuações aleatórias dos componentes de velocidade, ao invés da aparência vítrea do jato laminar.

A noção de que atomização é devido à interação aerodinâmica entre o líquido e o gás que conduz a crescimento de onda instável na superfície de jato líquida, como postulado por Castleman [2] não tem aceitação universal. É de comum acordo que aquela forma de onda de crescimento aerodinâmico precisa de tempo para ser desenvolvida e, então, um comprimento sem perturbação deveria ser observado à saída de bocal.

2.3 Folhas líquidas

2.3.1 Introdução

O desenvolvimento de uma folha líquida que emerge de um bocal, é influenciado principalmente por sua velocidade inicial e pelas propriedades físicas do líquido e do gás ambiente. É necessária uma velocidade mínima da folha para sua ampliação contra a força de tensão superficial que tende a contrair a superfície. Quanto maior esta velocidade mais a folha se expande e alonga-se até que uma extremidade principal é formada onde existe equilíbrio entre a tensão superficial e as forças inerciais.

Sua desintegração pode acontecer com ou sem perfurações na folha líquida.

A geração de um movimento de onda na folha, por meio da qual áreas correspondendo a um ou meio comprimento de onda da oscilação completa, serão “rasgadas” antes da extremidade ser alcançada. Estas áreas “rasgadas”, quando não sofrem desintegração pela ação do ar ou turbulência, se contraem rapidamente sob a ação da tensão superficial formando uma rede de linhas.

Fraser [2] mostrou, que a regularidade do processo de desintegração, e a uniformidade de produção de linhas têm uma influência grande na distribuição do tamanho da gota. Perfurações que acontecem na folha à mesma distância do orifício têm uma formação semelhante e o tamanho da gota é muito constante na desintegração de folha perfurada. A desintegração da folha ondulada é altamente irregular, e conseqüentemente, tamanhos de gota são muito mais variados.

Atomizadores que descarregam o líquido na forma de uma folha são normalmente capazes de exibir todos os três modos de desintegração de folha. Às vezes dois diferentes modos acontecem simultaneamente, e a importância relativa deles pode influenciar muito, tanto no tamanho de gota, como na distribuição do seu tamanho.

Dombrowski e Fraser [2], usaram uma técnica fotográfica melhorada e uma fonte especialmente projetada para combinar uma alta e intensa iluminação com curta duração, e estabeleceram que os ligamentos são causados, Fig. 2.2.3 pág. 76, principalmente, por perfurações na folha líquida. Se os buracos são causados por atrito com o ar, os ligamentos se separam muito rapidamente, porém, se os buracos são criados através de outros meios, como turbulência no bocal, os ligamentos são rompidos mais lentamente. Eles concluíram que (1) folhas líquidas com alta tensão superficial e viscosidade são mais resistentes ao rompimento e (2) o efeito da densidade do líquido na desintegração da folha é muito pequeno.

Dombrowski e Johns [2] observaram que a interação entre líquido e ar produz ondas que ficam instáveis e desintegram-se em fragmentos que se contraem em ligamentos e rompem-se a seguir em gotas que são tanto menores quanto maior for a velocidade do ar, pois os ligamentos ficam mais finos e formam-se mais próximo ao bocal.

A espessura inicial da folha líquida, que é diretamente proporcional ao tamanho do bocal, é importante para determinar o tamanho médio de gota produzida [2], pois foi observado que filmes mais espessos produzem ligamentos mais espessos e gotas maiores.

A comparação entre a magnitude do comprimento de onda das perturbações que causam ruptura da folha líquida com sua espessura, é utilizada por Chigier e Dumouchel [2] para classificar as folhas líquidas em dois grupos.

No primeiro caso, quando a magnitude do comprimento de onda das perturbações na superfície do líquido é da mesma ordem da espessura da folha, o processo de ruptura é iniciado próximo à saída do bocal e se estende ao longo do comprimento da folha, sendo que os ligamentos, grandes estruturas e gotas são instáveis e rompem-se em gotas menores que tendem a ser largas da ordem da espessura da folha.

No segundo caso, quando a magnitude do comprimento de onda das perturbações na superfície do líquido é menor que a espessura da folha, distúrbios na superfície do líquido são

confinados a uma pequena região perto da superfície e como as perturbações crescem, ligamentos finos e gotas pequenas são tiradas da superfície. Este processo de desintegração ocorre em regiões mais afastadas do bocal

2.3.2 Folhas planas

O mecanismo para a desintegração de folhas líquidas planas, movendo-se no ar, foi estudado teórica e experimentalmente por York et al. [2]. Eles concluíram que instabilidade e formação de onda na interface entre as fases contínua e descontínua são os fatores principais no ruptura de uma folha de líquido em gotas. Forças de tensão superficial tentam fazer as protuberâncias retornarem para sua posição original, mas a pressão estática local do ar diminui (correspondendo ao aumento local em velocidade) e isso tende a ampliar a protuberância externa mais distante. Isto corresponde ao padrão de instabilidade por vento induzido, onde as forças de tensão superficial opõem-se a qualquer movimento da interface de seu plano inicial e tentam restabelecer o equilíbrio, enquanto forças aerodinâmicas aumentam qualquer divergência da interface e assim promovem a instabilidade.

No limite entre um líquido e o ar ambiente, o equilíbrio de forças pode ser expresso pela equação

$$p_L - p_A = - \sigma d^2 h / d_x^2 \quad (2.3.1)$$

onde : p_L é a pressão do líquido

p_A é a pressão externa aerodinâmica

h é o deslocamento do líquido da posição de equilíbrio e

x é a distancia ao longo da folha líquida.

Para formular o problema, York et al. [2] consideraram uma folha bidimensional infinita de líquido de espessura finita com ar em ambos os lados, sem efeitos viscosos e fluxo não rotacional.

Usando velocidades calculadas pela equação de Bernoulli, a pressão pode então ser estimada e os deslocamentos h determinados. Como no caso de um jato líquido, um aumento exponencial na amplitude da onda ocorre sob certas condições.

O aumento de amplitude é determinado por

$$h_t = A \exp(\beta t) \quad (2.3.2)$$

onde h_t é a amplitude no tempo t , A é a amplitude inicial da perturbação e β um número que determina a razão de crescimento da perturbação.

Se a amplitude da perturbação inicial, A , é conhecida, então o tempo para desintegração pode ser calculado pela equação

$$t = \beta^{-1} \ln(t_s / 2^A) \quad (2.3.3)$$

onde t_s , é a espessura da folha líquida.

A taxa de crescimento tem um máximo definido para um determinado número de Weber, especialmente a altos números de Weber, sendo que na perturbação desse comprimento de onda dominará a interface e rapidamente desintegrará a folha [2] tendo um limite mais baixo e bastante preciso para λ / t_s abaixo do qual, a interface é estável. Isto demonstra que aqueles curtos comprimentos de onda de perturbação em folhas grossas são estáveis desde que as velocidades do ar ou números de Weber sejam muito altos.

O número de Weber é dado por : $(U_R^2 t_s \rho A / \sigma)$

O comprimento de onda λ^* , correspondente à máxima taxa de crescimento, pode ser usado para determinado o número de Weber máximo : $(U_R^2 \lambda^* \rho A / \sigma)$.

Os dois números de Weber podem ser desenhados em um gráfico simples para mostrar que grandes variações na espessura da folha criam somente pequenas mudanças em λ^* , especialmente a baixas densidades.

Por exemplo, para água e ar a pressão atmosférica normal, uma variação na espessura da folha muda o comprimento de onda λ^* só em 10%.

2.3.3 Folha em leque “ Fan Sheets “

Fraser [2] propôs uma expressão para tamanhos de gotas produzidas pela ruptura de uma folha em forma de leque de baixa viscosidade. Seu modelo assume que o mais rápido crescimento de onda (β_{\max}) é separado da borda na forma de uma tira com a largura de meio comprimento de onda ($\lambda_{\text{opt}} / 2$). Esta tira imediatamente se contrai em um filamento de diâmetro D_L , o qual subsequente se desintegra em gotas de igual diâmetro conforme a Figura - 2.3.1 .

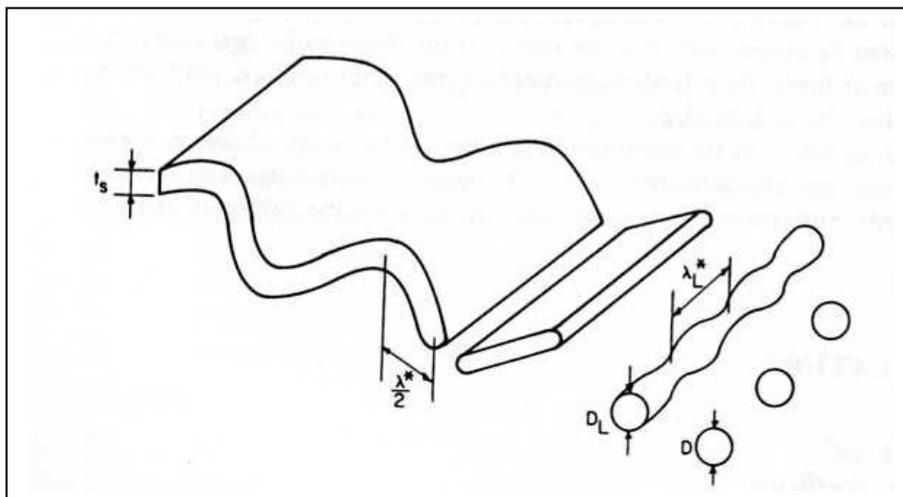


Figura 2.3.1 - Estágios da formação de gota idealizado pôr Fraser [2]

De acordo com a análise de Rayleigh [2], o colapso dos ligamentos produz gotas com o diâmetro D conforme as equações :

$$D = 1,89 D_L \quad (2.3.4)$$

$$e \quad D \approx [(\dot{m}_L \sigma) / (P_A^{0,5} \Delta P_L^{1,5})]^{1/3} \quad (2.3.5)$$

onde \dot{m}_L é a vazão mássica do fluido (kg/s), σ é a tensão superficial (kg / s²), P_A é a pressão do meio (Pa) e ΔP_L é a pressão diferencial no bocal (Pa) .

O diâmetro médio de gota Sauter, SMD, é o diâmetro da gota cuja proporção do volume pela área superficial é a mesma do spray total.

Para um caso real, onde o líquido tem viscosidade finita e a espessura da folha diminui com o movimento conforme aumenta a distância do orifício de saída, Dombrowski e Johns [22] relacionaram as medições do diâmetro médio Sauter de seus trabalhos para um bocal “fan spray” em leque usando a Equação (2.3.6). Esta equação foi desenvolvida, teoricamente, para um fluxo invíscido, empiricamente correlacionado para viscosidade,

$$\text{SMD} = 0,071 \left(t_s x \sigma \mu_L^{0,5} / \rho_L^{0,5} U_L^2 \right)^{1/3} \quad (2.3.6)$$

onde t_s é a espessura da folha líquida (m), x é a distância do bocal (m), μ_L é a viscosidade dinâmica do líquido (kg/ms), ρ_L é a sua pressão (Pa) e U_L é a velocidade da folha (m/s).

Esta equação dá uma correlação satisfatória dos dados experimentais para uma gama de viscosidades de 0,003 a 0,025 kg/m s.

Dombrowski e Johns [22] chegaram à expressão (2.3.7) para calcular o diâmetro da gota, baseada em uma folha líquida plana viscosa, em leque, que se afina e desintegra em ligamentos de diâmetro d_L e formam gotas de diâmetro d_d , pelo mecanismo da Figura 2.3.2 :

$$d_d = \left(\frac{3\pi}{\sqrt{2}} \right)^{1/3} d_L \left[1 + \frac{3\mu_L}{(\rho_L \sigma d_L)} \right]^{1/6} \quad (2.3.7)$$

onde

$$d_L = \left(\frac{8}{9} \right)^{1/3} \left(\frac{k^2 \sigma^2}{\rho_a \rho_L U^2} \right)^{1/6} \left[1 + 2,6 \mu_L \left(\frac{k \rho_a^4 U^8}{72 \rho_L^2 \sigma^5} \right)^{1/3} \right]^{1/5} \quad (2.3.8)$$

onde σ é a tensão superficial do líquido (dina/cm), μ_L é a viscosidade dinâmica do líquido (cp), ρ_a é a densidade do meio (g/ cm³) à pressão p_a (Mpa), ρ_L é a densidade do líquido (g/cm³), U é a velocidade da folha (cm/s) e k é a constante obtida pela escolha de uma relação entre a espessura da folha h e o tempo t , ou seja , $ht = k$.

como $\left[\frac{\mu_L}{(\rho_L \sigma d_L)^{1/2}} \right]$ é o número de Ohnesorge (Oh)

$$d_d = 1,88 d_L (1 + 3 Oh)^{1/6} \quad (2.3.9)$$

2.3.4 Folhas cônicas

A teoria de ruptura de folhas cônicas produzidas por bocais pressurizados do tipo "swirl", não está totalmente desenvolvida, mas há evidências que o raio de curvatura do cone tem um efeito desestabilizante nas flutuações.

Folhas cônicas tendem a ser curtas folhas planas [2].

Por aproximações, York et al. [2] foram capazes de fazer uma estimativa grosseira do tamanho das gotas produzidas por bocais pressurizados do tipo swirl.

Fraser e Eisenklam [2] definiram três modos distintos de desintegração de folha, descritos como anel, onda e folha perfurada.

No modo de anel, como mostrado nas Figuras 2.3.2 e 2.3.3, ocorre um desequilíbrio na extremidade livre da folha líquida devido o desequilíbrio entre as forças de tensão superficial e forças viscosas que tendem a unir o líquido e as forças que tendem a separá-lo, formando uma beirada se rompe por um mecanismo que corresponde à desintegração de um jato livre.

O líquido resultante continua se movendo na direção do fluxo original, permanecendo fixo à superfície de refluxo pôr linhas magras (ligamentos) que também rapidamente fraturam-se em fileiras de gotas. Este modo de desintegração é muito proeminente onde a viscosidade e tensão superficial do líquido são altas e produzem gotas grandes, junto com numerosas gotinhas pequenas ao redor .

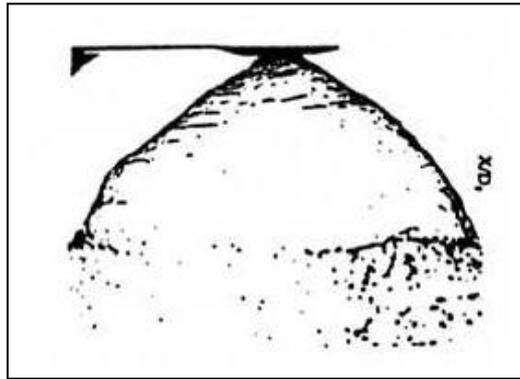


Figura 2.3.2 - Desintegração formação de “anel e ligamentos” na folha líquida cônica [26]

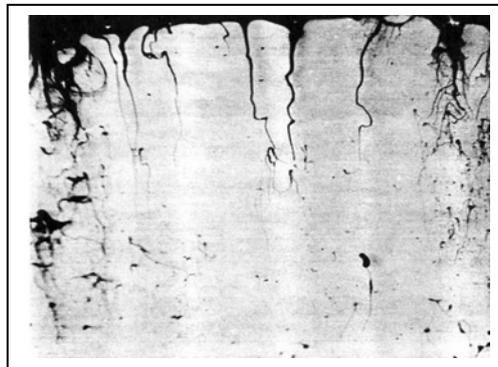


Figura 2.3.3 - Desintegração formação de “anel e ligamentos” na folha líquida cônica [2]

No caso das ondas, estas formam-se perto do bocal e o comprimento de onda para o máximo crescimento causa engrossamento periódico da folha líquida em direção ao fluxo normal . Anéis rompem para fora da folha cônica, e o volume líquido contido nos anéis pode ser estimado como o volume de uma tira (cinta) cortada fora da folha com uma espessura igual ao da folha na distância de ruptura e uma largura igual a um comprimento de onda. Estes ligamentos cilíndricos desintegram-se então em gotas, de acordo com o mecanismo de Rayleigh.

Os mecanismos de formação, estabilização e desintegração de folhas líquidas cônicas também foram estudados por Mao, Bayvel e Orzechowski [26] e a Figura 2.3.4 ilustra ondas de superfície dominando a desintegração de uma folha líquida cônica oca que sob condições

ideais, as ondas axiais λ^* são responsáveis pela criação de ligamentos toroidais de diâmetro d_1 que possui ondas circunferenciais λ_1 que conduzem à formação das gotas.

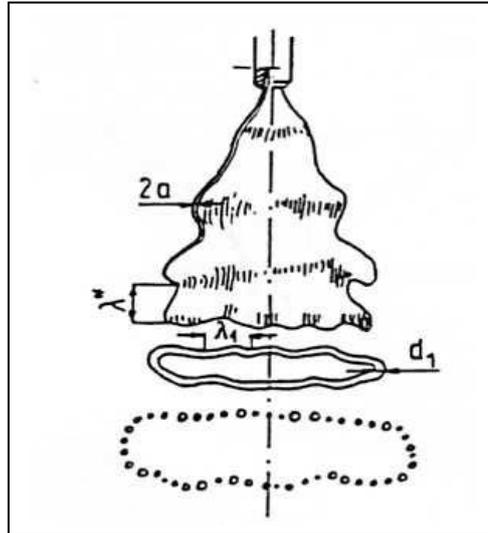


Figura 2.3.4 - Desintegração pôr formação de “ondas” na folha líquida oca cônica [26]

Na desintegração de folha perfurada, Figura 2.3.2, aparecem buracos na folha que são delineados por beiradas formadas do líquido dentro do qual foi formado inicialmente, que crescem rapidamente em tamanho até as beiradas de buracos adjacentes e se fundem para produzir ligamentos de forma irregular que então se rompem em gotas de tamanho variado.

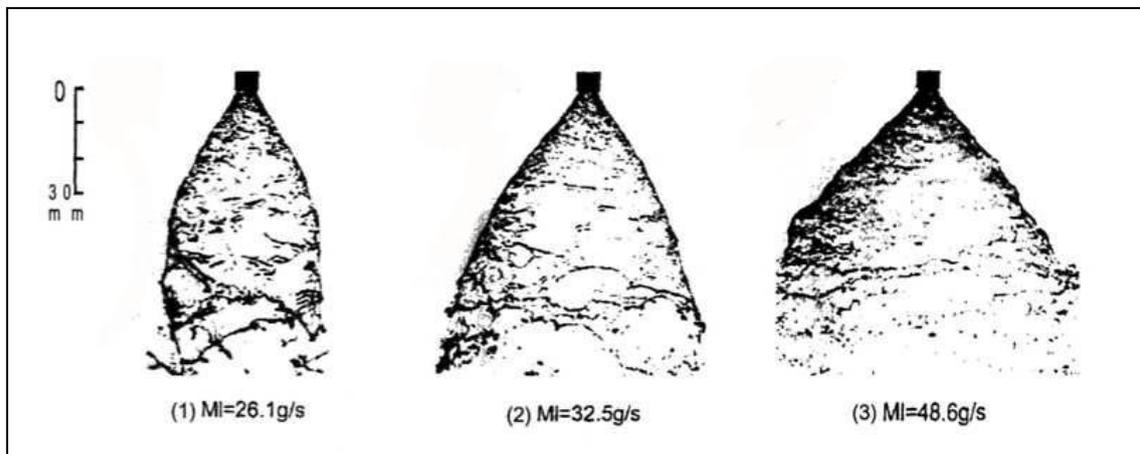


Figura 2.3.5 - Desintegração por formação de “buracos” na folha líquida oca cônica [25]

Estes modos de desintegração podem ocorrer em uma mesma folha líquida cônica oca produzida por um bocal pressurizado do tipo “swirl” sob condições diversas de injeção como baixa ou alta pressão ou com ou sem a influencia de movimentação do ar circunvizinho.

O fluxo central da folha líquida cônica oca rotacional pode ser descrito por um conjunto de equações de continuidade e três momentos que em uma primeira aproximação, podem ser escritas em um sistema de coordenadas conforme a Figura 2.3.6 .

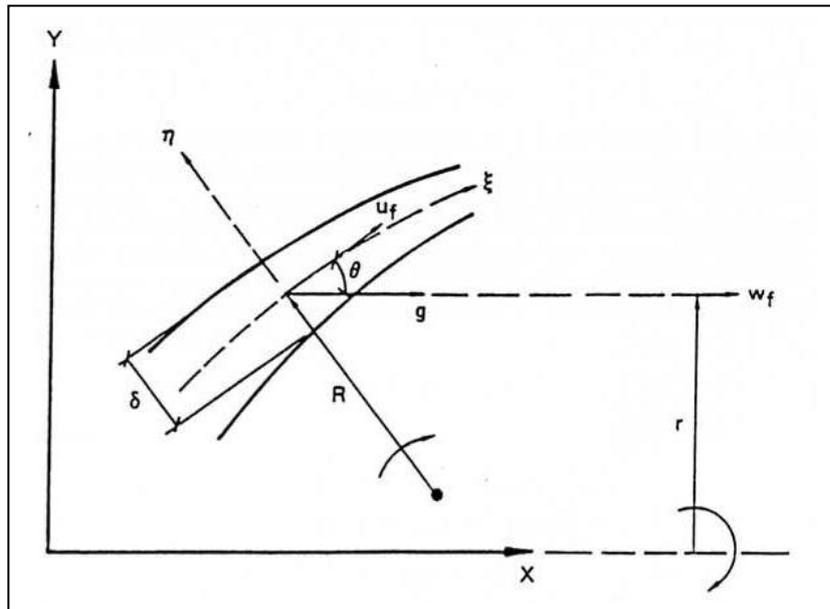


Figura 2.3.6 - Sistema de coordenada local no centro do filme líquido anular rotacional [26]

Os três momentos considerados são o de injeção, normal e tangencial, sendo que no modelo de Mao et al [26] a diferença de pressão entre as superfícies interna e externa da folha líquida cônica oca é representada pela tensão superficial. A interação entre o gás e o líquido foi considerada com base no atrito de ambos os lados da superfície da folha.

2.3.4.1 Diâmetro de gotas

O diâmetro médio da gota produzida em folhas cônicas de atomizadores pressurizados do tipo “swirl”, resultante é calculado como

$$D = 2,13 (t_s \lambda^*)^{0,50} \quad (2.3.10)$$

onde t_s é a espessura da folha (m) e λ^* é o comprimento de onda (m) para a máxima taxa de crescimento.

York et al. [2] acharam que o modelo de folha plana infinita usada na análise teórica não representou suficientemente o spray cônico das experiências deles.

Para modulação dilatacional da folha cônica líquida, o efeito da mudança do número de Weber no comprimento e no tempo de ruptura da folha é determinado pela importância relativa do raio de curvatura na direção principal do fluxo. Para a modulação sinuosa a ruptura do filme ocorre devido ao acoplamento não linear com o modo dilatacional e o comprimento. O tempo de ruptura da folha devido a mudanças no número de Weber é influenciado pelo modo não linear de acoplamento e pelo comportamento dilatacional linear e não linear.

Para filmes cônicos, aumentos nos desvios do filme líquido conduzem a um afinamento dele e pequenas gotas logo se destacam dos finos ligamentos e em seguida o filme se desintegra de acordo com os mecanismos de ruptura de jato de Rayleigh [1].

Couto et. al [23] obtiveram uma expressão (2.3.11) na qual, partindo da expressão (2.3.8) de Dombrowski e Johns [22] para folhas líquidas planas em leque, consideraram o formato cônico e os componentes axial e tangencial de velocidade de uma de um spray cônico oco, produzido por um atomizador pressurizados do tipo swirl.

$$d_L = 0,9615 \cos \theta \left(\frac{h_0^4 \sigma^2 \cos^2 \theta}{U_0^4 \rho_a \rho_L} \right)^{1/6} \left[1 + 2,6 \mu_L \cos \theta \left(\frac{h_0^2 \rho_a^4 U_0^7}{72 \rho_L^2 \sigma^5 \cos^8 \theta} \right)^{1/3} \right]^{0,2} \quad (2.3.11)$$

onde : θ é o semi ângulo do cone (graus), h_0 é a espessura do filme líquido dentro do final do orifício de descarga, U_0 é a velocidade do líquido no bico do injetor.

No dimensionamento de um injetor pressurizado do tipo “swirl”, Souza [3] utilizou a equação (2.3.12) atribuída a Kudriavtcev [24] :

$$d_m / d_{inj} = 47,8 / A^{0,6} Oh^{0,2} Re^{0,7} \quad (2.3.12)$$

onde d_m é o diâmetro médio das gotas, d_{inj} é o diâmetro dos orifícios de entrada do fluido na câmara de vórtice e A é o parâmetro geométrico do injetor pressurizado do tipo “swirl” .

2.3.4.2 Ângulo do spray cônico do atomizador pressurizado do tipo “swirl”.

De acordo com a teoria de Taylor [2], com base nas dimensões do injetor da Figura 2.3.7 , o ângulo do cone do spray θ é determinado somente pela geometria da câmara de vórtice e é uma função única da relação $(A_p / D_s d_0)$: área total dos orifícios de entrada (A_p) pelo produto do diâmetro de câmara de vórtice (D_s) e o diâmetro do orifício de descarga (bocal).

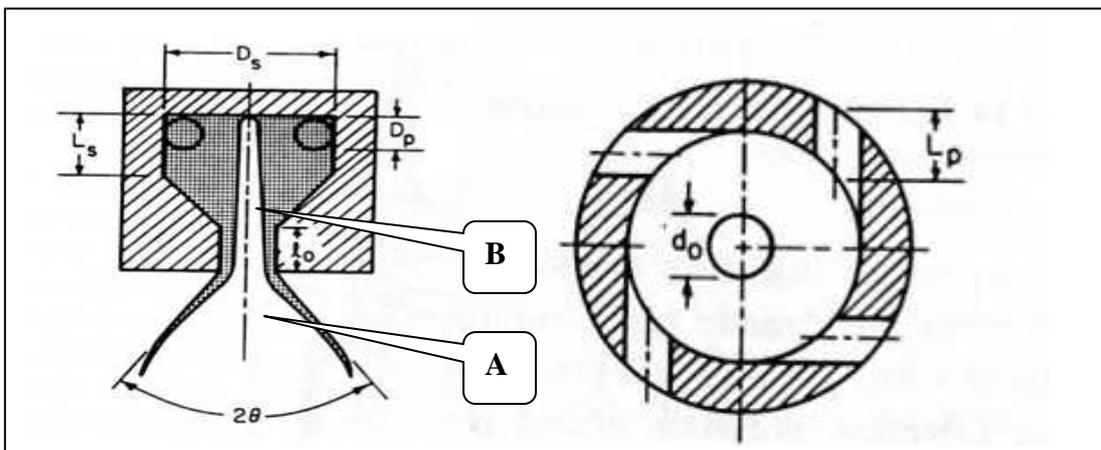


Figura 2.3.7 - Atomizador pressurizado do tipo “Swirl” Simplex [2]

O núcleo de ar dentro do cone oco tem a referência A e o núcleo de ar dentro da câmara de vórtice tem a referência B.

É aplicada para fluidos não viscosos e modificada na prática devido aos efeitos viscosos, os quais dependem da forma e da área com as quais os fluidos tem contato e são expressas nas relações $D_S d_0$, L_S / D_S e l_0 / d_0 onde D_S , d_0 , L_S , D_S , l_0 e d_0 são as dimensões do injetor pressurizado do tipo “swirl” conforme a Figura 2.3.7.

Giffen e Muraszew [2] analisaram o fluxo de um líquido não viscoso em um atomizador pressurizado do tipo “Swirl”, e deduziram a equação (2.3.13), a qual permite expressar o ângulo do cone do spray como uma função somente das dimensões do bocal. Isto conduz à seguinte expressão para o valor médio θ do cone do spray :

$$\sin \theta = [(\pi / 2) C_D] / [K (1 + X^{1/2})] \quad (2.3.13)$$

onde $K = A_p / D_S d_0$ e $X = A_a / A_0$, que são relações entre medidas do injetor.

Giffen e Muraszew deduziram uma expressão para coeficiente de descarga em termos das dimensões do atomizador:

$$C_D = [(1 - X)^3 / (1 + X)]^{0,5} \quad (2.3.14)$$

Substituindo nas equações acima

$$\sin \theta = [(\pi / 2) (1 - X)^{1,5}] / [K (1 + X^{1/2}) (1 + X)^{0,5}] \quad (2.3.15)$$

Giffen e Muraszew relacionam as dimensões de atomizador, o tamanho do centro de ar, e o ângulo médio do cone do spray. Para eliminar uma destas variáveis, Giffen e Muraszew aplicaram a condição que o tamanho do centro de ar no orifício sempre será dado para um fluxo de máximo, i.e., o valor do coeficiente de descarga expresso como uma função de X é máximo, ou $1 / C_D^2$ é mínimo.

Colocando $d(1/C_D^2)/dX = 0$ tem-se a seguinte expressão para K em termos de X :

$$K^2 = [\pi^2 (1 - X)^3] / (32 X^2) \quad (2.3.16)$$

A equação 2.3.15 permitem expressar o ângulo do cone do spray em termos de X ou K . Como o valor de X é uma função somente de K , é evidente que o angulo do cone do spray é, teoricamente, uma função somente da constante deste atomizador e é independente das propriedades do líquido e da pressão de injeção.

Rizk e Lefebvre [2] partiram do princípio de que qualquer determinada partícula de líquido deixa um ponto no lábio do orifício de descarga em um plano que fica tangencial ao lábio do cilindro, em um ângulo que é a resultante dos componentes de velocidade tangencial e axial neste ponto. O ângulo concluído entre as tangentes do spray resultam no ângulo do cone, 2θ .

O componente de velocidade axial no orifício é expresso pela equação:

$$U_{ax} = \dot{m}_L / [\rho_L (A_0 - A_a)] = \dot{m}_L / [\rho_L A_0 (1 - X)] \quad (2.3.17)$$

A velocidade comum do filme líquido à saída de bocal é obtida como

$$\bar{U} = K_V (2\Delta P_L / \rho_L)^{0,5} \quad (2.3.18)$$

onde o K_V é o coeficiente de velocidade

A taxa de fluxo de massa é determinada pôr

$$\dot{m}_L = C_D A_0 \rho_L (2\Delta P_L / \rho_L)^{0,5} = C_D A_0 \rho_L (\bar{U} / K_V) \quad (2.3.19)$$

ou

$$\bar{U} = \dot{m}_L K_V / C_D A_0 \rho_L \quad (2.3.20)$$

como

$$\cos \Theta = U_{ax} / \bar{U} \quad (2.3.21)$$

substituindo a componente axial da velocidade U_{ax} e \bar{U} tem-se

$$\cos \Theta = C_D / K_V (1 - X) \quad (2.3.22)$$

Rizk e Lefebvre [2] também derivaram a equação 2.3.23 para o ângulo do spray cônico, somente em termos do núcleo de ar A ou região interna do cone da Fig. 2.3.7 da pág. 80:

$$\cos^2 \Theta = (1 - X) / (1 + X) \quad (2.3.23)$$

Nesta equação Θ é metade do ângulo de cone, medido perto do bocal. Como o spray nesta região tem uma espessura pequena mas definida, o ângulo do cone formado pelo limite exterior do spray está definido como 2Θ , enquanto $2\Theta_m$ representa o ângulo médio do cone nesta região próxima ao bocal.

Rizk e Lefebvre [2] propuseram a equação (2.3.24) para o ângulo do spray cônico, considerando também a densidade ρ_L (kg / m³), a viscosidade dinâmica μ_L (kg / m s) e a diferença de pressão do líquido :

$$2 \theta_m = 6 K^{-0,15} (\Delta P_L d_0^2 \rho_L / \mu_L^2)^{0,11} \quad (2.3.24)$$

A equação (2.3.25) foi derivada considerando o valor comum do componente tangencial de velocidade como

$$v_m = (v_s + v_0) / 2 \quad (2.3.25)$$

onde v_s é a velocidade tangencial na superfície do líquido no núcleo de ar A e v_0 , é a velocidade tangencial no orifício de diâmetro d_0 .

Assim, de acordo com teoria de vórtice livre [2]

$$v_0 = (d / d_0) v_s = (X v_s)^{0,5} \quad (2.3.26)$$

Considerando a velocidade axial constante U_{ax} pelo filme líquido, temos :

$$\tan \Theta_m = (v_s + v_0) / 2 U_{as} = 0,50 \tan \Theta (1 + X^{0,5}) \quad (2.3.27)$$

Como X está relacionado diretamente à espessura t do filme líquido, a diferença entre o diâmetro do núcleo de ar e o diâmetro do orifício de descarga é determinado somente pela espessura do filme líquido.

$$X = (d_0 - 2t)^2 / d_0^2 \quad (2.3.28)$$

2.3.4.3 Fatores que influenciam o ângulo do cone .

Observa-se que o aumento no diâmetro do orifício de descarga, bocal, produz um ângulo de cone mais largo, enquanto a elevação da pressão de injeção também alarga o ângulo de cone com menor intensidade [2].

O ângulo do cone diminui ligeiramente com aumento no diâmetro dos orifícios tangenciais de entrada, enquanto aumento no diâmetro da câmara de vórtice tem o efeito oposto. Estes efeitos podem ser atribuídos diretamente às mudanças nas taxas de fluxo dos líquidos e nas magnitudes relativas das velocidades de fluxo tangencial e axial.

Variações no comprimento dos orifícios de entrada e da câmara de vórtice, pouco mudam o ângulo do cone do spray;

A tensão superficial não deveria ter nenhum efeito no ângulo do cone do spray, e isto geralmente é confirmado através de experiências [2].

A influência da densidade do líquido no ângulo do cone do spray é no sentido de alargá-lo ligeiramente com aumento da densidade.

Aumento no diferencial de pressão do bocal também causa alargamento do ângulo do cone do spray . Esta é uma das razões porque aumentos em ΔP_L , melhora a qualidade de atomização.

A viscosidade do líquido é de grande importância no ângulo do cone do spray, pois modifica o fluxo de um líquido ideal de dois modos: (1) por fricção no corpo do líquido e (2) por fricção no limite entre o líquido e as paredes que o contém .

Ambos os efeitos são causados pela força de fricção criada pelo gradiente de velocidade em um líquido viscoso. A força de fricção produzida devido a este gradiente de velocidade tende a reduzir a velocidade tangencial, e este efeito aumenta com a diminuição do raio do atomizador, alcançando o máximo no centro do núcleo de ar. Quanto mais alta a viscosidade, maior será a diferença entre a velocidade tangencial real e o valor calculado .

O gradiente de velocidade nos limites entre o líquido e as paredes que o contém é outra fonte de fricção, e isto causa a formação de uma camada limite de líquido que não obedece as mesmas leis como no corpo principal do líquido, longe dos limites sólidos, e se a espessura da camada limite é apreciável, uma modificação significativa das condições de fluxo acontecerá [2].

Ortman e Lefebvre [4] usando um padronizador radial examinaram, para quatro bocais “simplex” diferentes, os efeitos das variações em pressão de injeção líquida e pressão do ar ambiente sobre o ângulo equivalente do spray . O líquido empregado foi querosene de aviação que tem as seguintes propriedades : $\rho = 780 \text{ kg/m}^3$, $\sigma = 0.0275 \text{ kg/s}^2$, $\mu = 0.0013 \text{ kg/m s}$. Inicialmente, um aumento na pressão do gás sobre a atmosfera normal causa uma nítida contração do spray , mas com o aumento contínuo da pressão do gás, a taxa de contração do spray diminui até que um ponto é alcançado onde aumentos adicionais na pressão ambiente não apresentam influência no ângulo equivalente do spray .

De acordo com De Corso e Kemeny [2], o fenômeno do ângulo decrescente do spray é causado por efeitos aerodinâmicos devido ao movimento do spray líquido pelo gás ambiente.

O líquido emerge do bocal a altas velocidades encontrando gases que estão dentro e fora das superfícies internas e externas do corpo do spray . Entretanto, o suprimento de gás na porção

interna do corpo do spray está limitada pelo volume contido neste corpo. A diferença de pressão que é o resultado deste efeito estabelece fluxos de ar que produzem aceleração das gotas em direção ao eixo do bocal. Reduzindo, assim, o ângulo efetivo do spray .

A análise da influência da pressão de injeção no ângulo de spray mostra que aumentos na pressão do líquido inicialmente causam alargamento do spray e depois contração.

2.3.4.4 Espessura da folha líquida

Em atomizadores pressurizados do tipo “swirl”, a espessura do filme líquido no final do orifício está diretamente relacionada com a área do núcleo de ar. A análise de Giffen e Muraszew`s [2] em relação ao fluxo dentro de um bocal simplex, para um fluido não viscoso, conduziu à equação 2.3.29 envolvendo as dimensões do atomizador e o tamanho do núcleo de ar :

$$2 K_1^2 X^2 = (1 - X)^3 \quad (2.3.29)$$

para $K_1 = 4A_p / \pi D_S d_0$ temos :

$$(A_p / D_S d_0)^2 = (\pi^2 / 32) ((1 - X)^3 / X^2) \quad (2.3.30)$$

onde X é a razão entre a área do núcleo de ar à área do orifício descarga final .

O coeficiente de descarga do bocal é expresso como uma função de X .

$$C_D = 0,35 (A_p / D_S d_0)^{0,50} (D_S / d_0)^{0,25} \quad (2.3.31)$$

Na equação acima o coeficiente de descarga é expressado em termos de dimensões do bocal. Combinando as duas equações (2.3.28) e (2.3.31), resulta a expressão 2.3.32, da qual X e consequentemente t , podem ser calculados das dimensões do bocal:

$$(1 - X)^3 / (1 + X) = 0,09 (A_p / D_S d_0) (D_S / d_0)^{0,5} \quad (2.3.32)$$

Os pesquisadores Simmons e Harding [2], com o objetivo de calcular a espessura do filme líquido t do “spray” cônico, derivaram a seguinte expressão para t :

$$t = (0,48 FN) / (d_0 \cos \theta) \quad (2.3.33)$$

Na equação (2.3.33) a espessura do filme é expressa em micrômetros, FN é o número de fluxo do bocal em $(\text{lb} / \text{h}) (\text{psid})^{0,5}$ para calibração com fluido padrão (MIL– C – 7024 II), d_0 é o coeficiente de descarga em polegadas e θ é metade do angulo do spray em graus.

Nas unidades do sistema internacional SI temos

$$t = (0,00805 \rho_L^{0,5} FN) / d_0 \cos \theta \quad (2.3.34)$$

Nas equações 2.3.34 a espessura do filme independe da viscosidade do líquido e da pressão de injeção.

Rizk e Lefebvre [2] derivaram uma expressão geral (2.3.35) em termos de dimensões do atomizador, propriedades do líquido e pressão de injeção como

$$t^2 = [(1560 m_L \mu_L) / (\rho_L d_0 \Delta P_L)] / [(1 + X) / (1 - X)^2] \quad (2.3.35)$$

substituindo $FN = m_L / (\Delta P_L \rho_L)^{0,5}$

$$t^2 = [(1560 FN \mu_L) / (\rho_L^{0,5} d_0 \Delta P_L^{0,5})] / [(1 + X) / (1 - X)^2] \quad (2.3.36)$$

Teoria e prática [2] indicam que quanto mais alta a pressão de gota do bocal mais fina é a folha líquida produzida e a qualidade da atomização sempre acompanha um aumento da pressão de gota do bocal. Isto normalmente é atribuído ao aumento da velocidade de descarga do líquido, ou também, em parte, pela diminuição da espessura do filme líquido causado pelo aumento da pressão de gota no bocal.

De acordo com a equação 2.3.36 um aumento no diâmetro do orifício final conduz a um filme mais espesso, porque aumentando d_0 diminui o C_D . A espessura do filme aumenta com o

aumento da área das portas de entrada do líquido, pois a razão de fluxo no bocal aumenta, e resulta em um filme mais grosso. O efeito de uma redução no diâmetro de câmara de vórtice é o aumento da espessura do filme líquido. Isto é atribuído à ação mais baixa do vórtice que reduz o diâmetro do núcleo de ar dentro do final do orifício de descarga. Os efeitos de comprimento de orifício e do comprimento de câmara de vórtice na espessura do filme são bastante pequenos.

$$t^2 = [(1560 m_L \mu_L) / (\rho_L d_0 \Delta P_L)] / [(1 + X) / (1 - X)^2] \quad (2.3.37)$$

Rizk e Lefebvre [2] sugeriram que para $t / d_0 \ll 1$ a equação abaixo :

$$t^2 = [(1560 FN \mu_L) / (\rho_L^{0,5} d_0 \Delta P_L^{0,5})] / [(1 + X) / (1 - X)^2] \quad (2.3.38)$$

pode ser reescrita como

$$t = 3,66 [(d_0 FN \mu_L) / (\Delta P_L \rho_L)^{0,5}]^{0,25} \quad (2.3.39)$$

A equação (2.3.39) indica que a espessura do filme líquido aumenta com aumentos nas dimensões do bocal, taxa de fluxo líquida e viscosidade do líquido e diminui com o aumento na densidade do líquido e / ou na pressão de injeção do líquida.

A tensão superficial não aparece na expressão (2.3.39) para a espessura de filme, embora, ela represente um papel mais importante no colapso subsequente da folha líquida em ligamentos e gotas.

A viscosidade do líquido é de importância fundamental no processo de atomização , porque as forças viscosas impedem a atomização de dois modos:

- (1) aumentando a espessura inicial do filme e
- (2) resistindo à desintegração da folha líquida em gotas.

A equação (2.3.39) mostra que o efeito da densidade do líquida na espessura do filme é muito pequeno e provavelmente sua influencia na qualidade de atomização também deve ser

pequena, e isto é confirmado pelos resultados de medidas de tamanho médio de gota para atomizadores do tipo “swirl” pressurizado [2].

2.4 Características do fluxo no injetor.

2.4.1 Introdução

Em atomizadores pressurizados do tipo swirl, as características de fluxo internas são fundamentais pois definem a espessura e a uniformidade do filme líquido anular formado no orifício final de descarga, bem como a velocidade axial e tangencial, ao contrário dos atomizadores cuja dispersão do spray tende a ser dominada pelas forças de momento do ar. O coeficiente de descarga do bocal não só afeta a taxa do fluxo mas, também, pode ser usado para calcular o coeficiente de velocidade e o ângulo do cone do spray.

Os processos hidrodinâmicos que acontecem dentro do bocal pressurizado do tipo “swirl” são altamente complexos. Taylor [2] mostrou que embora o movimento no centro do fluido possa ser considerado irrotacional, o efeito viscoso da camada limite está longe de ser desprezível. O líquido em contato com o fim das paredes da câmara de vórtice não pode girar a uma taxa suficiente para segurá-lo em um caminho circular contra o gradiente de pressão radial, e conseqüentemente, uma corrente dirigida para o orifício é estabelecida através da camada de superfície [2].

Dombrowski e Hassan e Jones [2] destacaram que para líquidos de baixa viscosidade a simples análise não viscosa promove uma compreensão básica das características do fluxo nestes atomizadores e fornece uma orientação razoável do coeficiente de descarga e do ângulo de cone.

2.4.2 Número de fluxo FN.

O número de fluxo FN é expresso como sendo a relação entre a vazão do bocal e a raiz quadrada do diferencial de pressão do fluido injetado.

- versão britânica, baseada na taxa de fluxo de volume,

$$FN_{UK} = (\text{taxa de fluxo, UK gal/h}) / (\text{pressão diferencial de injeção, psid})^{0,5} \quad (2.4.1)$$

- versão americana, baseada na taxa de fluxo de massa.

$$FN_{US} = (\text{taxa de fluxo, lb / h}) / (\text{pressão diferencial de injeção, psid})^{0,5} \quad (2.4.2)$$

Estas equações não permitem atribuir um valor fixo e constante de número de fluxo a um determinado atomizador e mesmo sendo habitual gravar um valor do número de fluxo no seu corpo, este valor só estará correto quando o fluido injetado for o fluido calibrando padrão de massa específica 765 kg/m^3 .

Incluindo a massa específica nas equações acima é possível reescrevê-las de forma dimensionalmente correta e assim transformar o número de fluxo em um parâmetro real e prático pois qualquer bocal teria um valor fixo e constante para todos os líquidos e então :

$$FN = (\text{flow rate, kg / s}) / (\text{pressão inj. dif., Pa})^{0,5} (\text{densidade liq, kg / m}^3)^{0,5} \quad (2.4.3)$$

O numero de fluxo padrão inglês e americano pode ser calculado usando as formulas :

$$FN_{UK} = 0,66 \times 10^8 \times \rho_L^{-0,5} \times FN \quad (2.4.4)$$

$$FN_{US} = 0,66 \times 10^6 \times \rho_L^{0,5} \times FN \quad (2.4.5)$$

O Fluxo laminar ocorre segundo as condições: 1. Orifício com entrada arredondada, 2. Paredes de passagem lisas , 3. Ausência de curvas no interior do injetor , 4. Alta viscosidade do líquido, 5. Baixa velocidade do líquido.

Fluxo turbulento é promovido por :1. Diâmetros de passagem grandes, 2. Mudanças de velocidade e direção do fluxo, 3.Mudanças abruptas na área da seção de passagem do fluxo, 4. Aspereza de superfície, 5.Imperfeições na geometria do atomizador, 6. Vibrações mecânicas , 7. Baixa viscosidade do líquido, 8. Alta velocidade do líquido.

A turbulência conduz a uma boa atomização mas normalmente às custas de algum aumento na perda de pressão. Para líquidos de baixa viscosidade, como água, querosene e óleo diesel, o fluxo no atomizador normalmente é turbulento, mas em sistemas de injeção intermitente há

um período no início e no final de cada injeção, quando a velocidade estiver subindo de zero ou caindo para zero, durante os quais o fluxo é laminar ou semiturbulento.

A taxa do fluxo líquido m_L é obtida medindo o tempo necessário para a passagem de um dado volume (ou massa) de líquido, mantendo constante a pressão diferencial pelo bocal.

Normalmente a pressão diferencial é 0,69 MPa (100 psi) e o fluido é padrão calibrado (MIL-C-707411), com massa específica de 765 kg/m^3 à temperatura ambiente.

A influência das dimensões do bocal no número de fluxo foi estudada experimentalmente por Kutty et al [31, 38]. Eles fabricaram um grande número de bocais do tipo simplex, todos tendo três portas de entrada equidistante, projetados de uma forma para elucidar o efeito das variações em cada uma das dimensões fundamentais do bocal nas características do fluxo.

As análises de Rizk e Lefebvre's [2], utilizando resultado de outros pesquisadores, conduziram à expressão empírica para número de fluxo do bocal em função de suas dimensões:

$$FN = 0,0308 [(A_P^{0,5} d_0) / D_S^{0,45}] \quad (2.4.6)$$

onde A_P é a área total dos orifícios de entrada (m^2), d_0 é o diâmetro do orifício de saída (m) e D_S é o diâmetro da câmara de vórtice (m).

A equação (2.4.6) também poderia ser aplicada a bocais que têm um número de entradas diferente de três, mas a constante (0,0308) provavelmente teria modificações.

Como há várias dimensões do bocal na equação (2.4.6) estima-se que, para valores maiores de diâmetro do orifício final e área dos orifícios de entrada, a taxa de fluxo do líquido deveria aumentar para determinada de pressão de injeção diferencial , devido ao aumento da área disponível do fluxo . O efeito do aumento do diâmetro da câmara de vórtice reduzindo a taxa de fluxo, como indicado na equação (2.4.6) é devido à ação mais alta do vórtice, que aumenta o núcleo de ar e assim reduz a área de fluxo efetiva do orifício final. As perdas por

atrito no bocal são relativamente pequenas de tal forma que os comprimentos da câmara de vórtice e do orifício final têm pequeno efeito no número de fluxo.

A equação (2.4.6) pode ser modificado para seguinte forma :

$$FN = 0,395 [(A_P^{0,5} d_0^{1,25}) / D_S^{0,45}] \quad (2.4.7)$$

A equação (2.4.7) não prediz totalmente os números de fluxo medidos com o mesmo grau de precisão da equação (2.4.6), mas o nível de concordância entre a teoria e a prática ainda é bastante elevada .

2.4.3 Coeficiente de Descarga.

O núcleo de ar de um atomizador do tipo “swirl” bloqueia a porção central do bocal, tornando o coeficiente de descarga baixo.

A baixos números de Reynolds, o efeito da viscosidade é engrossar o filme fluido no orifício final e assim aumentar o coeficiente de descarga. Em bocais de pequeno número de fluxo este efeito pode ser significativo a baixas taxas de fluxo. Porém, para números de Reynolds maiores que 3000, quer dizer, acima da maior gama de funcionamento normal, o coeficiente de descarga é praticamente independente de número de Reynolds. Portanto, para líquidos de baixa viscosidade, a convenção é desconsiderar condições para baixos números de Reynolds e assumir que qualquer determinado atomizador tem um coeficiente de descarga constante [2].

A análise seguinte, de Giffen e Muraszew [11], refere-se a um atomizador "simplex", mas os resultados obtidos podem ser aplicados a outros tipos de bocais de pressão do tipo "swirl" , como "duplex", "dual-orifice", e "spill-return". O padrão de fluxo do líquido é produzido pela imposição de um movimento espiral em torno de um vórtice, como ilustrado na Figura 1.1 .

A conservação de um momento angular fornece a relação (2.4.8) entre velocidade tangencial v (m / s) e raio local r (m) , onde v_i é a velocidade de entrada na câmara de vórtice (m / s) e R_S é o raio da câmara de vórtice (m). :

$$v_r = v_i R_S \quad (2.4.8)$$

A velocidade de entrada na câmara de vórtice pode ser calculada conforme a seguinte equação:

$$v_i = \dot{m}_L / \rho_L A_P \quad (2.4.9)$$

onde A_P é a área total da seção de corte dos orifícios de entrada (m^2), \dot{m}_L é a vazão mássica (kg/s), ρ_L é a densidade do líquido (kg/m^3). A equação (2.4.9) considera a existência de um núcleo de ar no centro da câmara de vórtice, item B da Fig. 2.3.7 da página 80, que sempre é observado na prática, sendo que para o raio tendendo à 0 a velocidade v tende para infinito. Com a suposição que não há perdas por atrito e de momento angular dentro do atomizador, a porção total pode ser considerada constante ao longo da câmara de vórtice e pode ser igualada à pressão de injeção P . A pressão total a qualquer ponto no líquido que flui pelo orifício é então determinado pela equação de Bernoulli como

$$P = p + 0,5 \rho_L u^2 + 0,5 \rho_L v^2 = \text{constante} \quad (2.4.10)$$

onde p é a pressão estática em qualquer ponto no líquido e u é a velocidade axial no orifício. Pode-se mostrar que para um único vórtice $p + 0,5 \rho_L v^2 = \text{constante}$, resultado que, para o fluxo estável de um fluido não viscoso, uma velocidade axial u é uniforme e constante para todos os valores de r no anel líquido ao redor do núcleo de ar no orifício. No núcleo de ar a pressão estática é a pressão da atmosfera ambiente, i.e., $p = 0$, e assim

$$P = 0,5 \rho_L (u_{ra}^2 + v_{ra}^2) \quad (2.4.11)$$

onde u_{ra} é a velocidade axial no raio do núcleo de ar (m) e

v_{ra} é a velocidade tangencial no raio do núcleo de ar (m)

Desde que u permaneça constante, tem-se que $u_{ra} = u$. Substituindo u por u_{ra} temos

$$P = 0,5 \rho_L (v_{ra}^2 + u^2) \quad (2.4.12)$$

O componente axial de velocidade no orifício é dado pôr

$$\dot{u} = \dot{m}_L / [\rho_L (A_0 - A_a)] \quad (2.4.13)$$

onde A_0 é a área do orifício de descarga e A_a é a área do núcleo de ar.

Utilizando-se as equações (2.4.8) e (2.4.9) ;

$$\dot{v}_{ra} = \dot{m}_L R_S / \rho_L A_P r_a \quad (2.4.14)$$

Substituindo \dot{u} e \dot{v}_{ra} na equação (2.4.12) pôr (2.4.13) e (2.4.14) ;

$$P = 0,5 \rho_L [(\dot{m}_L R_S / \rho_L A_P r_a)^2 + ((\dot{m}_L / \rho_L (A_0 - A_a))^2] \quad (2.4.15)$$

$$\dot{m}_L = C_D A_0 (2 \rho_L P)^{0,5} \quad (2.4.16)$$

Substituindo (2.4.16) em (2.4.15) ;

$$1/ C_D^2 = (1 / K_1^2 X) + 1 / (1 - X)^2 \quad (2.4.17)$$

onde $X = A_a / A_0$ e $K_1 = A_P / \pi r_0 R_S$

A equação (2.4.17) é uma relação entre as dimensões do atomizador, o tamanho do núcleo de ar e o coeficiente de descarga do bocal. Ao eliminar uma destas variáveis pode-se aplicar a condição que, para qualquer determinado valor de K_1 o tamanho do núcleo de ar sempre será para fluxo máximo; i.e., o valor de C_D , expresso como uma função de X , é máximo [11].

Supondo $d (1 / C_D^2) / dX = 0$ teremos

$$2 K_1^2 X^2 = (1 - X)^3 \quad (2.4.18)$$

$$C_D = [(1 - X)^3 / (1 + X)]^{0,5} \quad (2.4.19)$$

Da equação (2.4.18) X é uma função única de K_1 , e da equação (2.4.19) C_D também depende somente de K e é independente da pressão de injeção.

Giffen e Muraszew [11] observaram que a equação (2.4.19) fornecia valores de C_D que eram muito baixos comparados com os dados experimentais e então introduziram uma constante na equação acima, que se tornou :

$$C_D = 1,17 [(1 - X)^3 / (1 + X)]^{0,5} \quad (2.4.20)$$

Por sua vez, Rizk e Lefebvre [2] derivaram a seguinte relação para C_D :

$$C_D = 0,35 (A_P / D_S d_0)^{0,50} (D_S / d_0)^{0,25} \quad (2.4.21)$$

Perdas por atrito têm dois efeitos que influem no coeficiente de descarga:

- primeiro, representam uma elevada dissipação de energia de atomização com a perda de pressão efetiva pelo atomizador e conseqüente redução do coeficiente de descarga.
- segundo, impedindo o fluxo giratório na câmara de vórtice o atrito reduz o diâmetro do núcleo de ar e assim aumenta o coeficiente de descarga.

A importância relativa destes dois efeitos opostos depende principalmente das várias características geométricas do injetor [2]

Relação entre o diâmetro da câmara do “swirl” e o diâmetro de orifício de final.: o coeficiente de descarga C_D aumenta com o aumento de D_S / d_0 e a relação de 3,3 é recomendada, pois tem uma divergência mínima entre os valores teóricos e os medidos de C_D

Relação entre o comprimento e o diâmetro da câmara do “swirl” : deveria ser mantida pequena para minimizar perdas por atrito. Porém, deve haver um comprimento mínimo suficiente para que os jatos separados produzidos na saída dos orifícios de injeção na câmara de torção se fundam em uma folha de vórtice uniforme. Na maioria dos projetos a relação L_S / D_S , está entre 0,5 e 1,0, embora existam valores sugeridos mais altos de L_S / D_S , até um máximo de 2,75. que resultariam em uma atomização melhorada [2].

Relação entre o comprimento e diâmetro do orifício final de descarga: as altas perdas por atrito que ocorreram dentro desta passagem sugerem que a mesma tenha o comprimento mais curto possível. Em grandes atomizadores, l_0 / d_0 deve de preferência ser em torno de 0,2, mas em atomizadores pequenos a dificuldade de fabricar componentes em pequena escala sugere valores para ao redor de 0,5.

Relação entre comprimento e o diâmetro das portas de entrada do swirl: Tipler e Wilson [2] recomendam que esta relação não deveria ser menor que 1,3, pois aberturas pequenas descarregariam o líquido de um maneira difusa podendo resultar em um spray desigual.

2.4.4 Coeficiente de velocidade .

É definido como a relação da velocidade de descarga real com a velocidade teórica correspondente à pressão diferencial total através do bocal,

$$K_V = U / (2 \Delta P_L / \rho_L)^{0,50} \quad (2.4.22)$$

Representa a verdadeira velocidade na qual o líquido é descarregado do bocal e é fundamental para a atomização, pois é a velocidade relativa entre a folha líquida inicial e o ar circunvizinho ou gás, que em grande parte determina o tamanho médio da gota do spray.

O coeficiente de velocidade K_V pode ser relacionado às dimensões do bocal e do ângulo do spray cônico pela expressão :

$$K_V = C_D / [(1 - X) \cos \theta] \quad (2.4.23)$$

Rizk e Lefebvre [2] usaram os dados experimentais disponíveis do ângulo de cone , do tamanho do núcleo de ar , e da taxa de fluxo líquido para calcular as velocidades de descarga do líquido do bocal para diferentes dimensões do atomizador e diferentes pressões

diferenciais dos líquidos. Os resultados mostram que a razão da pressão de injeção “efetiva” para a pressão de injeção atuais decresce rapidamente com o aumento no diâmetro do orifício. Isto sugere que, para dois atomizadores de tamanho e geometria semelhantes, diferindo somente no diâmetro do orifício final, o menor produzirá uma velocidade de descarga mais alta para a mesma pressão diferencial. Com o aumento na pressão diferencial o atomizador torna-se mais eficiente na conversão da queda de pressão disponível em velocidade de descarga.

A equação (2.4.23) também foi usada para examinar o efeito em K_V de variações nas dimensões do bocal. Valores calculados de espessuras do filme, ângulo do cone, e coeficiente de descarga obtidos das equações anteriores, foram usados em conjunto com valores medidos de taxa de fluxo líquida e pressão diferencial do bocal para produzir os resultados que mostram que aumentos no diâmetro do orifício causam uma redução no coeficiente de velocidade. Isto ocorre porque o efeito benéfico em K_V de X crescente é excedido em valor pela redução correspondente em C_D . A melhoria no coeficiente de velocidade a níveis mais altos de AP_L é devido à redução da espessura do filme.

Os valores mais altos de K_V que acompanham aumentos nos diâmetros da porta de entrada, são atribuídos a coeficientes de descarga mais altos, os quais compensam mais para aumentos na espessura do filme líquido. A variação de K_V com a variação do diâmetro de câmara de vórtice ocorre no sentido de K_V primeiramente reduzir rapidamente em D_S , mas as curvas nivelam então para valores bastante constantes.

Forças viscosas prejudicam a qualidade do spray opondo-se a desintegração dos jatos líquidos em folhas mas também tem forte influência nos processos de fluxo que ocorrem dentro do próprio bocal. O coeficiente de velocidade K_V é notadamente reduzido por um aumento na viscosidade do líquido, devido a efeitos combinados de aumento na espessura do filme e redução do ângulo do cone. Entretanto, quando a espessura do filme se desenvolve a uma tal

extensão que o diâmetro do núcleo de ar é bastante pequeno, mudanças em X e θ tornam-se pouco significantes nos aumentos do coeficiente de descarga.

Este estudo feito por Rizk e Lefebvre [2] indica, que aumento na viscosidade do líquido impede atomização, não somente pela oposição ao colapso da folha líquida em gotas, mas também engrossando o filme líquido no orifício final e reduzindo a eficiência dos processos por meio do qual o diferencial de pressão do bocal é convertido em energia cinética à saída de bocal. .

2.5 Propriedades externas do spray

O atomizador, além de fracionar o líquido em pequenas gotas, deve também descarregá-las no gás circundante na forma de um spray simétrico e uniforme.

A maioria das aplicações de um spray produzido por um atomizador pressurizado do tipo “swirl” requer um cone oco de ângulo largo e com a maioria das gotas concentradas na periferia.

A folha líquida desintegra-se rapidamente em gotas que tendem a manter a direção do movimento obtido à saída do bocal. Sob o efeito da resistência do ar, as gotas principais e as gotas formadas no lado de fora do spray, rapidamente perdem o impulso e forma-se uma nuvem de gotas, finamente atomizadas, suspensas ao redor do corpo principal do spray.

Quando o líquido é injetado em ar inativo, correntes de ar geradas pela ação do próprio spray têm uma influencia profunda em sua estrutura física, pois a exposição da folha cônica inicial incorre em uma apreciável influência do ar circunvizinho. Normalmente qualquer aumento do ângulo do cone do spray aumentará a extensão desta exposição, conduzindo a uma melhor atomização, razão pela qual o ângulo do cone de um spray é muito importante.

2.5.1 Dispersão

É a relação entre o volume do spray e o volume do líquido contido dentro dele.

Em uma boa dispersão as misturas líquidas ocorrem rapidamente com o gás circunvizinho, e as taxas de evaporação são altas. Em atomizadores pressurizados do tipo swirl, a dispersão é governada principalmente através de outras características do spray, como o ângulo de cone, tamanho médio da gota, distribuição de tamanho de gota e em menor escala, pelas propriedades físicas do líquido e o meio circunvizinho, sendo que em geral, os fatores que também aumentam o ângulo de cone de spray tendem a aumentar a dispersão do spray.

2.5.2 Penetração

É a máxima distância alcançada por um spray quando injetado em ar estagnado e é governado pelas magnitudes relativas entre duas forças contrárias: (1) a energia cinética do jato líquido inicial e (2) a resistência aero dinâmica do gás circunvizinho.

As primeiras gotas formadas cedem sua energia cinética para o gás circunvizinho que começa a se mover com o spray, oferecendo então menor resistência para as gotas seguintes que conseqüentemente penetram mais longe.

A penetração do spray conduz a introdução de combustível em regiões da câmara de combustão conforme as necessidades, como nas paredes, onde vórtices de ar quente estão presentes, ou ainda pode prejudicar quando a penetração inadequada resulta em uma mistura combustível-ar insatisfatória.

2.5.3 Padronização radial do líquido

É a medida quantitativa de distribuição radial do líquido injetado e geralmente é conhecida como padronização radial e mede a simetria volumétrica radial do fluido do spray baseada no eixo da folha líquida.

Um padrão radial típico consiste em um número de tubos orientados radialmente equidistantes da origem do spray.

O padronizador mostrado na Figura 2.5.1 consiste em 29 tubos de amostragem de seção transversal quadrada, espaçados $4,5^\circ$ separadamente em um arco (r) de 10 cm., montado debaixo do bocal de teste e cujo eixo deste bocal está localizado no centro de curvatura. O padronizador fica invertido para ficar completamente vazio. Com a taxa de fluxo ajustada nas condições de operação desejadas, gira-se o padronizador, posicionando os bocais para cima e conseqüentemente os tubos de amostragem comecem a se encher. Quando um dos tubos está

aproximadamente três-quartos cheio o fluxo líquido é suspenso e o padronizador é girado a aproximadamente 30° e uma chapa metálica é colocada sobre os tubos devido ao risco do líquido gotejar.

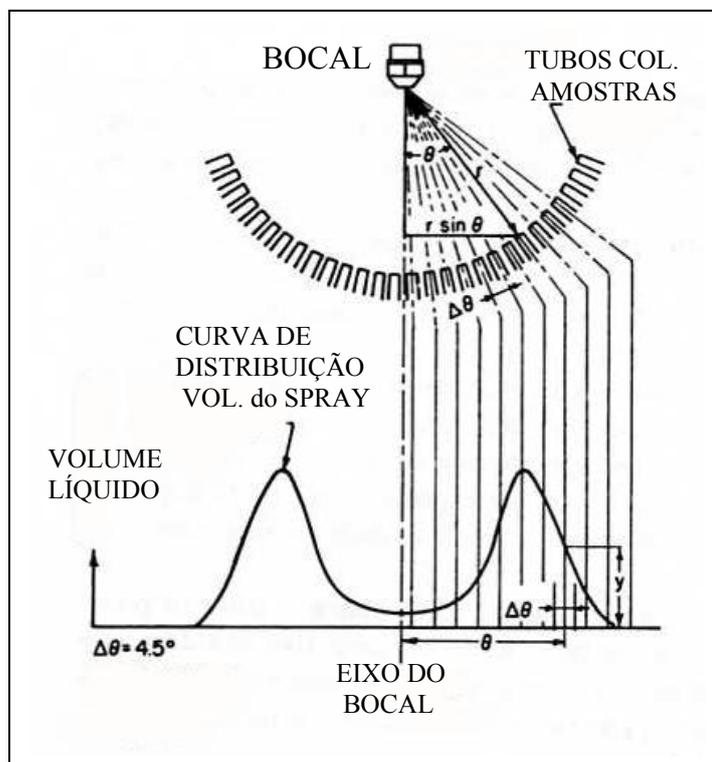


Figura 2.5.1 - Dispositivo e gráfico de distribuição radial volumétrica [2]

Mede-se o volume de líquido em cada tubo entre a localização do menisco e os traços no padronizador. São traçadas curvas de distribuição radial em um gráfico onde o volume do líquido está na ordenada e sua correspondente localização angular está na abscissa. Este tipo de marcação é útil para determinar como as mudanças nos parâmetros de operação afetam a taxa de fluxo de volume de líquido em locais individuais dentro o spray. Porém, não podem ser feitas comparações entre razões de fluxo de volume em diferentes posições angulares na mesma curva, pois cada tubo de amostra é do mesmo tamanho, assim, volumes específicos

estão sendo medidos. Como a distância dos tubos de amostragem do centro do spray aumenta, a proporção do spray medido tem que diminuir.

Para superar este problema, cada volume líquido é corrigido usando um fator de correção que representa o número total de tubos de amostra que seriam necessários para medir todo o líquido que cai a uma distância radial específica do eixo de bocal. O total de líquido no spray é calculado pela soma dos volumes líquidos corrigidos. A porcentagem do volume de spray total medido em cada local angular é determinado dividindo o volume corrigido pelo volume total. Uma nova curva de distribuição do líquido pode ser traçada então mostrando a relação entre a razão do fluxo de volume em diferentes posições angulares .

A padronização radial do líquido, não com base volumétrica, mas sim de acordo com os tamanhos de gotas produzidas, também é um parâmetro que serve para avaliação do spray com mostra a Figura 2.5.2, que além da distribuição radial dos tamanhos de gotas é feita de acordo com a distância da saída do bocal.

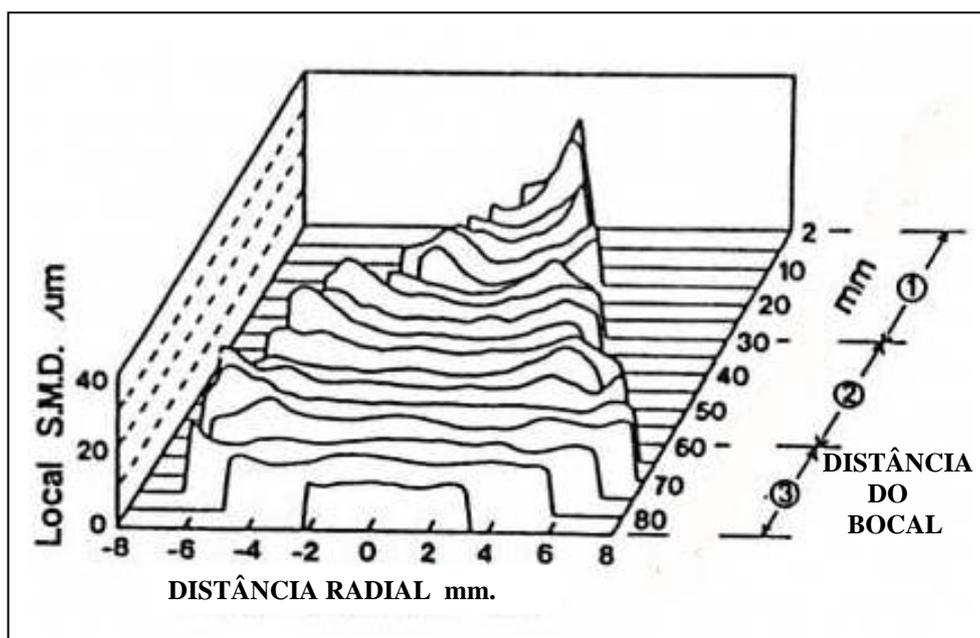


Figura 2.5.2 - Padronização radial do líquido conforme tamanho de gota [27]

2.5.4 Padronização circunferencial do líquido

É a medida quantitativa de distribuição líquida circunferencial, geralmente conhecida como padronização circunferencial e mede a simetria volumétrica circunferencial do fluido do spray baseada no eixo do cone vazio.

O bocal fica centrado sobre uma bandeja de coleta cilíndrica que é dividida em um número de setores moldados, normalmente 12, sendo que o fluido de cada setor escoava para um tubo de amostragem separado e que fica quase cheio durante o teste. O bocal fica disposto sobre o padronizador e é ajustado para variações no ângulo do cone garantindo que o spray inteiro será coletado.

O nível de fluido em cada tubo é medido e registrado e os valores são calculados para uma altura média. Os níveis dos tubos são normalizados contra a média, e o desvio padrão dos valores normalizados é calculado. O desvio padrão normalizado é indicativo da irregularidade circunferencial do spray do bocal.

De acordo com Tate [2], a relação de setor de mínimo /máximo varia apreciavelmente com o número total de setores empregado, que deve ser informado junto com os resultados, sendo que com menos setores o padronizador apresenta-se melhor.

A técnica do “relógio” do padronizador radial ao redor seu eixo para locais angulares diferentes, normalmente 15° ou $22,5^{\circ}$ separadamente, é menos conveniente e prolongado e fornece informação detalhada de distribuições líquidas radialmente e circunferencialmente.

Os melhores bocais testados por pesquisadores, exibiam simetria radial excelente e mais distribuições circunferências menores que 10%.

Trabalhos adicionais são necessários para determinar quais características geométricas nos projetos de bocais "pressure swirl" são necessários para garantir a uniformidade do spray. Isto poderia conduzir ao estabelecimento de procedimentos simples para alcançar a uniformidade.

A padronização circunferencial do líquido com base nos tamanhos de gotas produzidas também pode ser realizada da mesma forma que a radial.

2.5.5 Fatores que influenciam na padronização do spray

O bocal não deve ser inclinado em relação ao eixo do recipiente coletor, o qual deve ser centrado com precisão e localizado à distância apropriada.

Sprays a altas velocidades podem ser afetados pois espirram para fora da bandeja coletora.

O padrão simétrico provavelmente será pobre para baixas taxas de fluxo líquidas onde o spray não é desenvolvido completamente.

Em atomizadores simplex de cone oco, a padronização está ligada ao grau de excentricidade entre a câmara de vórtice e o orifício de descarga final [2]. A qualidade do bocal também é importante e a padronização do spray pode ser prejudicada pôr acabamento superficial ruim, imperfeições no orifício, obstruções ou contaminações nas passagens do fluxo, desalinhamentos que formam excentricidade nos componentes do bocal, e outras condições desfavoráveis. Para atomizadores do tipo airblast, a falta de simetria nas várias passagens de ar e “swirlers” também poderia ter um efeito adverso na padronização do spray.

2.5.6 Ângulo equivalente do Spray

Uma curva de distribuição radial pode ser reduzida um único valor numérico chamado de ângulo de spray equivalente [2], que é a soma de dois ângulos, $\Phi = \Phi_L + \Phi_R$, os quais são calculados usando a seguinte equação :

$$\Phi_L \text{ (ou } \Phi_R) = (\sum y \theta \Delta \theta \sin \theta) / (\sum y \Delta \theta \sin \theta) = (\sum y \theta \sin \theta) / (\sum y \sin \theta) \quad (2.5.1)$$

Onde L e R representam o grupo à esquerda e à direita da curva de distribuição líquida respectivamente, Φ são as localizações angulares dos tubos de amostras, $\Delta\theta$ é o ângulo entre os tubos de amostragem, e y é o volume líquido medido nos tubos correspondentes.

O significado físico do ângulo de spray equivalente é que Φ_L (ou Φ_R) é o valor de θ que corresponde à posição do centro de massa de um sistema material para o grupo da esquerda (ou direita) da curva de distribuição.

2.6 Distribuição dos tamanhos de gotas em spray

O spray pode ser considerado como um espectro de tamanhos de gotas distribuídas sob algum valor médio definido arbitrariamente, sendo que, além do tamanho médio da gota, outro parâmetro importante para a definição de um spray está na distribuição de tamanhos de gota que o spray contém.

2.6.1 Representação gráfica da distribuição de tamanhos de gotas.

Em um histograma de tamanho de gota, cada ordenada representa o número de gotas cuja dimensão esta entre os limites $D - \Delta D/2$ e $D + \Delta D/2$, onde ΔD é a faixa de diâmetro das gotas que subtraída e somada ao diâmetro nominal da gota fornece o limite inferior e superior.

Como nem sempre é possível contar o número de gotas, pode-se utilizar o volume (ou a área superficial) do spray que corresponde a uma gama de tamanhos de gota entre $D - \Delta D/2$ e $D + \Delta D/2$ e a distribuição resultante é inclinada à direita, como mostrado na Figura 2.6.1, devido ao efeito de pesagem das gotas maiores.

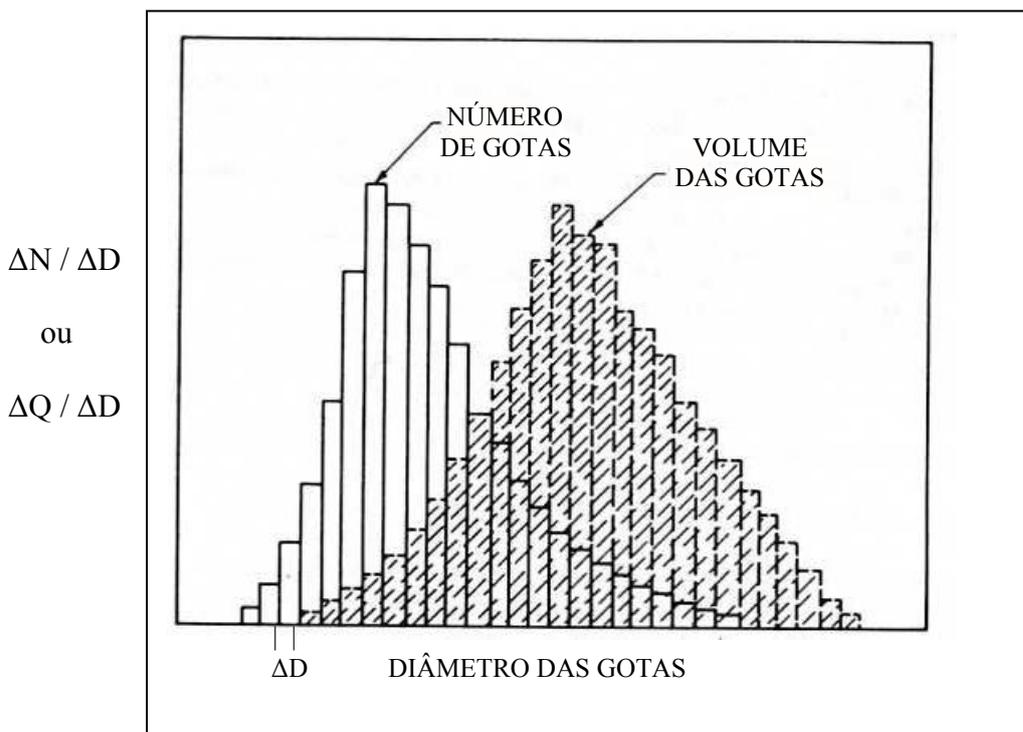


Figura 2.6.1 - Histograma de tamanho de gota baseado em número e volume [2]

O histograma assume a forma de uma curva de frequência para valores de ΔD pequeno e um número de amostras suficientemente grandes. Os valores das ordenadas podem ser de vários modos alternativos como o número de gotas com um determinado diâmetro. O número relativo ou fração do total, ou a fração do número total por classe de tamanho, sendo que neste caso a área sob a curva de distribuição de frequência, deve ser necessariamente igual a 1.0.

Inclusões nos planos de frequência podem ser feitos diretamente dos dados de distribuição dos tamanhos de gota traçando $\Delta N_i / N \Delta D_i$, por D ou $\Delta Q_i / Q \Delta D_i$, por D onde ΔN_i é o incremento de número dentro de ΔD_i e ΔQ_i é o incremento de volume dentro de ΔD_i .

$$\Delta Q_i = \Delta N_i \left(\frac{\pi}{6} \right) \left[0,5 (D_{i1} + D_{i2}) \right]^3 \quad (2.6.1)$$

onde D_{i1} e D_{i2} são os limites superior e inferior no ΔD_i (i nr) classes de tamanho de gota

Representações gráficas de distribuições cumulativas são registros gráficos da integral da curva de frequência e podem representar o percentual do número total de gotas no spray sob um determinado tamanho ou porcentagem da área superficial total ou volume de um spray contido em gotas abaixo um determinado tamanho e a configuração típica como mostrada na Figura 2.6.2, onde a ordenada pode ser a porcentagem de gotas por número, área superficial, ou volume, cujo diâmetro é menor do que um determinado diâmetro de gota.

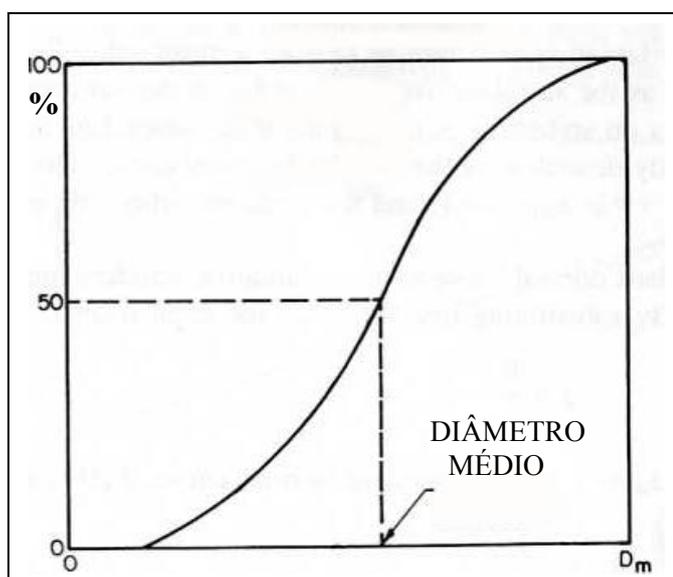


Figura 2.6.2 - Gráfico de distribuição cumulativa [2]

2.6.2 Funções matemáticas de distribuição

Como a representação gráfica de distribuição de tamanho de gota é trabalhosa e não representa fielmente os resultados experimentais, expressões matemáticas cujos parâmetros podem ser obtidos em um número limitado de medições de tamanho de gota, foram desenvolvidas e devem ter os seguintes atributos [2]:

- Promover um ajuste satisfatório aos dados de tamanho de gota.
- Permitir extrapolação dos tamanhos de gota fora da gama de valores medidos.
- Permitir um cálculo fácil (simplicidade matemática) de média e diâmetros de gota representativos e outro parâmetros de interesse.
- Facilidade de manipulação em computadores.
- Prover um meio de consolidar quantias grandes de dados.
- Fornecer alguma percepção dos mecanismos básicos envolvidos na atomização ou ainda, ter alguma consistência com os fenômenos físicos envolvidos.

Várias funções foram propostas devido à falta do mecanismo fundamental ou modelo no qual poderia ser construída uma teoria de distribuição de tamanho de gota. Foram baseadas em probabilidades ou considerações puramente empíricas, que permitem a representação matemática das distribuições de tamanhos de gotas medidas e incluem as distribuições normal, log normal, Nukiyama-Tanasawa, Roin-Rammler, e funções de limite superior. Como os mecanismos básicos envolvidos na atomização não são completamente entendidos e nenhuma única função de distribuição pode representar todos os dados de tamanho de gota, é normalmente necessário testar várias distribuições, para achar a melhor combinação para qualquer conjunto de dados.

2.6.2.1 Distribuição normal

Baseada na ocorrência aleatória de um determinado tamanho de gota, é simples no uso mas, sua aplicação é limitada a processos que são aleatórios na natureza e onde não há tendência específica. Normalmente é expressa em termos de uma função $f(D)$ de distribuição numérica, que fornece o número de partículas de um determinado diâmetro D e contém dados do desvio padrão S_n e da variância S_n^2 .

2.6.2.2 Distribuição log-normal

Baseada nas leis de distribuição Gaussiana ou normal, se o logaritmo do diâmetro da partícula é usado como a variável para representar distribuições de tamanho de partícula comuns na natureza. Também podem ser escritas para distribuições de superfície e volume.

2.6.3 Funções de distribuições empíricas

Como nas funções matemáticas de distribuição de tamanho de partícula, nenhuma das funções de distribuições empíricas é universalmente melhor que a outra, e sua escolha depende também em grande parte do mecanismo de desintegração envolvido, sendo que as mais usadas na análise e correlação de dados de tamanho de gota são :

2.6.3.1 Nukiyama e Tanasawa

É uma função matemática relativamente simples que contém quatro constantes independentes chamadas a , b , p , e q e descreve adequadamente uma distribuição.

2.6.3.2 Rosin-Rammler

É extensamente usada para distribuição de tamanho de gota e a descreve em termos de dois parâmetros X e q . O expoente q fornece uma medida da expansão dos tamanhos de gota.

Quanto maior, mais uniforme é o spray e quando q é infinito, as gotas no spray são todas do mesmo tamanho. Sua maior virtude é a simplicidade.

2.6.3.3 Rosin-Rammler modificado

Rizk e Lefebvre [2] avaliando um grande número de dados de tamanhos de gota produzidas em bocais pressurizados do tipo “swirl”, concluíram que a equação de Rosin-Rammler apresentava um deficiência para gotas maiores e escreveram uma equação na forma de distribuição de volume, que dá um ajuste muito melhor aos dados de tamanho de gota.

2.6.3.4 Função de limite superior

Mugele e Evans [2] propuseram a chamada “função limite superior” como sendo o melhor modo de representar a distribuição do tamanho da gota classificada no spray e que utiliza constantes empíricas que são determinadas de distribuições experimentais.

É uma forma modificada da equação de log de probabilidade que está baseada na função de distribuição normal, sendo que a equação de distribuição de volume é dada por :

$$dQ / dy = \delta \exp (- \delta^2 y^2 / \pi^{1/2}) \quad (2.6.1)$$

$$\text{onde } y = \ln (aD / D_m - D) \quad (2.6.2)$$

com y indo desde $-\alpha$ até $+\alpha$

D indo desde D_0 (mínimo diâmetro de gota) até D_m (máximo diâmetro de gota)

δ é o desvio padrão de y e conseqüentemente de D

O diâmetro médio de gota Sauter , ou SMD , é dado por

$$\text{SMD} = D_m / [1 + a \exp (1/4 \delta^2)] \quad (2.6.3)$$

A redução em δ implica em uma distribuição mais uniforme e esta função pressupõe um spray real com tamanhos de gota limitados entre um mínimo e um máximo.

2.6.4 Diâmetros médios

O conceito de diâmetro médio foi generalizado e padronizado por Mugele & Evans [2] e em muitos cálculos de transferência de massa e processos de fluxo é conveniente trabalhar só com média ou diâmetros médios, ao invés da completa distribuição de tamanho de gota .

A equação

$$D_{a,b} = [\sum N_i D_i^a / \sum N_i D_i^b]^{1/(a-b)} \quad (2.6.4)$$

$$V_i = N_i (4/3) \pi (D_i/2)^3 \quad (2.6.5)$$

$$N_i = 3 V_i / 4 \pi (D_i/2)^3 \quad (2.6.6)$$

onde a e b podem assumir qualquer valor corresponde ao efeito investigado, a soma de a + b é chamada de ordem do diâmetro médio, i representa o tamanho do campo considerado, N_i é o número de gotas na gama de tamanho i, D_i é o diâmetro médio da gama de tamanho i e V_i é o volume de líquido medido (da classe i) pela unidade de volume, portanto uma percentagem, Assim, por exemplo, D_{10} , é o valor linear médio de todas as gotas no spray D_{30} , é o diâmetro de uma gota cujo volume, se multiplicado pelo número de gotas, é igual ao volume total da amostra, e D_{32} , * (SMD) é o diâmetro médio da gota cuja proporção do volume pela área superficial é a mesma do spray total, onde no caso de uma gota de formato esférico :

$$\text{Volume da esfera : } V_{esf} = (4/3) \pi r^3 \quad \text{onde } r \text{ é o raio da esfera} \quad (2.6.7)$$

$$\text{Peso da esfera : } P_{esf} = V_{esf} \cdot \rho \quad \text{onde } \rho \text{ é a massa específica} \quad (2.6.8)$$

$$\text{Área da esfera : } A_{esf} = 4 \pi r^2 \quad (2.6.9)$$

2.6.5 Diâmetros representativos

É claramente importante distinguir entre o conceito de um diâmetro representativo e um diâmetro que forneça uma indicação de qualidade de atomização.

D_{32} ou SMD pode indicar corretamente e apropriadamente a “fineza” do spray do ponto de vista de combustão, onde muitas gotas pequenas são necessárias para promover altas taxas de evaporação iniciais para uma rápida ignição, pois tem significação especial para aplicações de transferência de calor e massa, mas como qualquer outro diâmetro representativo pode conduzir a conclusões errôneas sobre a delicadeza do spray.

2.6.6 Conclusões [2]

1. Dois sprays não são necessariamente similares, somente porque eles têm o mesmo diâmetro médio Sauter (SMD) ou a mesma media de massa (MMD), pois um único parâmetro simples não pode definir uma distribuição de tamanho de gota completamente.
2. Não há nenhuma correlação universal entre o diâmetro médio (ou diâmetro representativo) de um spray e sua distribuição de tamanho de gota pois são completamente independentes de um ao outro.
3. Diâmetros médios e diâmetros de representativos são diferentes por natureza. O MMD não é um diâmetro médio; é um diâmetro representativo. Em particular, MMD ($D_{0.5}$) não deveria ser confundido com o diâmetro médio de massa $D_{3,0}$.
4. Se a distribuição Rosin-Rammler é usada, a distribuição de tamanhos de gota em um spray é definida por dois parâmetros: um diâmetro representativo e uma medida da dispersão do tamanho de gota.
5. O fator de amplitude (span) relativa pode ser usada para indicar a dispersão (difusão) de tamanho de gotas em um spray .
6. O fator limite de dispersão pode ser usado para definir um significativo tamanho máximo de gota [2].

2.7 Tamanhos de gotas : medição e síntese dos fatores que influenciam no diâmetro

2.7.1 Introdução

Principais dificuldades para se medir tamanhos de gotas em sprays em diversos métodos :

- número muito grande de gotas em sprays.
- alta e variada velocidade das gotas no spray.
- extensa gama de tamanhos de gota encontradas na maioria dos sprays.
- mudanças do tamanho da gota com a evaporação e coalescência em função do tempo.

Ao escolher uma técnica para medição do tamanho de gota, estas dificuldades devem ser consideradas, além das seguintes características ideais:

- Não criar perturbação no processo de atomização ou no padrão do spray, como pode ocorrer com dispositivos invasivos para medir tamanhos de gota num fluído, causando um desvio nos tamanhos de gotas medidas.
- Ser capaz de medir uma gama de tamanho de gota pertinente ao processo de atomização.
- Ter a habilidade para medir distribuições espaciais e temporais, sendo esta última geralmente preferida, mas muitas técnicas ópticas só provêm distribuições espaciais.
- Fornecer um volume de amostra representativa, sendo que para obter precisão nas medidas de distribuição de tamanho, a amostra deve conter pelo menos 5000 gotas.
- Aceitar as variações nas propriedades dos líquidos e gás ambiente que forem necessárias durante o processo de atomização.
- Fornecer rapidamente a contagem das amostras e as médias.

2.7.2 Aspectos que influenciam na medição de tamanho de gota

Diversos aspectos devem ser considerados no sentido de garantir que a técnica de medição de tamanho de gota escolhida incorra o menos possível em erros que na prática já são conhecidos.

2.7.2.1. Amostragem espacial e temporal

Amostragem espacial : descreve a observação ou medida de gotas contadas dentro de um volume durante curtos intervalos de tempo como flash simples, fotografia de alta velocidade e holografia de laser.

Amostragem temporal: descreve a observação ou medida de gotas que atravessa uma área fixa durante um intervalo de tempo específico, com cada gota contada individualmente.

Sob certas circunstâncias, podem ser obtidas amostras que não são nem de espaço e nem de tempo, como a captação de gotas em um dispositivo que está se movendo.

2.7.2.2 Tamanho de amostra

Embora um spray contenha uma proporção maior de pequenas gotas do que grandes gotas, são estas poucas gotas grandes que predominam, determinando a média de diâmetro de gota do spray, então se uma amostra de gotas é verdadeiramente representativa como um todo do spray é de vital importância que as gotas grandes sejam incluídas.

2.7.2.3 Saturação de gotas

Ocorre quando o fluxo ou a quantidade de gotas excede a capacidade do instrumento ou método escolhido para classificar segundo o tamanho . Em métodos ópticos a presença de mais de uma partícula no caminho óptico será registrado como uma única gota de diâmetro

aparentemente grande, a menos que o instrumento esteja preparado para reconhecer e rejeitar partículas coincidentes.

2.7.2.4 Evaporação de gotas

Efeitos da evaporação são importantes na medida de sprays finos pois as gotas pequenas tem vida curta. Em um spray monodisperso a evaporação sempre reduz o tamanho de gota, mas se o spray contém uma gama extensa de tamanhos de gota inicialmente, então a evaporação pode produzir um aumento no diâmetro mediano de massa (MMD).

2.7.2.5 Coalescência de gotas

A coalescência de gotas ocorre ou não quando elas colidem e depende do diâmetro das gotas, das suas velocidades relativas, do ângulo de colisão, da densidade do spray e o tempo disponível para colisões, sendo provável que a coalescência aconteça em sprays densos quando amostras são colhidas a grandes distâncias da saída do atomizador.

2.7.2.6 Localização do ponto de coleta das amostras.

Dependendo da técnicas de medição empregada, mede-se todo o spray ou uma porção representativa dele.

Em atomizadores pressurizados do tipo swirl, as gotas maiores ficam situadas na parte externa do spray devido à sua inércia mais alta, assim sendo, medidas locais de distribuição de tamanho de gota podem estar erradas. Instrumentos que medem através de linha de visão média pelo spray completo, como por exemplo aquela amostra de gotas contidas dentro de um volume definido pela interseção de uma luz de laser e o spray, não é imune a estes erros.

Em geral, os padrões de spray produzidos pela maioria dos atomizadores práticos são tão complexos que medidas bastante precisas de distribuições de tamanho de gota podem ser

obtidas somente se a instrumentação é precisa e segura e procedimentos de redução de dados são combinados com uma avaliação sensata dos limites úteis de aplicação.

2.7.3 Métodos de medição de tamanhos de gotas.

São três as categorias principais: mecânico, elétrico, e óptico.

2.7.3.1 Métodos mecânicos

Recolhe-se uma amostra do spray para então observar ou fotografar as gotas, com a ajuda ou não de um microscópio.

2.7.3.1.1 Coleta de Gotas em dispositivos

Uma superfície sólida, como vidro, é coberta com uma camada apropriada, como fuligem, que é então exposta ao spray, ficando assim a impressão das gotas que são medidas por meio de um microscópio.

2.7.3.1.2 Coleta de Gotas em células

As gotas são coletadas em um objeto suspenso enquanto elas são contadas e medidas.

2.7.3.1.3 Técnica da cera fundida

Joyce [2] desenvolveu esta técnica com um alto estado de perfeição durante o período de 1940 a 1946 .A cera de parafina é aquecida a uma temperatura ideal acima de seu ponto de fusão, quando tem propriedades físicas próximas da querosene de aviação (densidade, 780 kg/m^3 ; tensão superficial , $0,027 \text{ kg/s}^2$, viscosidade cinemática $1,5 \times 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$) e é então injetada na atmosfera, esfriando e solidificando rapidamente. As gotas de cera solidificadas podem ser avaliadas e medidas com o auxílio de instrumentos ópticos como feito por Barbosa [31].

Como complemento pode-se realizar o teste de peneiramento granulométrico no qual as gotas de cera são separadas em grupos de diâmetros pertencentes a faixas pré estabelecidas, conforme as aberturas das malhas, que são então pesados para obter a fração de volume ou massa. A distribuição de volume cumulativo e diâmetro mediano de massa será medido diretamente e o elevado número de gotas em uma amostra torna o procedimento preciso.

Uma desvantagem desta técnica são mudanças nas propriedades físicas da gota de cera que esfria rapidamente após deixar o atomizador, de forma que os processos de formação e recombinação secundária podem não ser reproduzidos com precisão. Por esta razão o ar perto do bocal, i.e., na região onde o processo fundamental de atomização está acontecendo, deve ser aquecido à mesma temperatura da cera fundida .

2.7.3.1.4 Técnicas de congelamento de gotas

Uma extensão natural da técnica de cera fundida é solidificar as gotas por meio de congelamento assim que elas emergem do bocal para serem então peneiradas para separar em grupos de tamanho diferentes.

2.7.3.1.5 Impactos

Baseia-se no princípio que uma gota grande que se move a alta velocidade vá, por causa de seu impulso, bater um obstáculo colocado em seu caminho, considerando que pequenas gotas que viajam abaixo de certas velocidades seguirão a corrente de ar ao redor do obstáculo.

2.7.3.2 Métodos elétricos

Métodos elétricos geralmente confiam na detecção e análise de pulsos eletrônicos produzido por gotas para calcular suas distribuições de tamanho sendo que os principais são :

- método Wicks e Dukler [2]: que está baseado na contagem de pulsos produzidos por gotas que atravessam momentaneamente uma abertura entre duas agulhas afiadas, entre as quais há uma diferença de potencial.
- Técnica do arame eletricamente carregado : opera com o princípio de que, quando uma gota encontrar um arame carregado eletricamente ela remove uma quantidade de energia que depende de seu tamanho.
- Técnica do arame quente : quando uma gota líquida é presa a um arame aquecido, causa esfriando local do arame quando evapora e este fenômeno pode ser usado para obter os tamanhos e concentrações de gotas líquidas presentes em um fluxo de gás.

2.7.3.3 Métodos ópticos

Com imagem : fotografia de flash e holografia. Estão limitados na prática para classificação de gotas maiores que 5 μm . e têm a vantagem de permitir que as gotas sejam “vistas” como eles existem no ponto e no momento onde o conhecimento de seu tamanho é necessário, além do que erros que poderiam surgir, como coalescência ou evaporação das gotas depois da amostragem, são eliminados [2].

Sem imagem : aquele que mede o tamanho das gotas individualmente, um de cada vez, e aquele que mede um grande número de gotas simultaneamente. Para resultados precisos é importante saber o tamanho e a velocidade da gota, e nenhum instrumento que usa o método sem imagem pode prover o tamanho e a velocidade da gota.

2.7.3.3.1 Fotografia de alta velocidade

É uma das técnicas mais precisas e menos onerosas e normalmente envolve fotos tiradas com um pulso claro de intensidade e duração suficientes para produzir imagens precisas e nítidas, que serão utilizadas para contagem e classificação das gotas

Problemas como analisar as imagens fotográficas, trabalho manual tedioso e demorado, foco e sprays de alta densidade, são típicos deste processo

Fotografia a laser de duplo pulso e de alta ampliação tem a capacidade para medir tamanhos de gota e velocidades simultaneamente.

2.7.3.3.2 Imagens de televisão

O analisador de televisão desenvolvido pela Parker-Hannifin [2] atenuou os problemas de processamento de dados associados com métodos fotográficos e foi usado para estudar detalhadamente as características dos sprays de atomizadores pressurizados do tipo swirl e atomizadores airblast sendo considerado preciso dentro do SMD variando de 80 a 200 μm .

2.7.3.3.3 Holografia

Tem a vantagem de permitir capturar uma região mais profunda no spray, o que nos métodos fotográficos é mais limitada. O holograma oferece uma imagem tridimensional completa do spray no qual gotas de 5 μ são claramente visíveis. O holograma pode ser iluminado então com um feixe de luz coerente para produzir uma imagem estacionária de todas as gotas nos seus locais relativos corretos dentro espaço. Assim é um processo de imagem de dois passos pois captura de forma permanente o tamanho e local de um sistema em movimento de gotas e então produz uma imagem tridimensional estacionária de todas as gotas contidas dentro do volume de amostra, que pode ser estudada posteriormente sem pressa.

Em princípio, não requer nenhuma calibração e a precisão do método é fundamentalmente fixada pelo comprimento de onda de luz, conseqüentemente, teoricamente, aproximadamente 2- μm de resolução pode ser obtida.

A desvantagem principal do método é que sua aplicação é limitada a sprays diluídos [2].

2.7.3.3.4 Contadores de partícula única

Uma única partícula que atravessa um feixe de laser é focalizada. Obtém tamanho e distribuição de velocidade diretamente, que estão baseadas em medidas de gotas individuais e não requerem o uso de funções de distribuição, além de executar as medições de forma não intrusiva com alta resolução sob uma grande gama de tamanhos .

2.7.3.3.5 Laser

O velocímetro a laser de Doppler (LDV) permite a medição das partículas que estão no fluxo no momento em que passa pelo feixe de luz como mostrado na Figura 2.7.1.

Um feixe de luz laser é dividido em dois feixes de luz coerentes de igual intensidade e polarização paralela que são então orientados de forma a se cruzarem, formando a região de controle por onde passa o spray de gotas a serem medidas, e espalham a luz que é recebida pelo esquema óptico coletor que está em um ângulo de 30° e envia as imagens da região de controle para a abertura do fotomultiplicador ou pinhola onde os sinais das gotas são registrados

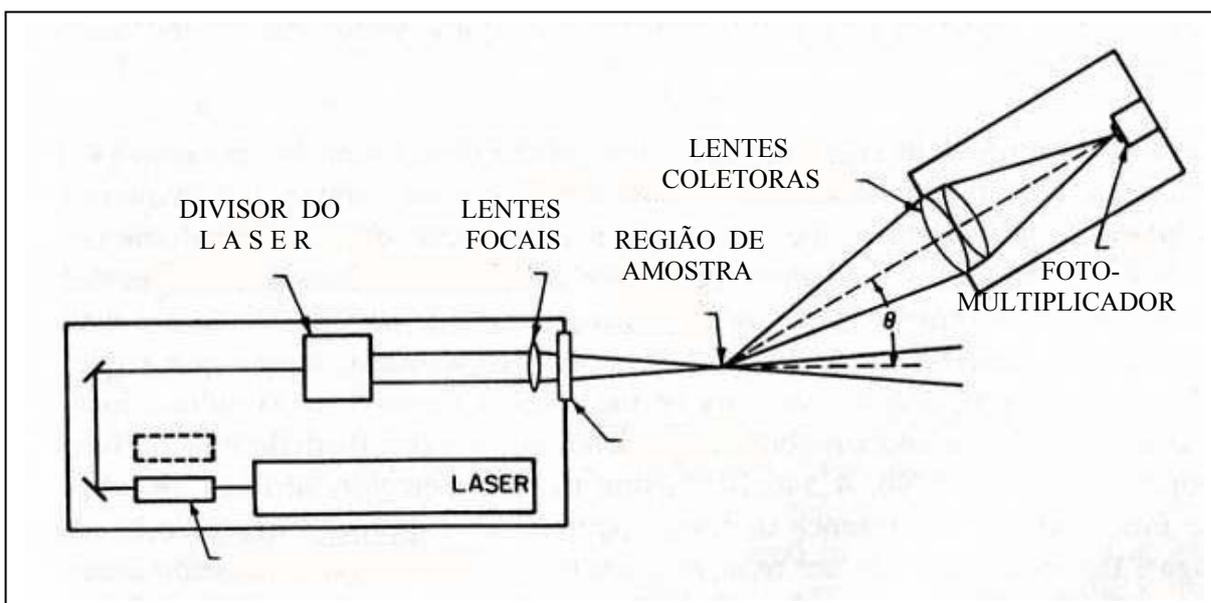


Figura 2.7.1 - Sistema a laser para verificação de tamanhos de gotas [2]

A medida de tamanho e velocidade da gota está baseada na observação da luz espalhada por gotas passando através da região de interseção de dois feixes de lasers que espalham luz produzindo informações, conforme a Figura (2.7.2)

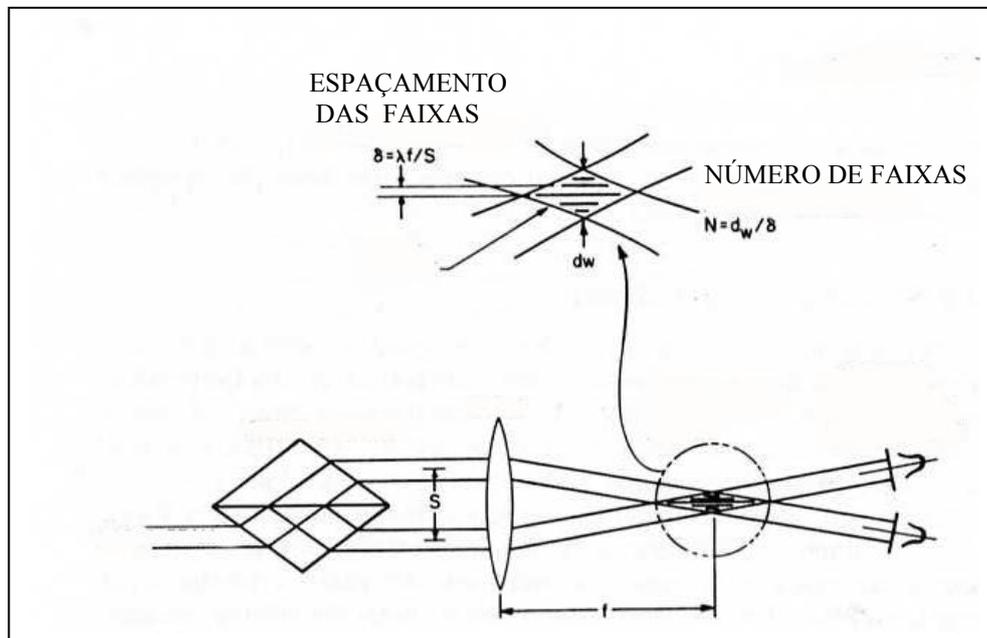


Figura 2.7.2 - Volume de amostra do sistema a laser [2].

A velocidade U da gota é calculada como na equação (2.7.1), sendo que na prática, um único feixe de laser é dividido em dois feixes coerentes e de igual intensidade e polarização paralela.

$$U = \lambda f_D / 2 \sin (\theta / 2) \quad (2.7.1)$$

onde λ é o comprimento de onda da luz de laser, f_D é a frequência de Doppler e $\theta / 2$ é a metade do ângulo de intersecção do feixe de laser.

A modulação relativa, visibilidade, do sinal espalhado, definida na equação (2.7.3), contém as informações de tamanho e é mostrada na Figura 9.6, que também define I_{\max} e I_{\min}

$$\text{Visibilidade} = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \quad (2.7.2)$$

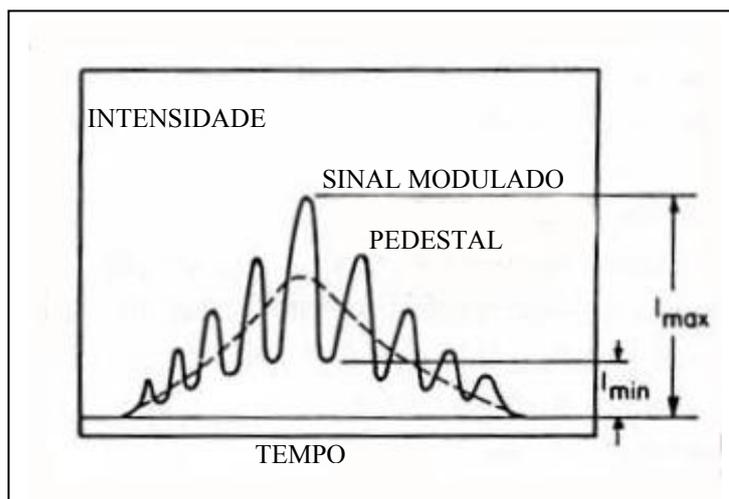


Figura 2.7.3 - Sinal Doppler [2]

Variações nos tamanhos das partículas influenciam o espaçamento das faixas e espalham luz em mais de uma faixa por vez reduzindo o sinal de modulação notável ou visibilidade .

A superposição da luz espalhada para partículas muito maiores que o comprimento de onda da luz pode ser descrita pela teoria de difração de Fraunhofer ou mais precisamente, por partículas esféricas de tamanho arbitrário, pela teoria de Lorenz-Mie. A relativa sobreposição da intensidade da luz espalhada, determina a visibilidade relativa do padrão de franja da interferência espalhada, como em partículas maiores que espalham luz que é mais estreitamente distribuída, produzindo consequentemente menos intensidade sobreposta para um determinado ângulo de interseção dos feixes.

Para permitir que gotas grandes no ordem de 100 μm de diâmetro fossem medidas, o mecanismo de espalhamento de luz usado foi aprimorado considerando a luz espalhada pela reflexão e refração como um meio mais seguro de classificar partículas esféricas grandes, segundo o tamanho que requerem o uso de grandes detectores fora do eixo que tem também a vantagem de controlar ambientes de alta densidade e de reduzir o tamanho do volume de amostra.

Para evitar a detecção da luz espalhada por difração e detectar a luz espalhada predominantemente pelo mecanismo de refração é usado um ângulo 30° fora do eixo óptico dianteiro e ortogonal ao plano dos dois feixes, cujos diâmetros exigidos e comprimento do volume de amostra estão significativamente reduzidos e mais precisamente definidos pela detecção fora do eixo. Usando luz refratada ou refletida obtêm-se boa sensibilidade de diâmetros de gotas entre 5 e 300 μm usando configurações ópticas permitindo discretos passos na medição.

Interferômetro para medição de tamanho de gota incorporado a um velocímetro a laser e um sistema de interferômetro com coleta fora do eixo inclui duas unidades essenciais: o transmissor e o receptor. A ótica do transmissor define o espaçamento de franja (determinado pelo ângulo de interseção dos feixes de laser) e a posição do volume de amostra. A ótica receptora coleta a luz espalhada de gotas que se movem através do volume de amostra como mostrado no sistema da Figura 9.8 onde o ângulo de coleta θ é de 30° . Uma lente coletora é usada para coletar as imagens do volume de amostra na abertura do fotomultiplicador ou pinhola, onde os sinais das gotas são registrados. Os componentes eletrônicos consistem de um processador de visibilidade que é usado para processar os sinais de entrada o qual consiste de sinais Doppler sobreposto em pedestais Gaussianos como ilustrado na Fig. 9.6. O processador separa o componente Doppler do componente pedestal, integra as áreas abaixo dos respectivos sinais, e divide o resultado para produzir o sinal visibilidade mensurável. O tamanho de gota é determinado do sinal visibilidade, i.e., a magnitude da relação entre o componente Doppler e o componente do pedestal, e a velocidade é determinada pela frequência Doppler.

O excesso no tamanho da gota medida pode ocorrer em sprays densos devido a redução na visibilidade da franja e também devido ao mascaramento do sinal de gotas fora de foco pela pinhola ou pela resposta do processador de visibilidade para um sinal com elevação

correta[2]. Spectron estendeu a capacidade de seu interferometro para medição de tamanho de gota incluindo a amplitude da luz espalhada além da visibilidade [2].

Uma correlação entre o tamanho medido da gota e a quantidade de luz espalhada (teoria de Mie) é usada para eliminar sinais que indicam o tamanho errado, sendo que esta técnica de validação de intensidade está baseada no fato de gotas que produzem uma certa visibilidade tem que ter um determinado tamanho, e por conseguinte elas têm que espalhar luz com uma determinada intensidade sendo então fixados limites para toda a visibilidade medida [2]

Assim, gotas com visibilidades erradas, devido ao bloqueio do feixe que causa um distúrbio no volume de controle, espalharão luz com uma intensidade baixa que pertence ao tamanho aparente da gota assim como também gotas cruzando o volume de controle no ponto de menor intensidade (o resto da intensidade de perfil Gaussiana) terão a visibilidade correta mas espalharão luz com intensidade diferente.

É fato que a mudança no índice de refração faz com que as gotas funcionem como pequenas lentes, concentrando iluminação em algumas regiões e reduzindo em outras[27].

O princípio básico da difração Fraunhöffer é o de que, quanto menor o tamanho da partícula, maior o ângulo de difração de um feixe luminoso que atravessa uma população de partículas. Calcula uma estatística de distribuição de tamanho dessa população de partículas e não mede partículas individuais. Sua faixa ideal de utilização é $5\mu\text{m}$ a $600\mu\text{m}$ e medidas abaixo de $1\mu\text{m}$ são bastante difíceis, pois a equação de Fraunhöffer é uma simplificação da equação de Mie, válida para partículas muito maiores do que o comprimento de onda da luz utilizada (600 a 650 nm, na maioria dos equipamentos comerciais). Abaixo de $5\mu\text{m}$, é necessário considerar o índice de refração e de extinção das partículas e utiliza-se a equação de Mie para se obter resultados quantitativos confiáveis.

Suas principais vantagens são : fácil de usar, boa flexibilidade de introdução da amostra, e medição rápida

Suas principais desvantagens são : baixa resolução, baixa veracidade para distribuições complexas e necessidade de manipulação extensiva de dados tendo que se fazer algumas hipóteses sobre a distribuição e não operar em meios opacos ou espalhantes de luz.

Baseada nas equações de Mie e Raleigh, o espalhamento dinâmico de luz, calcula uma estatística de distribuição de tamanho de uma população de partículas e não mede partículas individuais. Ideal para látexes, lipossomas, nanoemulsões e outros materiais onde a distribuição de tamanho é bastante estreita. Faixa ideal de utilização: 5nm a 1 μ m. Suas principais vantagens são: fácil de usar, medição rápida nas condições ideais, preço moderado e possibilidade de incorporar medida de potencial zeta no mesmo aparelho.

Suas principais desvantagens são: baixa resolução, baixa veracidade para distribuições complexas (necessita manipulação extensiva de dados e partículas maiores predominam exageradamente na distribuição), extremamente lenta acima de 1 μ m ou para distribuições complexas e não opera em meios opacos ou espalhantes de luz.

2.7.4 Influencia de fatores diversos sobre o diâmetro médio de gota Sauter.

2.7.4.1 Introdução

As mais importantes propriedades de spray são : tamanho de gota médio, distribuição de tamanho de gota, padronização radial e circunferencial, densidade de número de gotícula, ângulo de cone, e penetração. A qualidade ou a fineza de um processo de atomização normalmente é descrito em termos de um tamanho de gota médio. Estão disponíveis várias definições de tamanho de gota médio (veja Capítulo 3) dos quais o amplamente usado é o diâmetro médio Sauter , que representa a relação de volume/superfície do spray. Esta definição de tamanho de gota médio tem significação especial para aplicações de

transferência de calor e massa, como no spray que seca e a combustão de sprays de combustíveis líquidos.

Infelizmente, os processos físicos envolvidos na atomização não são contudo suficientemente bem entendidos para os diâmetros médios serem expressos em termos de equações derivadas de seus princípios básicos. O caso mais simples do colapso de um jato líquido tem sido estudado teoricamente por mais de cem anos, mas os resultados destes estudos não têm predito as características de spray a um nível satisfatório de precisão. A situação com respeito aos sprays complexos produzidos pelos tipos de atomizadores mais sofisticados é, compreensivelmente, até pior. Como estrutura física e dinâmica de um spray são o resultado de muitos mecanismos complexamente entrelaçados, nenhum dos quais sendo completamente compreendido. Não é de se surpreender que tratamentos matemáticos da atomização são um desafio ao desenvolvimento futuro. Em consequência, a maioria das investigações nas distribuições de tamanho de gota produzidas na atomização têm, necessariamente, sido empíricas por natureza. Não obstante, elas renderam um conjunto considerável de informações úteis das quais um número de conclusões gerais dos efeitos das propriedades líquidas, propriedades do gás, e dimensões do injetor, podem esboçar as dimensões em tamanho de gota de média.

As propriedades de um líquido mais relevantes na atomização são a tensão superficial, viscosidade, e densidade. Para um líquido injetado em um meio gasoso, a única propriedade termodinâmica geralmente considerada importante é a densidade do gás.

As variáveis importantes do fluxo de líquido são a velocidade do jato líquido ou folha e a turbulência no fluxo líquido. As variáveis do fluxo de gás a serem consideradas são a velocidade absoluta e a velocidade relativa entre o gás e o líquido. A importância deste parâmetro é relativa, desde que o campo de velocidade momentâneo na região de atomização não pode ser determinado com precisão. Até mesmo quando o líquido é injetado no ar parado,

a velocidade de ar adjacente ao spray pode atingir altos valores devido ao impulso de transferência de momento do líquido para ar circunvizinho [1].

As características de turbulência do ar ou gás, também podem influenciar na atomização, mas nenhum estudo sistemático deste efeito foi ainda empreendido.

Para injetores de orifício plano, as variáveis geométricas fundamentais são o comprimento do orifício e o diâmetro. O diâmetro final do orifício também é de fundamental importância nos atomizadores do tipo swirl.

A ausência de qualquer tratamento teórico geral do processo de atomização conduziu à evolução de equações empíricas para expressar a relação entre o tamanho de gota média em um spray e as variáveis das propriedades líquidas, propriedades do gás, condições de fluxo e dimensões de atomizador. Muitas das equações de tamanho de gota publicadas na literatura são de valor um pouco duvidoso. Em alguns casos estão baseadas em dados obtidos usando técnicas experimentais que não são consideradas válidas. Com outras equações, a inserção de valores apropriados do gás e do líquido, rendem valores improváveis de SMD. As equações selecionadas para inclusão neste capítulo são consideradas as melhores disponíveis para cálculos de engenharia de tamanhos de gota média para os tipos de atomizadores descritos anteriormente.

2.7.4.2 Atomizador de orifício plano

Em atomizadores de orifício plano, a desintegração do jato em gotas é promovida por um aumento na velocidade do fluxo, que aumenta o nível de turbulência do jato assim como as forças de arraste aerodinâmico exercidas pelo meio circunvizinho. O contrário ocorre com o aumento da viscosidade do líquido que retarda o começo da atomização, resistindo ao colapso dos ligamentos. Merrington e Richardson's [2] experimentaram em sprays injetados de um orifício circular plano em ar parado, a seguinte expressão para tamanho de gota média:

$$\text{SMD} = (500 d_0^{1,2} \nu_L^{0,2}) / U_L \quad (2.7.3)$$

Onde d_0 é o diâmetro do orifício de descarga (m), ν_L é a viscosidades cinemática (m^2/s) e U_L velocidade do líquido (m/s)

A maioria da pesquisa realizada em atomizadores de orifício plano foi dirigida para os tipos de injetores empregados em ignição de compressão de máquinas a diesel.

Giffen e Lamb [5] concluíram dos estudos sobre os efeitos da densidade do gás ambiente na distribuição do tamanho de gota que:

1. A fineza e uniformidade de um spray são melhoradas por um aumento na densidade do gás, mas as taxas de melhoria diminuem para altas densidades de gás .
2. A densidade do gás parece exercer pequeno efeito no tamanho mínimo da gota no spray.
3. O tamanho de gota de máximo é reduzido para densidades de gás mais altas de acordo com o relação $D_{\max} \propto \rho_G^{-0,2}$.
4. A melhoria na atomização com aumento na densidade do gás é devida principalmente a uma redução no número de gotas grandes e provavelmente é causada através de sub-divisão destas gotas grandes.

Em 1955 Miesse [6] publicou sua análise dos resultados dos estudos teóricos e experimentais na desintegração de jatos líquidos. Sua equação que melhor correlaciona os dados experimentais disponíveis é :

$$D_{0,999} = d_0 \text{We}_L^{0,333} (23,5 + 0,000395 \text{Re}_L) \quad (2.7.4)$$

Ao mesmo tempo, Tanasawa e Toyoda [7] propuseram a seguinte equação:

$$\text{SMD} = 47 d_0 U_L^{-1} (\sigma / \rho_G)^{0,25} [1 + 331 \mu_L / (\rho_L \sigma d_0)^{0,5}] \quad (2.7.5)$$

2.7.4.3 Atomizadores pressurizados de tipo “swirl”

Por causa de sua extensa gama de aplicações, o atomizador do tipo “swirl” pressurizado atraiu a atenção de muitos pesquisadores e foi o assunto de consideráveis estudos teóricos e experimentais. Porém, apesar destes esforços, nosso conhecimento destes atomizadores ainda é insatisfatório. Os fenômenos não são bem compreendidos, os dados disponíveis e correlações são de validade questionável, e há pouco consenso entre os vários pesquisadores sobre o relacionamento exato entre propriedades dos líquidos, dimensões do bocal, e tamanho de gota média. Esta situação insatisfatória tem várias causas: a grande complexidade do processo atomização, diferenças no projeto, tamanho, e condições operacionais dos bocais testados e as inexactidões e limitações associadas com as técnicas de medida de tamanho de gota .

A maioria dos estudos concentrou-se em atomizadores do tipo “swirl” pressurizado, em pequena escala, usados em turbinas a gás de aeronaves.

Os fatores principais que governam a qualidade de atomização de atomizadores do tipo “swirl” pressurizado são as propriedades líquidas, as propriedades físicas do ar ou gás no qual o líquido é injetado, a pressão de injeção do líquido, e o tamanho do atomizador como indicado por seu número de fluxo.

2.7.4.4 Propriedades dos fluidos.

As propriedades líquidas de maior importância são : tensão superficial e viscosidade. Na prática, a influência da tensão superficial é diminuída pois a maioria dos combustíveis comerciais apresentam pequenas diferenças nesta propriedade. Isto também é válido para a densidade. A viscosidade influencia a qualidade da atomização .

2.7.4.4.1 Tensão superficial.

Simmons e Harding [11] estudaram a diferença de desempenho nos atomizadores usando água e querosene em seis bocais de combustíveis do tipo simplex. Este dois líquidos têm

virtualmente a mesma viscosidade e uma diferença de 30% na densidade, mas a tensão de superficial de água é 3 vezes mais alta. Assim, de acordo com Simmons e Harding, qualquer diferença significativa no SMD deve ser devido a diferenças na tensão superficial ao invés da densidade.

Resultados obtidos por Kennedy [12], que usou bocais “simplex”, que se caracterizam por ter número de fluxo mais alto, mostraram uma dependência maior de SMD da tensão superficial σ . Porém, Jones [10] estudando bocais com alto número de fluxo chegou a valores para a de 0,25. Isto é razoavelmente próximo ao resultado de Simmons's e é idêntico ao valor derivado por Lefebvre [13] de análise dimensional de dados publicados em SMD.

Wang e Lefebvre [14] usaram dois bocais simplex de números de fluxo diferentes, para examinar a influência da tensão superficial no SMD. Eles compararam os resultados obtidos com água e óleo diesel e fizeram um pequeno ajuste aos dados do diesel, usando a equação abaixo para compensar a viscosidade mais alta do óleo diesel :

$$\text{SMD} \propto \mu_L^b \quad (2.7.6)$$

Da análise dos resultados, os valores de SMD mais altos exibidos pela água, comparados com óleo diesel, são devido à tensão superficial mais alta de água e indicam um valor para $a \approx 0,25$. Os mais recentes estudos experimentais sugerem um valor para a ao redor 0.25.

2.7.4.4.2 Viscosidade.

Dados publicados no efeito da viscosidade no tamanho de gota média normalmente são expressos na forma :

$$\text{SMD} \propto \mu_L^b \quad (2.7.7)$$

Valores para b de 0,16 ; 0,20 ; 0,118 ; 0,16 ; 0,06 e 0,215 foram obtidos por diversos pesquisadores. Wang e Lefebvre [14] misturaram óleo diesel com polibutano, em concentrações diferentes, para alcançar uma extensiva gama de viscosidades. Seus resultados

mostram o efeito adverso do aumento da viscosidade do líquido na qualidade da atomização e parece ter menos efeito no SMD para bocais de mais baixo ângulo de cone do spray. Concluíram também que a dependência do SMD da viscosidade diminui com o aumento do número de fluxo

2.7.4.4.3 Taxa de fluxo do líquido.

Todos os dados mostram que aumentos de tamanhos de gota média ocorrem a taxas de fluxo mais altas. Usando três atomizadores semelhantes com números de fluxo diferente, foi possível estudar que a influência de taxa de fluxo no tamanho de gota média, mantendo constante outro número de fluxo ou a pressão diferencial do bocal. Para um determinado número de fluxo, a experiência mostra que o tamanho da gota média declina com o aumento da taxa de fluxo com aumento em taxa de fluxo. Isto ocorre devido ao aumento da pressão diferencial de injeção que acompanha o aumento da taxa de fluxo. Se a pressão diferencial é mantida constante, a taxa de fluxo só pode ser elevada aumentando o número de fluxo, i.e., trocando o bocal por um maior. Isto prejudica a qualidade da atomização, especialmente a baixas pressões de injeção.

2.7.4.4.4 Número de fluxo.

Experiências mostram que um aumento no número de fluxo produz um spray mais grosso. Porém, a influência do número de fluxo diminui com o aumento na pressão diferencial do líquido, chegando a ser muito pequena a pressões diferenciais ao redor 2 MPa (290 psid). Experiências revelam que o efeito da redução no número de fluxo, o qual sempre conduz a uma atomização melhor, é muito menor para o líquido de viscosidade mais alta.

2.7.4.4.5 Diferencial de pressão do bocal.

Aumento na pressão diferencial do bocal faz com que o líquido seja descarregado do bocal a uma velocidade mais alta, o que promove um spray melhor e pode ser expresso quantitativamente como :

$$\text{SMD} \propto \Delta P_L^d \quad (2.7.8)$$

2.7.4.5 Propriedades do ar.

As duas propriedades do ar de maior interesse são : pressão e temperatura. São considerados fundamentalmente só como componentes de densidade.

2.7.4.5.1 Pressão

De Corso [22] usando um combustível de propriedades físicas semelhantes ao óleo diesel mediu um aumento no tamanho da gota indo de 0,1 MPa (14,5 psia) até 0,79 MPa (114,5 psia). De acordo com De Corso “uma continua diminuição no tamanho da gota com aumento em pressão ambiente seria esperado, uma vez que a força de arraste em uma gota aumenta com aumento da densidade”.

Assim como elevações da pressão ambiente, uma diminuição no tamanho de gota crítico seria esperada , isso é, o tamanho máximo que pode resistir ao colapso, como indicado por Hinze [23] e Pista [24].” De Corso atribuiu sua observação atual de aumento no tamanho da gota ao aumento da coalescência das gotas do spray quando aumenta a pressão ambiente . Trabalhos prévios feitos por De Corso e Kemeny [25] mostraram uma redução no ângulo do cone do spray com o aumento na pressão ambiente, devido à ação de correntes de gás induzidas, as quais tendem a promover o colapso do spray em um pequeno volume promovendo assim mais condições para coalescência.

Neya e Sate [26] também examinaram a influência da pressão do ar ambiente no tamanho de gota médio e no ângulo do cone do spray. Usando água como fluido de teste, eles obtiveram resultados semelhantes aos de De Corso e Kemeny [25] com respeito à contração do ângulo do cone do spray com o aumento da pressão do ar. Em uma faixa de pressão variando de 0,1 até 0,5 MPa (1 a 5 atm) eles observaram uma elevação no SMD com aumento em P_A ($SMD \propto P_A^{0,27}$).

Neya e Sato [2] também se basearam na coalescência das gotas para explicar este aumento no SMD com P_A , mas eles afirmaram isso sob certas condições, como um fator adicional, e que dever ser considerado uma mudança no processo de atomização. Baseado na ruptura instantânea do spray, eles concluíram que a ondulação da folha líquida inicial é intensificada com P_A crescente, e o comprimento de colapso de folha é encurtada.

Rizk e Lefebvre [27] também observaram um declínio na qualidade do spray com o aumento em P_A . A explicação deles para este resultado foi que a contração do ângulo do spray reduz o volume de ar que interage com o spray. Consequentemente, as forças de arraste aerodinâmico criadas pelo spray induzem uma aceleração mais rápida deste volume de ar menor na direção do movimento do spray, reduzindo assim a velocidade relativa entre as gotas e o ar que as cerca. Como o tamanho de gota média é inversamente proporcional a esta velocidade relativa, o efeito de uma redução do ângulo spray é aumentar o tamanho da gota média.

Em um recente estudo da influência da pressão do ar no tamanho da gota média, Wang e Lefebvre [28] utilizaram líquidos de viscosidades diferentes para passar por vários bocais simplex que têm vários valores de ângulo de cone de spray e número de fluxo.

Os resultados mostram que para bocais de alto número de fluxo, o SMD sobe abruptamente com aumento em P_A , até um valor máximo ao redor de 0,4 MPa (4 atm). Para bocais de baixo número de fluxo, o aumento inicial de SMD com P_A também é bastante acentuado até uma

pressão de ar de ao redor 0,4 MPa.), além deste ponto qualquer aumento em P_A faz o SMD declinar menos ainda que para altos números de fluxo.

Os níveis de SMD gerais são muito mais altos, mas em todos os casos o SMD sobe novamente com P_A , enquanto alcançando valores de máximo ao redor 0,3 MPa. Posteriores aumentos em P , sobre 0,3 MPa faz a qualidade da atomização melhorar apreciavelmente.

A característica mais importante destes resultados é o aumento do SMD com o aumento da pressão ambiente até um valor máximo e então declina com qualquer aumento na pressão. Possíveis explicações para a elevação inicial observada em SMD com aumento em P_A incluem: (1) redução no ângulo do spray [25, 26, 29] que promove a coalescência das gotas e também aumentos na proporção de gotas grandes no lote de amostra do spray coletada, e (2) redução no comprimento de colapso da folha, de forma que gotas são formadas de uma folha mais grossa inicialmente e conseqüentemente maior.

As forças que se opõem à atomização são predominantes a baixas pressões e o SMD sobe com o aumento em P_A . Com aumento contínuo em P_A , a contração do ângulo do spray que é inicialmente bastante acentuado, começa diminuir e eventualmente se torna zero. Isto permite que as forças de desintegração tornem-se dominantes, de forma que qualquer aumento adicional em P_A sobre o valor crítico, causa declínio no SMD. Assim, quando são registrados valores de SMD em função de P_A , observa-se que SMD sobe até um valor máximo e então cai mais lentamente a seguir com aumento adicional em P_A . Durante este último estágio a variação de SMD com P_A corresponde à relação $SMD \propto P_A^{-0,25}$.

2.7.4.5.2 Temperatura

Abou-Ellail et al [21] estudaram os efeitos da temperatura do ar ambiente no tamanho de gota médio. Os resultados deles são interessantes porque são contrários ao que poderia ser esperado de considerações puramente teóricas. Como um aumento na temperatura do ar

diminui o número Weber, seria esperado que a desintegração fosse impedida e desse origem a gotas maiores. Porém, estes pesquisadores verificaram que os tamanhos das gotas diminuíram com o aumento da temperatura do ar de acordo com a relação $SMD \propto T_A^{-0,56}$.

Entretanto não indicaram se as linhas de abastecimento e o bocal do spray foram resfriados para manter o líquido a uma temperatura constante. Como Dodge e Biaglow mostraram, se a temperatura do líquido aumentar com a temperatura do ar, a distribuição de tamanho de gota será menor. Os resultados obtidos por Dodge e Biaglow [17] com determinados combustíveis, não mostraram nenhum efeito da temperatura do ar no SMD.

2.7.4.6 Dimensões de atomizador.

Considera-se como sendo a dimensão de maior importância para atomização a espessura da folha líquida quando deixa o final do orifício [13]. Teóricos [30-32] prevêem, e experimentos confirmam, que o tamanho da gota média é aproximadamente proporcional à raiz quadrada da espessura da folha líquida. Assim, mantendo constantes os outros parâmetros fundamentais que são conhecidos por afetar a atomização, um aumento no tamanho do atomizador reduzirá a qualidade da atomização de acordo com a relação $SMD \propto d_0^{0,5}$. Embora esta relação seja geralmente apoiada por resultados da análise dimensional, a influência do tamanho do atomizador não tem sido contudo sujeita a investigação sistemática. Porém, o tamanho bocal geralmente é relacionado próximo ao número de fluxo do bocal e está bem definido que o aumento no número de fluxo produz uma atomização mais grossa.

2.7.4.6.1 Relação entre o comprimento e o diâmetro da câmara de vórtice do “swirl”.

O efeito desta relação foi estudado por Elkotb et al [33] como parte de pesquisa dos efeitos da geometria do atomizador do tipo swirl no tamanho da gota do spray. Resultados do efeito de L_S / D_S , em distribuições de tamanho de gota, mostram que a qualidade da atomização

melhora inicialmente com um aumento da relação L_S / D_S , devido à contribuição do comprimento maior, para eliminar os estriamentos de fluxo causados pelo número finito de portas de vórtice.

Porém, uma vez que estes estriamentos de fluxo terminam, o efeito do comprimento adicional aumenta as perdas de energia com prejuízo à atomização. Assim, espera-se uma relação L_S/D_S ótima e os resultados mostram que este valor ótimo está ao redor de 2,75 [33].

2.7.4.6.2 Relação entre o comprimento e o diâmetro do orifício final do swirl.

Os resultados obtidos por Elkotb et al sobre o efeito de l_0/d_0 , mantendo constante outros valores mostram que o SMD diminuiu continuamente na faixa de 2,82 a 0,4. Não foi encontrado um valor considerado ótimo, mas valores abaixo de 0,4 parecem ser os melhores.

2.7.4.7 Relações de tamanho de gota

Devido à complexidade dos vários fenômenos físicos envolvidos nos bocais pressurizados do tipo “swirl”, o estudo de atomização foi orientado principalmente por métodos empíricos, gerando correlações para tamanhos de gota média da forma :

$$\text{SMD} \propto \sigma^a v^b m_L^c \Delta P_L^d \quad (2.7.9)$$

onde σ é tensão superficial, v é a viscosidade cinemática, m_L é a vazão mássica do líquido, ΔP_L = pressão diferencial de injeção através do bocal

Uma expressão antiga e muito utilizada foi citada por Radcliffe [16]:

$$\text{SMD} = 7,3 \sigma^{0.6} v_L^{0.2} m_L^{0.25} \Delta P_L^{-0.4} \quad (2.7.10)$$

Esta equação foi derivada de análise de dados experimentais obtidos por Needham [34], Joyce [35], e Turner e Moulton [36]. Trabalho subsequente feito por Jasuja [15] levou à expressão :

$$SMD = 4,4 \sigma^{0.6} v_L^{0.16} m_L^{0.25} \Delta P_L^{-0.4} \quad (2.7.11)$$

Porém, a variação da tensão superficial nestas experiências era muito pequena e foi acompanhada por altas variações na viscosidade.

Babu et al [37] usaram regressão na análise para determinar as seguintes equações para combustíveis do tipo querosene:

Para ΔP_L menor que 2,8 MPa (400 psi)

$$SMD = 133 [FN^{0.64291} / (\Delta P_L^{0.22565} \rho_L^{0.3215})] \quad (2.7.12)$$

Para ΔP_L maior que 2.8 MPa (400 psi)

$$SMD = 607 [FN^{0.75344} / (\Delta P_L^{0.19936} \rho_L^{0.3767})] \quad (2.7.13)$$

O grau alto de precisão destas equações dever ser considerado com precaução devido às famosas incertezas em todos os métodos de medição de tamanho de gota.

De vários testes feitos em 25 combustíveis diferentes, usando seis diferentes bocais simplex de grande número de fluxo, Kennedy [12] derivou o seguinte parâmetro de correlação para bocais que operam com número de Weber maior que 10 :

$$SMD = 10^{-3} \sigma_L (6.11 + 0.32 \times 10^5 FN \rho_L^{0.5} - 6.973 \times 10^{-3} \Delta P_L^{0.5} + 1.89 \times 10^{-6} \Delta P_L) \quad (2.7.14)$$

Para calcular o número de Weber, Kennedy [12] usou as espessuras do filme líquido dentro do orifício final, como dado pela equação de Simmons (2.7.15) :

$$t = (0,48 FN) / (d_0 \cos \theta) \quad (2.7.15)$$

A equação anterior depende muito do tamanho da gota média e da tensão superficial, enquanto a viscosidade parece não ter efeito. Kennedy atribui isto e outras diferenças entre seus resultados e de outros pesquisadores, ao número de Weber maior resultante do uso de bocais de alto número de fluxo. De acordo com Kennedy, “para números de Weber maiores que 10, um processo diferente de atomização acontece.

Jones[10], usando grandes bocais industriais de números de fluxo mais altos que os utilizados por Kennedy, verificou que os efeitos da tensão superficial e viscosidade no tamanho de gota média eram completamente consistentes com todas as observações anteriores em bocais de pequena escala.

Jones [10] usou uma técnica fotográfica de alta velocidade para investigar os efeitos das propriedades líquidas, variáveis operacionais e parâmetros geométricos nos tamanhos de gota produzidos por diversos atomizadores do tipo "swirl" pressurizado. Variações na geometria dos atomizadores foram alcançadas usando uma série de peças do bocal, especialmente projetados, habilitando 50 configurações geométricas diferentes para serem estudadas. A análise experimental dos dados renderam a equação abaixo para tamanho de gota média:

$$\text{MMD} = 2.47 m_L^{0,315} \Delta P_L^{-0,47} \mu_L^{0,16} \mu_A^{-0,04} \sigma^{0,25} \rho_L^{0,22} (l_0/d_0)^{0,03} (L_S/D_S)^{0,07} (A_P/D_S d_0)^{-0,13} (D_S/d_0)^{0,21} \quad (2.7.16)$$

Lefebvre [13] analisando o processo do fluxo no orifício final de um bocal simplex chegou à seguinte equação para SMD:

$$\text{SMD} = A \sigma^{0,25} \mu_L^{0,25} \rho_L^{0,125} d_0^{0,5} \rho_A^{-0,25} \Delta P_L^{-0,375} \quad (2.7.17)$$

O valor de 0,25 para o expoente de tensão superficial é razoavelmente próximo às estimativas de Simmons (0,16 a 0,19) e está de acordo com os resultados experimentais de Jones [10],

Wang e Lefebvre [14]. O expoente de 0,25 para viscosidade também é sensato. Não existem dados experimentais confiáveis para avaliar o expoente da densidade do líquido, mas as evidências sugerem que o efeito desse parâmetro em SMD é muito pequeno. O expoente 0,5 referente a d_0 confirma o valor teórico. Os expoentes para o diferencial de pressão de injeção e densidade do ar de -0,375 e -0,25, respectivamente, são idênticos aos valores experimentais obtidos na avaliação de Abou-Ellail e outros [21]. Substituindo $d_0 \propto m_L^{0,5} / (\Delta P_L / \rho_L)^{0,25}$, na equação acima e usando os dados de Jasuja's [15] para determinar o valor de SMD tem-se :

$$\text{SMD} = 2.25\sigma^{0,25} \mu_L^{0,25} m_L^{0,5} \Delta P_L^{-0,5} \rho_A^{-0,25} \quad (2.7.18)$$

Dada a complexidade dos processos dinâmicos envolvidos na atomização, fatores envolvidos na atomização, como por exemplo a influência do ângulo do cone do spray, que é conhecido por afetar o tamanho da gota média, não foram considerados. Além disso, líquidos não viscosos resultam em um spray de gotas infinitamente pequenas, o que parece altamente improvável, devido a considerações teóricas e práticas.

Numa tentativa de superar algumas das deficiências das fórmulas de SMD existentes e explicar algumas das anomalias, Lefebvre [38] propôs uma forma alternativa de equação para a média de tamanhos de gota produzidos por atomizadores do tipo “swirl” pressurizado. Esta equação não é o resultado de um tratamento matemático do assunto, mas está baseado em considerações dos mecanismos básicos envolvidos na atomização do “swirl” pressurizado.

Começa com a noção de que a desintegração de um jato líquido ou folha que sai de um bocal não é causada somente por forças aerodinâmicas, mas deve ser o resultado, pelo menos em parte, da turbulência ou de outras forças disruptivas dentro do próprio líquido. Estas perturbações dentro o fluxo têm uma influência forte na desintegração de folha, especialmente na primeira fase da atomização. Subseqüentemente, e até certo ponto simultaneamente, a

velocidade relativa entre o líquido e o gás circunvizinhos exerce um papel importante na atomização por sua influência no desenvolvimento de ondas na superfície inicialmente lisa e a produção de ligamentos instáveis. Qualquer aumento nesta velocidade relativa causa uma redução no tamanho dos ligamentos, de forma que, quando eles se desintegram muitas gotas menores são produzidas.

Como o processo de atomização em bocais do tipo "swirl" pressurizado é altamente complexo é conveniente subdividi-lo em duas fases principais. A primeira fase representa a geração de instabilidades na superfície devido aos efeitos hidrodinâmicos e forças aerodinâmicas combinados. A segunda fase é a conversão das protuberâncias de superfície em ligamentos e então gotas. É reconhecido que esta subdivisão do processo total de atomização em duas fases separadas e distintas, representa uma simplificação dos mecanismos envolvidos, porém, permite a formulação de uma equação para SMD como :

$$SMD = SMD_1 + SMD_2 \quad (2.7.19)$$

Na equação (2.7.19) SMD_1 representa a primeira fase do processo de atomização. Sua magnitude depende em parte do número de Reynolds o qual fornece uma medida das forças disruptivas dentro da folha líquida. Estas forças aumentam por incrementos na velocidade do líquido e na espessura de folha líquida e diminuem por um aumento na viscosidade do líquido. SMD_1 também é influenciado pelo número de Weber que rege o desenvolvimento de ondas capilares (ondulações) na superfície líquida. A taxa de crescimento destas perturbações em projeções grandes é suficiente para se romper na forma de ligamentos, dependendo da relação das forças aerodinâmicas entre a interface líquido / ar que se opõem às forças de tensão superficial, isto é número de Weber

Então, parece que uma forma satisfatória de SMD_1 pode ser uma que associa os números de Reynolds e Weber em um único parâmetro. A análise de dados experimentais conduz à seguinte expressão para SMD_1 :

$$\text{SMD}_1 / t_S \propto (\text{Re} \times \text{We}^{0.5})^{-x} \quad (2.7.20)$$

Onde: $\text{Re} = \rho_L U_L t_S / \mu_L$ e $\text{We} = \rho_A U_R^2 t_S / \sigma$

e t_S é a espessura inicial da folha ao sair do bocal. SMD_1 não deve ser confundido com Z ou número de Ohnesorge [39], que é definido como $\text{We}^{0.5} / \text{Re}$ e representa a relação entre a tensão superficial e as forças viscosas que atuam no líquido. SMD_1 representa a maneira na qual as forças de tensão superficial e forças viscosas agem em conjunto opondo-se às ações das forças de ruptura dos impulsos hidrodinâmico e aerodinâmico [38].

Para ambos os bocais, “airblast” e “swirl” pressurizado, a velocidade relativa entre o líquido e o gás circunvizinho tem um profundo efeito na atomização. Gera projeções na superfície líquida que é uma condição prévia para a atomização e também fornece a energia necessária para converter estas projeções em ligamentos e então em gotas. Porém, outro fator importante na atomização, como citado, é a contribuição dada pelas instabilidades criadas dentro do próprio líquido da folha ou jato desintegrado, que dependem muito da velocidade. Na atomização do tipo “airblast”, onde impactos de ar a alta velocidade em um líquido com movimento lento, o único fator que promove atomização é a velocidade relativa entre o ar e o líquido.

A velocidade do líquido é de importância vital na atomização do líquido pois faz uma contribuição adicional e independente para sua própria desintegração. Um efeito que ou está ausente ou é muito pequeno nos atomizadores airblast.

A velocidade na qual o líquido sai do bocal tem dois efeitos separados na atomização. Um efeito importante que é dependente da velocidade absoluta U_L , está na geração de turbulência e instabilidades dentro do líquido de tamanho, que contribui para a primeira fase do processo de atomização. O outro efeito, que depende da velocidade relativa U_R , é o que promove a

atomização por mecanismos que acontecem na superfície líquida e no gás do ambiente adjacente . Isto significa que o número de Reynolds, que está relacionado ao líquido, deve ser baseado em U_L , enquanto o número de Weber que é associado com eventos que ocorrem pela ação do gás circunvizinho na superfície líquida, deveria ser baseado em U_R . Dividir $We^{0.5}$ por Re para produzir o número Z , tem o efeito de eliminar os efeitos da velocidade em ambos We e Re . Isto reduz severamente sua útil aplicação para atomização pressurizada, onde a velocidade é de fundamental importância. Ao contrário, multiplicando-se $We^{0.5}$ por Re não só aumenta o papel da velocidade, mas também provê uma descrição mais precisa de como SMD é afetado através de mudanças na propriedade do líquido, como também no tamanho e na geometria do bocal .

De considerações geométricas simples, a espessura inicial da folha líquida, t_s , logo após ser descarregado do bocal, pode ser relacionado à espessura do filme dentro o orifício final, t , pela equação:

$$t_s = t \cos \theta \quad (2.7.21)$$

onde θ é metade do ângulo do cone do spray.

Substituindo nas equações anteriores tem-se :

$$SMD_1 \propto (\sigma^{0.5} \mu_L / \rho_A^{0.5} \rho_L U_R U_L)^x (t \cos \theta)^{1-1.5x} \quad (2.7.22)$$

Para o caso normal de um bocal que borrija fluido em ar estagnado ou com movimento lento $U_R \simeq U_L$. Também, $0.5 \rho_L U_L^2 = \Delta P_L$. Hence [2] simplificou a equação acima :

$$SMD_1 \propto (\sigma^{0.5} \mu_L / \rho_A^{0.5} \Delta P_L)^x (t \cos \theta)^{1-1.5x} \quad (2.7.23)$$

O termo SMD_2 representa a fase final do processo de atomização no qual a alta velocidade relativa induzida à interface de líquido / ar , gerada pelo rápido envolvimento da folha cônica, leva as protuberâncias de superfície geradas na primeira fase para a se separarem e então rompem-se em ligamentos e depois em gotas. Esta integração final é oposta pelas forças de tensão superficial, mas número de Reynolds não é muito significativo. Assim, tem-se:

$$SMD_2 / t_s \propto We^{-y} \propto (\sigma / \rho_A U_R^2 t_s)^y \quad (2.7.24)$$

Substituindo $t_s = t \cos \theta$

$$SMD_2 / t_s \propto (\sigma / \rho_A U_R^2)^y (t \cos \theta)^{1-y} \quad (2.7.25)$$

ou $U_R \simeq U_L$, $0,5 \rho_L U_L^2 = \Delta P_L$ temos

$$SMD_2 = A (\sigma^{0,5} \mu_L / \rho_A^{0,5} \Delta P_L)^x (t \cos \theta)^{1-1,5x} + B (\sigma \rho_L / \rho_A \Delta P_L)^y (t \cos \theta)^{1-y} \quad (2.7.26)$$

onde A e B são constantes cujos valores dependem do projeto do bocal.

Wang e Lefebvre [14] concluíram um estudo experimental detalhado dos fatores que governam os tamanhos de gota médios produzidos por atomizadores “swirl” pressurizados. Extensivas medidas de SMD foram feitas usando seis bocais simplex de tamanhos diferentes e ângulos de cone de spray. Foram empregados vários líquidos diferentes para prover uma gama de viscosidade de 10^{-6} a 18×10^{-6} kg/m s (1 a 18 cS) e uma gama de tensão superficial de 0,027 a 0,0734 kg/s² (27 a 73,4 dyn/cm). A grande quantia de dados de SMD adquiridos nesta investigação indicaram valores para x e y de 0,5 e 0,25, respectivamente. Além disso, os melhores ajustes para os dados experimentais foram obtidos usando valores de A e B de 4,52 e 0,39, respectivamente.

Substituindo estes valores de x, y, A , e B na equação (2.7.26) temos:

$$SMD_2 = 4,52 \left(\frac{\sigma \mu_L^2}{\rho_A \Delta P_L^2} \right)^{0,25} (t \cos \theta)^{0,5x} + 0,39 \left(\frac{\sigma \rho_L}{\rho_A \Delta P_L} \right)^{0,25} (t \cos \theta)^{0,75} \quad (2.7.27)$$

A avaliação desta equação revela várias características do atomizador “swirl” pressurizado:

1. O aumento no ângulo do cone do spray reduz o tamanho da gota média.

Também sugere que um aumento no ângulo do spray deveria causar uma dependência maior de SMD da viscosidade e da pressão diferencial ΔP_L , fazendo SMD₂ diminuir mais que SMD₁, aumentando assim a importância relativa da contribuição feita por SMD₁ para o tamanho de gota média geral. Aumentar o ângulo do spray não só melhora a qualidade da atomização, mas também aumenta a dependência de SMD da viscosidade e da pressão de injeção líquida. Também o expoente de ΔP_L aumenta com o aumento da viscosidade. A importância de SMD₁ aumenta com aumentos na viscosidade do líquido.

2. Equação (2.7.27) um expoente de 0,25 para a tensão superficial, que corresponde exatamente aos resultados de Jones [10] e está razoavelmente perto de Simmons e Harding's [11] com o valor de 0,19.

3. Como a densidade do líquido aparece só em SMD₂, sua influência no tamanho de gota média deveria ser bastante pequeno, dependendo da contribuição de SMD₂ para SMD.

A densidade de combustíveis comerciais de hidrocarbonetos normalmente está entre 760 e 900 kg/m³, sendo que normalmente não são acompanhados de grandes mudanças na densidade variando-se o tipo de combustível. Este fato, combinado com a pequena dependência de SMD de ρ_L , mostra que para a maioria das finalidades práticas, a influência da densidade normalmente pode ser negligenciada ao considerar o efeito de uma mudança do tipo de combustível, em SMD.

4. Como t é diretamente proporcional ao número de fluxo, a equação (2.7.27) mostra que o impacto de uma mudança no número de fluxo em SMD deveria ser menor para líquidos de

alta viscosidade. Esta suposição é confirmada por dados experimentais para líquidos com viscosidades de 0,0026 e 0,009 kg/m s. respectivamente .

Estes mesmos dados também mostram uma dependência maior de SMD da pressão de injeção para líquidos de alta viscosidade. Isto é consistente com a última equação, a qual indica expoentes para ΔP_L variando de -0,25 para líquidos não viscosos, até -0,5 para líquidos de alta viscosidade .

5. Fica clara a influência da viscosidade no tamanho de gota média, diminuindo o número de fluxo em SMD com aumento na viscosidade, como discutido acima, e também que SMD se torna menos dependente da viscosidade com o aumento do número de fluxo.

6. O impacto em SMD de mudanças nas dimensões do bocal e condições operacionais variará dependendo do nível de viscosidade do líquida. Da inspeção da equação é evidente, que para líquidos de viscosidade alta, SMD será mais dependente da pressão diferencial de injeção ΔP_L e menos dependente do número de fluxo do bocal (via t) e ângulo do cone do spray de líquidos de baixa viscosidade.

Um trabalho completo e preciso foi executado por Lacava et. al [32] ao dimensionar um injetor do tipo “swirl” pressurizado e avaliar o SMD e o ângulo do cone obtido nos testes.

2.8 Foguete com motor a propelente líquido.

2.8.1 Elementos básicos de um foguete com motor a propelente líquido.

Um sistema com seus componentes principais aonde os propelentes são injetados na câmara de combustão por turbobombas é mostrado na Figura 2.8.1 e inclui ;

- a câmara de empuxo, aonde estão os injetores, que gera a energia pela combustão dos líquidos propelentes.
- o sistema de alimentação de propelentes que inclui os tanques, condutos e turbobombas.
- o sistema que move as turbinas acionado por gerador de gás ou pré queimadores ou ainda pelos produtos da combustão na câmara de empuxo.
- sistema de controle dos propelentes através de um conjunto de válvulas.
- sistema de controle final por válvulas elétricas e pneumáticas que atuam durante o funcionamento do foguete.
- sistemas de ignição dos propelentes e resfriamento do bocal.

A	Válvula de controle	O	Câmara de empuxo
B	Tanque de combustível	P	Válvula saída/alívio do tanque de combustível
C	Válvula de controle	Q	Difusor de gás
E	Tanque de oxidante	R	Difusor de gás
F	Conduto do combustível	S	Válvula saída / alívio do tanque de oxidante
G	Cilindro pressurizado	T	Revestimento entre os tanques
H	Gerador de gás e válvula	U	Válvula p/ encher/esvaziar o tanque combustível
I	Controle de partida da turbina	V	Válvula p/ encher/esvaziar o tanque oxidante
J	Turbina a gás	W	Conduto de oxidante
K	Principal válvula de combustível	X	Bomba de oxidante
L	Regulador de pressão	Y	Bomba de combustível

M Trocador de calor

Z Caixa de engrenagens

N Conduto de exaustão da turbina

AA Principal válvula de oxidante

Os sistemas que utilizam turbobombas podem ser de ciclo aberto, que jogam na atmosfera os gases utilizados no acionamento das turbinas e de ciclo fechado que os jogam na câmara de combustão.

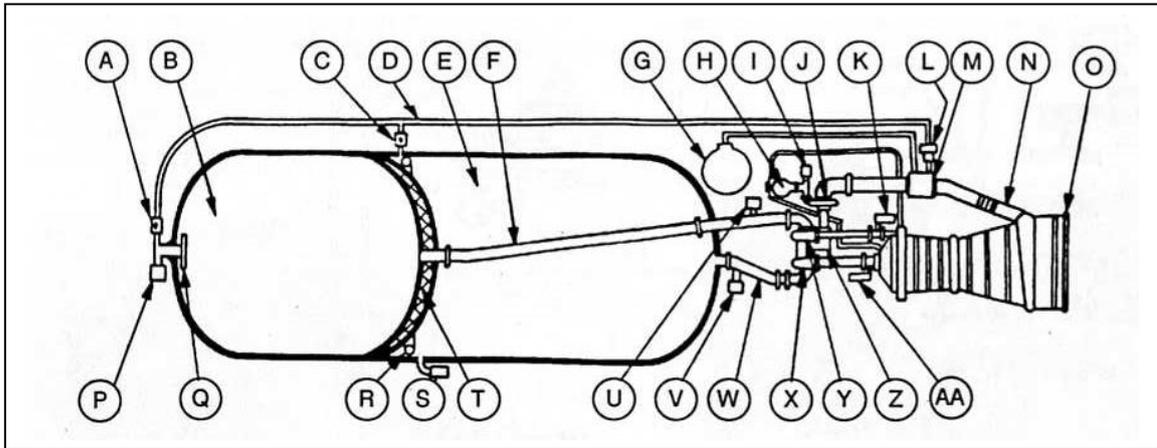


Figura 2 8 1 - Elementos básicos de um foguete com MFPL [28]

Um sistema com menos componentes é aquele no qual não existem turbobombas e os propelentes são injetados na câmara de combustão a partir dos cilindros pressurizados.

2.8.2 Câmara de empuxo

Os cálculos para o projeto de uma câmara de empuxo de MFPL, devem assumir as seguintes condições ideais para o fluxo gasoso [28]:

- condição homogênea do gás.
- gás perfeito.
- não haver transferência de calor através das paredes do motor em qualquer direção, ou seja processo adiabático, isto é, se o processo é considerado reversível, este é chamado de processo isentrópico.
- Inexistência de atrito.

- fluxo uni-direcional, ou seja, as moléculas do gás movem-se em linhas paralelas.
- velocidade uniforme através de qualquer seção normal ao eixo da câmara.
- equilíbrio químico estabelecido dentro da câmara de combustão e permanecendo constante no bocal.

Uma câmara de empuxo normalmente contém um sistema de refrigeração e a Figura 2.8.2 mostra suas principais regiões e características.

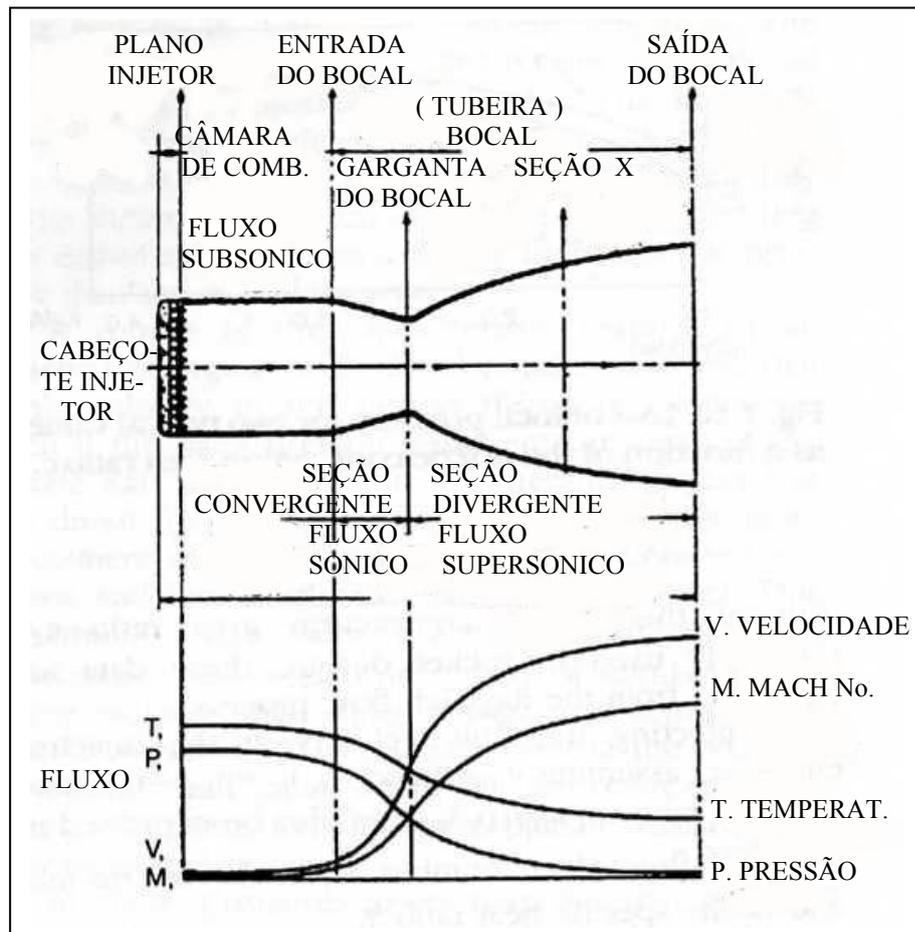


Figura 2.8.2 - Câmara de empuxo [28]

2.8.3 Empuxo

O empuxo de um foguete é a força F experimentada pela sua estrutura devido à ejeção de matéria W a alta velocidade V_e , resultante da combustão dos propelentes ou seja, troca de

momento, somada à diferença entre a pressão externa P_a e a pressão estática P_e de exaustão dos gases na saída do bocal de área A_e , a uma determinada altura h .

$$F = (\dot{W} V_e / g) + A_e (P_e - P_a) \quad (2.8.1)$$

O esquema da Figura 2.8.3 ilustra o balanço de pressões.

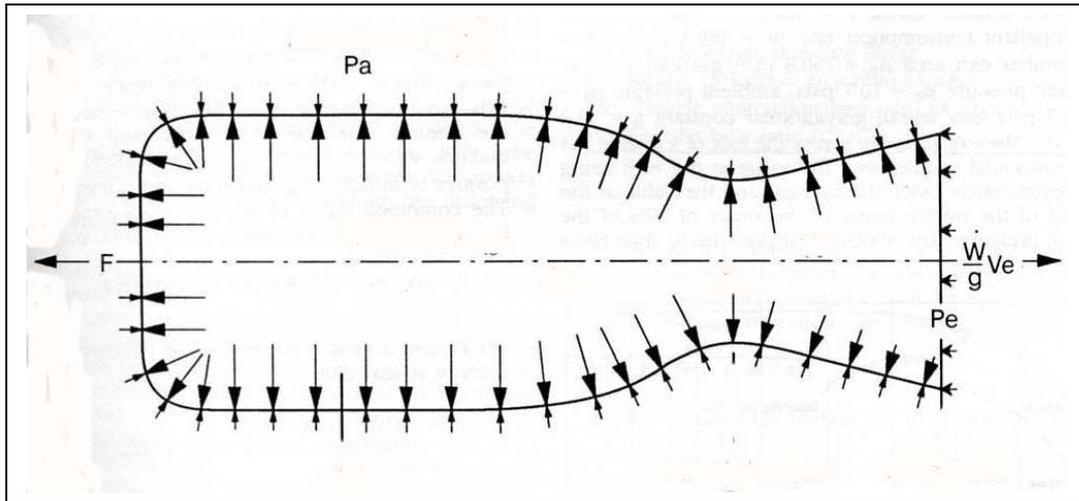


Figura 2.8.3 - Balanço de pressões na câmara de empuxo [28]

2.8.4 Impulso específico

O impulso específico I_S expressa o desempenho de um MFPL. Se o empuxo F transmitido ao foguete for dividido pelo peso de propelente consumido em um determinado intervalo de tempo W , tem-se o impulso específico I_S .

$$I_S = F / \dot{W} \quad (2.8.2)$$

O completo desempenho da câmara de empuxo a propelente líquido está diretamente ligado à combinação dos propelentes, à eficiência da combustão e ao desempenho da expansão dos gases produzidos no bocal.

A densidade de impulso expressa o impulso total obtido por unidade de volume dos propelentes e é o produto do impulso específico I_S pela combinação dos pesos específicos dos mesmos $d(s)$

$$\text{impulso específico} = I_S d(s) \quad (2.8.3)$$

$$\text{onde } d = (r_w - 1) / [(r_w / d_0) + (1 / d_f)] \quad (2.8.4)$$

onde ; r_w é o peso da mistura combustível oxidante ; d_0 é o peso específico do oxidante e d_f é o peso específico do combustível

2.8.5 Velocidade característica c^*

Indica o nível de energia efetivo dos propelentes e da qualidade do projeto dos injetores e da câmara de combustão na garganta de um sistema com velocidade sônica e é definido como :

$$c^* = (p_C)_{nS} A_t g / \dot{W}_{tc} \quad (2.8.5)$$

onde $(p_C)_{nS}$ é a pressão na entrada do bocal , A_t é a área da garganta do bocal , g é a aceleração da gravidade ao nível do mar e \dot{W}_{tc} é o fluxo de massa no bocal.

A velocidade característica c^* mede o desempenho de uma determinada câmara de empuxo indicando quantas libras pôr segundo de propelentes precisam queimar para manter estagnada a pressão necessária no bocal.

A velocidade característica c^* teórica pode ser escrita da seguinte forma :

$$C^* = \frac{\sqrt{g\gamma R(T_C)_{nS}}}{\sqrt[\gamma]{\left[\frac{2}{\gamma+1}\right]^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}} \quad (2.8.6)$$

É uma função das propriedades do gás na saída da câmara de combustão e entrada do bocal, onde γ é o calor específico, R a constante dos gases e $(T_C)_{nS}$ a temperatura de estagnação no bocal ou temperatura total na câmara de combustão.

2.9 . Desenvolvimento teórico para cálculos de dimensionamento do “swirl”

2.9.1 Cálculos teóricos para dimensionamento do “swirl” ideal.

As leis que regem o movimento dos fluidos foram claramente determinadas pela hidrodinâmica de Euler e Daniel Bernoulli, que escreveram os fundamentos matemáticos que representavam o deslocamento permanente de um fluido em uma linha de corrente.

Um fluido tem sua condição física totalmente definida se forem conhecidas cada um dos três componentes de velocidade relativas aos eixos cartesianos x, y e z além da densidade ρ e da pressão p a qualquer tempo t por todos os pontos ocupados pelo fluido.

Para resolução deste sistema são necessárias cinco equações, sendo :

- três equações gerais do movimento que representem o movimento nas direções dos três eixos cartesianos ortogonais.
- uma equação de conservação de massa baseada na continuidade espacial e temporal da matéria.
- uma equação complementar, também conhecida como equação de estado, que represente a dependência entre duas ou mais variáveis.

A velocidade ideal de saída do líquido no bocal do injetor $U_{i d}$ é determinada pela equação de Bernoulli:

$$U_{i d} = \sqrt{\frac{2\Delta P_i}{\rho}} \quad (2.9.1)$$

O efeito das perdas viscosas é levado em conta usando coeficientes empíricos ou expressões derivadas da teoria da camada limite.

A taxa de fluxo líquida é determinada pela equação :

$$m_{i d} = \mu_n A_n (2 \rho \Delta P_i)^{1/2} \quad (2.9.2)$$

onde A_N é a área da seção do injetor. O coeficiente de descarga μ_n depende principalmente da forma do injetor.

Na Figura 2.9.1 e na relação abaixo, estão alguns dos principais parâmetros do “swirl” :

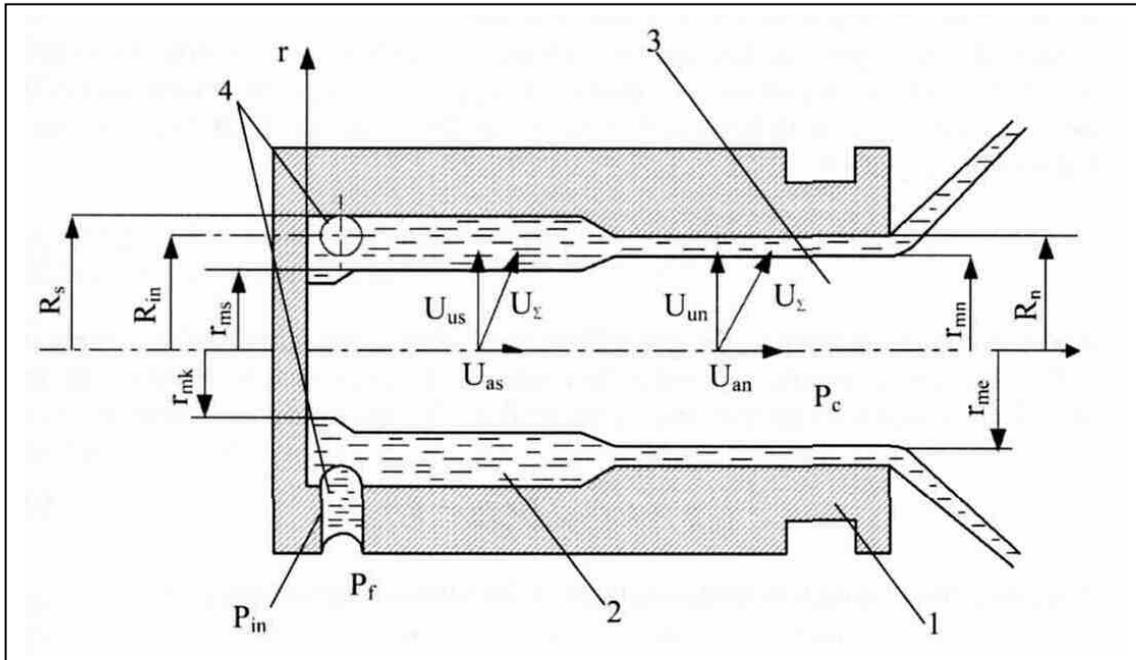


Figura 2.9.1 - Injetor do tipo “swirl” típico com seus principais parâmetros [1]

Consiste de um corpo oco (1), uma câmara de vórtice simétrica ao seu eixo (2), um bocal (3), e passagens tangenciais (4), conectadas com o sistema de alimentação de propelente.

A variável r com subscrição representa o raio do filme líquido e R com subscrição a dimensão radial do injetor.

Parâmetros como \dot{m} , p_f , p_c , p_{in} , e α são especificações de projeto.

\dot{m} Taxa de fluxo de massa

α Ângulo da folha líquida cônica oca

C Coeficiente de abertura do bocal $C = R_{in} / R_n$

p_f Pressão no sistema de alimentação dos canais tangenciais de entrada

p_c Pressão na câmara de combustão

p_{in}	Pressão nos canais tangenciais de entrada
ΔP_i	Pressão de gota através do injetor
α	Ângulo do spray cônico
ρ	densidade do fluido
μ	Coefficiente de fluxo de massa do injetor
φ	Fração de área do líquido no bocal ; $\varphi = A_l / A_n$
a	Fração do líquido que ocupa a seção do bocal ; $a = 2 (1 - \varphi)^2 / (2 - \varphi)$.
h	Espessura do filme líquido
ξ_i	Coefficiente de perda hidráulica
K	Perdas de momento angular
U_Σ	Velocidade total
U_{in}	Velocidade na entrada da câmara de vórtice
U_{uk}	Componente circunferencial de veloc. no final da cabeça da câmara de vórtice
U_{rk}	Velocidade radial no final da cabeça da câmara de vórtice
U_{us}	Componente circunferencial de velocidade na câmara de vórtice
U_{as}	Componente axial de velocidade na câmara de vórtice
U_{rs}	Componente radial de velocidade na câmara de vórtice
U_{un}	Componente circunferencial de velocidade no bocal
U_{an}	Componente axial de velocidade através do bocal
U_{rn}	Componente radial de velocidade no bocal
r_{mk}	Ráio do filme líquido no final da cabeça da câmara de vórtice
r_{mn}	Ráio do filme líquido dentro do bocal
r_{in}	Ráio dos orifícios tangenciais de entrada
n	Número de orifícios tangenciais de entrada
A	Parâmetro geométrico característico

A_n	Área do bocal
A_l	Área interior do filme líquido no bocal
A_{in}	Área total da seção de passagem do fluxo de entrada
R_n	Raio do bocal
R_{in}	Distância entre os eixos das passagens tangenciais e do eixo do injetor.

Subscrições

k	condições no final da cabeça do injetor
s	condições na câmara de vórtice do injetor
n	condições no bocal do injetor
u	circunferencial
r	radial
a	axial
int	interno
ext	externo
i	inicial
eq	equivalente

Vários parâmetros geométricos do injetor podem ser relacionados para formar um parâmetro geométrico característico A , adimensional definido por :

$$A = (A_n / R_{in}) \cdot (A_{in} / R_n) \quad (2.9.3)$$

ou $A = (A_n / A_{in}) \cdot (R_{in} / R_n)$ ou $A = \bar{R}_{in} / \bar{A}_{in}$

Este um parâmetro geométrico característico A determina o coeficiente de fluxo de massa do injetor μ , o coeficiente de preenchimento do bocal ϕ , o ângulo do spray cônico na saída do bocal cilíndrico entre outros.

O diâmetro e o comprimento da câmara de vórtice, o comprimento do bocal e o ângulo de convergência da parede da câmara de vórtice próxima ao bocal são outros parâmetros importantes para determinar o tempo de residência de fluxo líquido e perdas viscosas dentro dos injetores

O vórtice líquido com uma superfície interna livre, cujo raio muda suavemente do mínimo no fundo da câmara de torção $r_{mk} = R_N (a)^{1/2}$ até $r_{mn} = R_N (1 - \varphi)^{1/2}$ no bocal, onde o raio da área do fluxo $\varphi = A_1 / A_n$ e $a = 2(1 - \varphi)^2 / (2 - \varphi)$ é a fração do líquido que ocupa a seção do bocal.

O propelente líquido entra na câmara de vórtice na velocidade U_i , forma um fluxo circunferencial que roda e sai na velocidade axial U_{an} através do bocal, e finalmente forma uma folha líquida cônica que tem a forma de uma hipérbole e seu ângulo de expansão α é determinado pela relação entre os componentes circunferencial e axial da velocidade do líquido muito próximo à saída do bocal do injetor.

Em uma situação ideal, ignorando o fluxo não uniforme, a pressão total sobre a superfície interna do vórtice líquido é igual à pressão na câmara de combustão. A energia potencial do líquido na forma de pressão gota através do injetor é convertida completamente em energia cinética. Assim, a velocidade do fluxo líquido na superfície é dada por :

$$U_{\Sigma} = \sqrt{\frac{2\Delta P_i}{\rho}} = \sqrt{U_u^2 + U_r^2 + U_a^2} \quad (2.9.4)$$

No final da cabeça do injetor o componente axial de velocidade é zero e o componente circunferencial da velocidade do líquido U_{uk} é máximo e o raio da superfície de vórtice líquido r_{mk} , ao contrário, é mínimo. Na câmara de vórtice o componente axial de velocidade U_{as} é positiva e o componente circunferencial de velocidade U_{us} é muito menor que U_{uk} , resultando $r_{ms} > r_{mk}$. No bocal, a pequena área de passagem do fluido, resultante da redução do diâmetro da câmara de vórtice para o diâmetro do bocal, conduz para

um aumento do componente axial de velocidade U_{an} e uma diminuição do componente circunferencial de velocidade U_{un} , resultando $r_{mn} > r_{ms}$. Finalmente, na saída do bocal, a força centrífuga surge do movimento circular do fluido e subseqüentemente ha um aumento do raio r_{me} da superfície líquida..

O conceito de um fluxo líquido crítico em um bocal de um injetor do tipo “swirl” resulta do principio de máximo fluxo, postulado por Abramovich [1] e depois provado por Klyachko, [1] em 1962. Este conceito serve como a moderna base teórica dos injetores do tipo “swirl” pressurizado que, na condição ideal, está baseada em três princípios, que são :

- a equação de Bernoulli.
- conservação de massa e energia e
- conservação de momento angular.

Na parede do injetor o componente radial de velocidade $U_r = 0$, e

$$U_{\Sigma} = \sqrt{U_{us}^2 + U_{as}^2} = \sqrt{U_{un}^2 + U_{an}^2} = U_{uk} \quad (2.9.5)$$

A velocidade angular total pode ser determinada em termos de pressão da gota ($p_f - p_c$) usando a equação de Bernoulli (2.9.1) temos :

$$U_{\Sigma} = \sqrt{2(p_f - p_c)/\rho} \quad (2.9.6)$$

A taxa de fluxo de massa pode ser expressa em termos da velocidade total U_{Σ} e a área do bocal A_n bem como o coeficiente de fluxo de massa a partir de (2.9.2) :

$$\dot{m} = \mu A_n \sqrt{2\rho(p_f - p_c)} \quad (2.9.7)$$

A velocidade total é a soma vetorial de seus três componentes:

$$U_{\Sigma} = \sqrt{U_{un}^2 + U_{an}^2 + U_{rn}^2} \quad (2.9.8)$$

A aplicação da equação de Bernoulli à entrada tangencial dá :

$$U_{in} = \sqrt{2(p_f - p_{in})/\rho} \quad (2.9.9)$$

Foi assumido da teoria de um injetor ideal, que a velocidade radial no filme líquido é zero na câmara de vórtice e no bocal:

$$U_{rk} = U_{rn} = 0 \quad (2.9.10)$$

De acordo com a conservação de momento angular, a velocidade azimutal [1] $U_{um} r_m$ deve ser igual a velocidade angular no final da cabeça do injetor $U_{uk} r_{mk}$, na localização radial do centro do canais tangenciais de entrada $U_{in} R_{in}$ e no bocal $U_{rn} r_{mn}$:

$$U_{um} r_m = U_{uk} r_{mk} = U_{in} R_{in} = U_{rn} r_{mn} \quad (2.9.11)$$

Desde que U_a e U_r são zero na superfície líquida no final da cabeça da câmara de vórtice, a velocidade total é iguala a velocidade circunferencial:

$$U_{\Sigma} = U_{uk} \quad (2.9.12)$$

A equação (2.9.11) implica que a velocidade do “swirl” se torna infinita quando o raio se aproxima de zero. Desde que a velocidade angular não pode ser infinita, um núcleo de gás deve estar presente, e que o líquido não ocupará completamente o injetor. Pode-se assim definir a parâmetro φ , conhecido como coeficiente de passagem completo que relaciona a área preenchida pelo líquido à área de bocal:

$$\varphi = \frac{\pi(R_n^2 - r_{mn}^2)}{\pi R_n^2} = 1 - \frac{r_{mn}^2}{R_n^2} \quad (2.9.13)$$

O parâmetro adimensional μ , conhecido como coeficiente de fluxo de massa, é definido como a relação da taxa de fluxo atual com a taxa de fluxo máxima possível através do bocal.

$$\mu = \frac{\rho U_{an} A_n \varphi}{\rho U_{\Sigma} A_n} = \frac{U_{an} \varphi}{U_{\Sigma}} \quad (2.9.14)$$

onde U_{an} é a velocidade axial

$$\mu = \varphi \sqrt{\frac{U_{\Sigma}^2 - U_{un}^2}{U_{\Sigma}^2}} = \varphi \sqrt{1 - \frac{r_{mk}^2}{r_{mn}^2}} \quad (2.9.15)$$

Podem ser correlacionados vários parâmetros geométricos para formar um adimensional parâmetro geométrico característico A definido por :

$$A = A_n R_{in} / A_{in} R_n \quad (2.9.16)$$

onde R_n é o raio do bocal, R_{in} a localização radial do centro das passagens de entrada e A_{in} é a área total das passagens de entrada e A_n a área do bocal. Finalmente, o ângulo de expansão da folha líquida na saída do bocal, α , pode ser expresso em termos dos componentes de velocidade :

$$\tan \alpha = U_{un} / U_{an} \quad (2.9.17)$$

Parâmetros como m , p_f , p_c , p_{in} , e α são especificações de projeto. Como há um total de 15 parâmetros desconhecidos envolvidos na análise do injetor e apenas 14 equações, torna-se necessária uma equação adicional. Esta equação pode ser achada usando o princípio de fluxo máximo ou uma aproximação de volume diferencial alternativo, como mostrado a seguir. Introduzindo $P_t = P_f - P_c$ para esta derivação e igualando a pressão e as forças centrífugas em um elemento líquido de raio r com largura dr , e comprimento $r d\Phi$, e espessura, temos :

$$r d\Phi dP = dm \frac{U_u^2}{r} \quad (2.9.18)$$

onde U_u é a velocidade circunferencial de raio r dentro do filme líquido e $dm = \rho r dr d\Phi$. A conservação de momento angular,

$$U_u = U_{um} r_m / r \quad (2.9.19)$$

conduz para

$$dP = \rho U_{um}^2 r_m^2 \frac{dr}{r^3} \quad (2.9.20)$$

onde U_{um} é a velocidade circunferencial no raio r_m do filme líquido. Integrando a equação precedente e aplicando $P = 0$ a $r = r_m$ temos.

$$P = \frac{\rho}{2} (U_{um}^2 - U_u^2) \quad (2.9.21)$$

Da equação de Bernoulli,

$$\frac{\rho}{2}(U_a^2 + U_u^2) + P = P_t \quad (2.9.22)$$

Substituindo o valor de P da Eq. (2.9.21) na Eq. (2.9.22),

$$U_a = \sqrt{\frac{2P_t}{\rho} - U_{um}^2} \quad (2.9.23)$$

A conservação de momento angular dá

$$U_{um} = \frac{U_{in}R_{in}}{r_m} \quad (2.9.24)$$

A taxa de fluxo volumétrica total Q pode ser expressada como o produto da área das passagens de entrada e a velocidade U_{in}:

$$Q = n\pi r_{in}^2 U_{in} \quad (2.9.25)$$

onde n é o número de passagens de entrada tangenciais e r_{in} o raio das passagens tangenciais de entrada . Substituindo o valor U_{um} da Eq. (2.9.24) na Eq. (2.9.23) e o valor de U_{in} na Eq. (2.9.24), nós obtemos :

$$U_a = \sqrt{\frac{2P_t}{\rho} - \frac{R_{in}^2 Q^2}{n^2 \pi^2 r_{in}^4 r_m^2}} \quad (2.9.26)$$

A taxa de fluxo volumétrica total Q como função do coeficiente de passagem completo φ é :

$$Q = \varphi(\pi R_n^2 U_a) \quad (2.9.27)$$

Eliminando U_a e substituindo o parâmetro A obtêm-se a seguinte expressão para a taxa de fluxo volumétrico Q :

$$Q = \frac{1}{\sqrt{\frac{A^2}{1-\varphi} + \frac{1}{\varphi^2}}} \pi R_n^2 \sqrt{\frac{2P_t}{\rho}} \quad (2.9.28)$$

Desde que $(2 P_t / \rho)^{1/2}$ representa a velocidade total e $\pi R_n^2 (2 P_t / \rho)^{1/2}$ é a taxa de fluxo volumétrico total possível através do bocal e a expressão acima fica:

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{A^2}{1-\varphi} + \frac{1}{\varphi^2}}} \quad (2.9.29)$$

O coeficiente de descarga de fluxo μ depende do parâmetro geométrico A do injetor e do coeficiente de preenchimento de passagem φ . Se φ é diminuído, então a diminuição dentro o área de fluxo equivalente é mais rápida que o aumento na velocidade axial e assim, a taxa de fluxo de massa diminui. De forma semelhante, para um aumento em φ , a diminuição na velocidade axial é mais rápida que o aumento na área de fluxo equivalente, assim a taxa de fluxo de massa diminui.

Assim existe uma máxima taxa de fluxo quando se aplica a condição $d\mu / d\varphi = 0$ e obtêm-se :

$$\mu = \varphi \sqrt{\frac{\varphi}{2-\varphi}} \quad (2.9.30)$$

A Equação (2.9.30) é a equação final necessária para fechar a formulação do injetor.

O Coeficiente de fluxo de massa μ pode ser relacionado com o coeficiente de passagem completa φ para determinados parâmetros geométricos e colocados em um gráfico como o da Figura 2.9.2

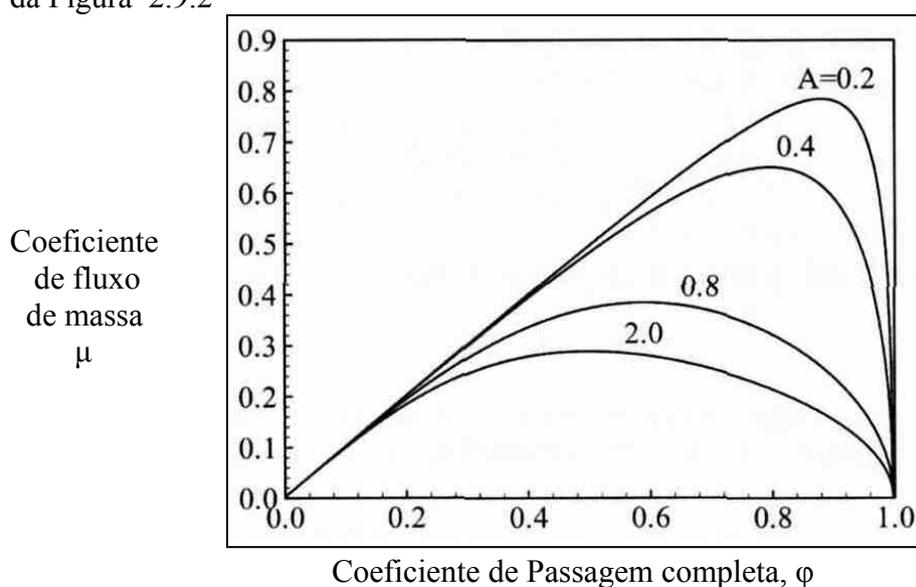


Figura 2.9.2 - Efeito do coeficiente de preenchimento de passagem no coeficiente de fluxo de massa para vários parâmetros geométricos característicos A [1].

A velocidade axial no bocal cilíndrico é:

$$U_{an} = \frac{\mu}{\varphi} \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_f - p_c)} \quad (2.9.31)$$

De acordo com a condição de continuidade de fluxo, taxas de fluxo de massa líquida no bocal e passagens tangenciais são equacionadas a seguir:

$$\mu A_n \sqrt{2\rho(p_f - p_c)} = \mu_t n \pi R_{in}^2 \sqrt{2\rho(p_f - p_{in})} \quad (2.9.32)$$

Determinamos agora a velocidade zimutal U_{um} a qualquer ponto arbitrário no vórtice líquido no raio r_m . Da conservação de momento angular temos :

$$U_{um} = \frac{R_{in}}{r_m} U_{in} = \frac{r_{mk}}{r_m} U_{\Sigma} = \frac{R_{in}}{r_m} \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_f - p_{in})} \quad (2.9.33)$$

onde U_{Σ} é a velocidade total idealizada do líquido. Aplicação do teorema de Bernoulli para a parte cilíndrica da passagem do bocal conduz a :

$$p_f = p_c + \frac{\rho}{2} (U_{um}^2 + U_{an}^2) \quad (2.9.34)$$

Substituindo a Eqs. (2.9.31) e (2.9.33) na Eq. (2.9.34) :

$$p_f - p_c = \frac{\mu^2}{\varphi^2} (p_f - p_c) + \frac{R_{in}^2}{r_{mn}^2} (p_f - p_{in}) \quad (2.9.35)$$

De uma manipulação simples tem-se :

$$\frac{p_f - p_{in}}{p_f - p_c} = \frac{\Delta p_{in}}{\Delta p_i} = \frac{1 - \mu^2/\varphi^2}{(R_{in}/r_{mn})^2} \quad (2.9.36)$$

Com a ajuda do princípio de fluxo máximo, $\mu = (\varphi^3 / (2 - \varphi))^{1/2}$ e $r_{mn} = R_n (1 - \varphi)^{1/2}$, a relação (2.9.36) resulta na relação da queda da pressão através das passagens tangenciais e o injetor como um todo é dada por :

$$\frac{\Delta p_{in}}{\Delta p_i} = \frac{2(1 - \varphi)^2 / (2 - \varphi)}{(R_{in}/R_n)^2} \quad (2.9.37)$$

A equação (2.9.37) só é válida para injetores que têm $R_{in} / R_n > 1$. Pode dar uma solução fisicamente irreal com $\Delta p_{in} / \Delta p_i > 1$, a qual não tem nenhum sentido indicando que para tais injetores o princípio de fluxo máximo não se aplica.

Normalizado os dados com relação ao raio R_n e todas as velocidades com relação a U_Σ , expressa os parâmetros do injetor em termos de três parâmetros adimensionais φ , μ e A . Para simplificar, todas as quantidades não dimensionais serão expressas com uma barra sobre elas. Assim o raio do filme líquido ao final da cabeça da câmara de vórtice se torna:

$$\bar{r}_{mk} = \sqrt{2(1 - \varphi)^2 / (2 - \varphi)} \equiv \sqrt{a} \quad (2.9.38)$$

Figura 2.9.3 mostra os efeitos do parâmetro geométrico característico A , em vários parâmetros geralmente usados no injetor. A velocidades azimutal \bar{U}_{un} e \bar{U}_{ue} aumentam com aumento de A , enquanto as velocidades axiais \bar{U}_{an} e \bar{U}_{ae} diminuem com o aumento de A . O coeficiente de preenchimento φ e o coeficiente de fluxo de massa μ também mostram uma diminuição com um aumento em A .

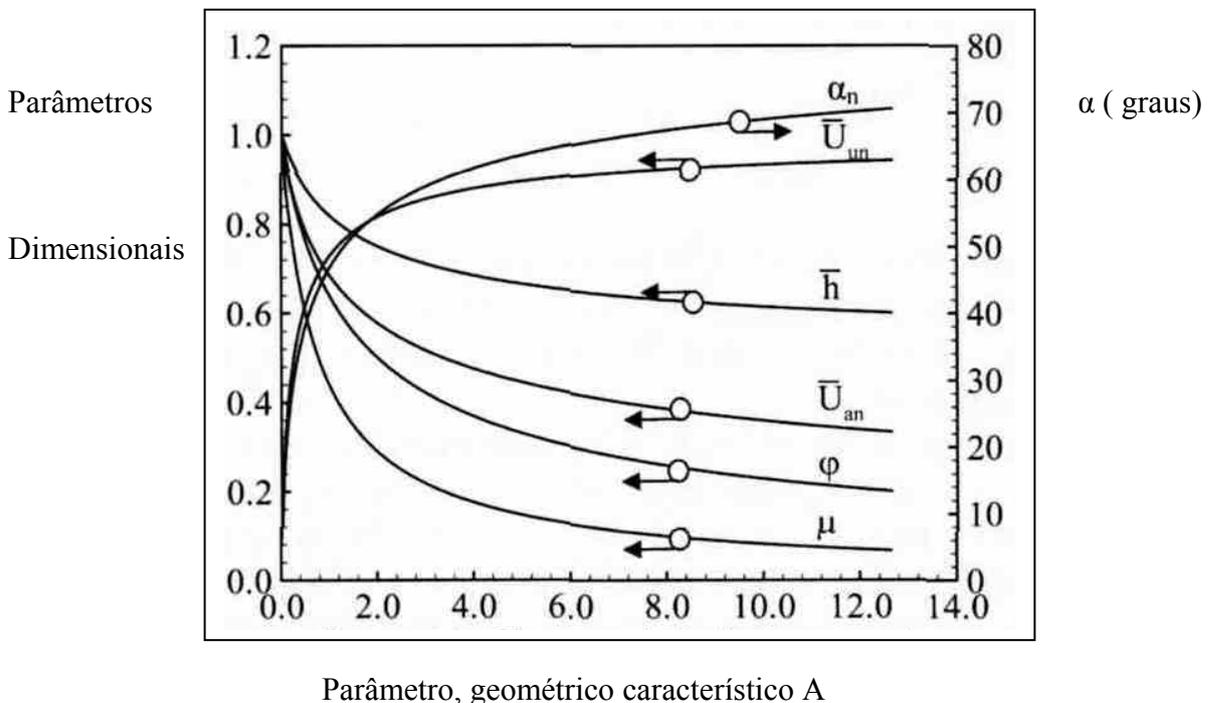


Figura 2.9.3 - Efeitos de A em outras características do injetor e parâmetros de fluxo [1].

Na cabeça da câmara de vórtice , $U_a = 0$, e

$$\boxed{\frac{\Delta p_{in}}{\Delta p_i} = \frac{U_{in}^2}{U_{uk}^2} = \left(\frac{r_{mk}}{R_{in}} \right)^2 = \frac{(r_{mk}/R_n)^2}{(R_{in}/R_n)^2}} \quad (2.9.39)$$

Com a Eq. (2.9.39) em mente , o significado físico do parâmetro $a = r_{mk}^{-2}$ é evidente.

A relação do raio do filme líquido no fim da cabeça para o do bocal é

$$\bar{r}_{mk}^2 / \bar{r}_{mn}^2 = a / (1 - \varphi) = 2(1 - \varphi) / (2 - \varphi) \equiv b \quad (2.9.40)$$

Aplicando a conservação do momento angular, $\bar{U}_{un} r_{mn} = \bar{U}_{\Sigma} r_{mk}$ obtêm-se a velocidade de circunferencial no bocal

$$\bar{U}_{un} = \bar{r}_{mk} / \bar{r}_{mn} = \sqrt{2(1 - \varphi) / (2 - \varphi)} \quad (2.9.41)$$

A velocidade axial no bocal é dada :

$$\bar{U}_{an} = \sqrt{1 - \bar{U}_{un}^2} = \sqrt{1 - 2(1 - \varphi) / (2 - \varphi)} = \sqrt{\varphi / (2 - \varphi)} \quad (2.9.42)$$

Combinando as equações (2.9.40) e (2.9.41) determinamos o ângulo de propagação da folha líquida na saída de injetor:

$$\alpha_n = \tan^{-1}(U_{un}/U_{an}) = \tan^{-1}(\bar{U}_{un}/\bar{U}_{an}) = \tan^{-1} \sqrt{2(1 - \varphi) / \varphi} \quad (2.9.43)$$

Devido ao efeito da força centrífuga, o raio da superfície do líquido na saída do bocal r_{me} é maior que r_{mn} , e a velocidade circunferencial diminui. De acordo com a Eq.(2.9.34) , a velocidade circunferencial a jusante da saída do bocal é dada por:

$$\bar{U}_{ue} = r_{mk} / R_n = \sqrt{2(1 - \varphi)^2 / (2 - \varphi)} = \sqrt{a} \quad (2.9.44)$$

A velocidade axial se torna

$$\bar{U}_{ae} = \sqrt{1 - a} \quad (2.9.45)$$

Combinando as equações (2.9.44) e (2.9.45) temos o ângulo de propagação da folha líquida na saída do injetor :

$$\alpha_e = \tan^{-1} \sqrt{a / (1 - a)} \quad (2.9.46)$$

Deve ser observado da Eq. (2.9.45) que a velocidade axial à saída de bocal é,

$$U_{ae} = U_{\Sigma} \sqrt{1 - a} = U_{\Sigma} \sqrt{(3 - 2\varphi)\varphi/(2 - \varphi)} \quad (2.9.47)$$

A razão das duas velocidades dependem somente do coeficiente de preenchimento φ :

$$\lambda_e = \bar{U}_{ae}/\bar{U}_{an} = \sqrt{(1 - a)(2 - \varphi)/\varphi} = \sqrt{3 - 2\varphi} \quad (2.9.48)$$

No limite de $\varphi \rightarrow 0$ (i.e., filme líquido infinitesimalmente fino),

$$\bar{U}_{ae} = \sqrt{3} \bar{U}_{an} \quad (2.9.49)$$

a velocidade axial do líquido excede a velocidade crítica na saída do bocal . Então, a garganta do bocal é compensada por um pouco de distância da saída. A relação entre r_{me} e os parâmetros do injetor pode ser expressa pelo seguinte equação :

$$\mu = \sqrt{1 - \mu^2 A^2} = \bar{r}_{me} \sqrt{\bar{r}_{me} - \mu^2 A^2} - \mu^2 A^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \mu^2 A^2}}{\bar{r}_{me} + \sqrt{\bar{r}_{me} - \mu^2 A^2}} \quad (2.9.50)$$

Uma avaliação mais precisa do ângulo de propagação do líquido α_e pode ser feita pela substituição de r_{me} da Eq. (2.9.50) por a .

A velocidade na passagem tangencial , U_{in} , pode ser determinada da Eq. (2.9.11) :

$$\bar{U}_{in} \bar{R}_{in} = \bar{r}_{mk} \quad (2.9.51)$$

Isto implica em

$$\bar{U}_{in} = \sqrt{a/\bar{R}_{in}} \quad (2.9.52)$$

Nós determinamos os componentes de velocidade na superfície líquida na câmara de vórtice.

Na seção da raiz da câmara de vórtice, U_{am} é calculada da condição de continuidade de fluxo:

$$\bar{U}_{am} = \bar{U}_{an} (\bar{R}_n^2 - \bar{r}_{mn}^2) / (\bar{R}_m^2 - \bar{r}_m^2) \quad (2.9.53)$$

Note $\pi (\bar{R}_n^2 - \bar{r}_{mn}^2)$ é a área de fluxo no bocal e $\pi (\bar{R}_m^2 - \bar{r}_m^2)$ é a área de fluxo na câmara de vórtice. A .Equação (2.9.53) pode ser escrita como :

$$\bar{U}_{am} = \bar{U}_{an} \varphi / (\bar{R}_m^2 - \bar{r}_m^2) = \mu / (\bar{R}_m^2 - \bar{r}_m^2) \quad (2.9.54)$$

Aplicando a conservação de momento angular, $U_m r_m = U \Sigma r_{mk}$ e $U_{am}^2 + U_{um}^2 = U^2$, nós obtemos:

$$\bar{r}_m^2 = a / (1 - \bar{U}_{am}^2) \quad (2.9.55)$$

Substituindo r_m da Eq. (2.9.55) na Eq. (2.9.54), U_{am} e r_m podem ser obtidos pelo método da aproximação sucessiva.

2.9.2 Cálculos teóricos para dimensionamento do “swirl” real.

O processo de fluxo em um injetor real do tipo “swirl” pode ser descrito levando em conta os efeitos viscosos com a equação de Navier - Stokes [1]. Nenhuma solução analítica é eficaz para casos gerais e o uso de cálculos numéricos é inevitável [1].

Na prática, as condições reais podem ser aproximadas com a introdução do coeficiente de perda hidráulica, ξ_i na equação (2.9.56), o qual caracteriza a perda total de pressão no injetor, e o coeficiente de perda de momento angular K :

$$p_f = p_c + \frac{\rho U_{um}^2}{2} + \frac{\rho U_{an}^2}{2} + \xi_i \frac{\rho U_{in}^2}{2} \quad (2.9.56)$$

Assim

$$U_{an} = \sqrt{\frac{2}{\rho} \Delta p_i - \xi_i U_{in}^2 - U_{um}^2} \quad (2.9.57)$$

onde $\Delta p_i = p_f - p_c$ é a pressão de gota através do injetor. A atual taxa de fluxo de massa pelo bocal do injetor pode ser representado na forma seguinte:

$$\dot{m}_i = \varphi \pi R_n^2 \rho U_{an} = \varphi \pi R_n^2 \sqrt{2\rho \Delta p_i - \xi_i \rho^2 U_{in}^2 - \rho^2 U_{um}^2} \quad (2.9.58)$$

onde

$$U_{in} = \frac{\dot{m}_i}{n \pi r_{in}^2 \rho} \quad \text{e} \quad U_{um} = \frac{K R_{in} U_{in}}{r_{mn}} \quad (2.9.59)$$

Substituindo das definições o parâmetro geométrico A e o coeficiente de abertura do bocal,

$R_{in} = R_{in} / R_n$, temos:

$$U_{in} = \frac{\dot{m}_i A}{\pi R_n^2 \rho \bar{R}_{in}} \quad (2.9.60)$$

$$U_{un} = \frac{KR_{in}U_{in}}{R_n\sqrt{1-\varphi}} = \frac{KR_{in}\dot{m}_i}{R_n\sqrt{1-\varphi}n\pi r_{in}^2\rho} = \frac{K\dot{m}_i}{\rho\pi R_n^2\sqrt{1-\varphi}}A \quad (2.9.61)$$

A substituição das Eqs. (2.9.60) e (2.9.61) na Eq. (2.9.58) e rearranjando os resultados obtidos em uma expressão específica para o fluxo no parâmetro característico A que considera as perdas viscosas:

$$\dot{m}_i = \mu_i\pi R_n^2\sqrt{2\rho\Delta p_i} \quad (2.9.62)$$

onde o coeficiente de fluxo de massa μ_i leva a forma

$$\mu_i \equiv \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varphi^2} + \frac{A^2K^2}{1-\varphi} + \xi_i\frac{A^2}{R_{in}^2}}} \quad (2.9.63)$$

O coeficiente de fluxo depende da razão da área de fluxo, φ , combinando as dimensões, A e R_{in} , perdas hidráulicas, ξ_i , e perdas de momento angular, K. Com o uso do princípio de máximo fluxo:

$$AK = \frac{(1-\varphi)\sqrt{2}}{\varphi\sqrt{\varphi}} \quad (2.9.64)$$

nós temos :

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{2-\varphi}{\varphi^3} + \xi_i\frac{A^2}{R_{in}^2}}} \quad (2.9.65)$$

O ângulo do spray cônico é determinado da relação entre as velocidades circunferencial e total na seção de saída do bocal : $\sin \alpha = U_{un} / U_{\Sigma n}$. Aplicando das Eqs. (2.9.60) e (2.9.61)

temos :

$$U_{un} = \frac{R_n}{r_{mn}}\mu_iAK\sqrt{\frac{2}{\rho}\Delta p_i} \quad (2.9.66)$$

e a velocidade total se torna :

$$U_{\Sigma n} = \sqrt{U_u^2 + U_a^2 + U_r^2 - \xi_i U_{in}^2} = \sqrt{1 - \xi_i\mu_i^2\frac{A^2}{R_{in}^2}}\sqrt{\frac{2}{\rho}\Delta p_i} \quad (2.9.67)$$

As Equações (2.9.66)e (2.9.67) conduzem para a seguinte equação do angulo para a folha líquida formada :

$$\sin \alpha = \frac{R_n}{r_{mn}}\mu_iA\frac{K}{\sqrt{1 - \xi_i\mu_i^2\frac{A^2}{R_{in}^2}}} \quad (2.9.68)$$

A equação (2.9.68) sugere que o ângulo de propagação é diferente para partículas líquidas localizadas a várias distâncias r do eixo ($\sin \alpha \sim 1/r$). Em cálculos, com alguma inexatidão assumida, o ângulo do spray cônico α correspondente ao raio médio é usado:

$$r_{av} = \frac{R_n + r_{mn}}{2} = \frac{R_n}{2} (1 + \sqrt{1 - \varphi}) \quad (2.9.69)$$

Assim,

$$\sin \alpha = \frac{2\mu_i AK}{(1 + \sqrt{1 - \varphi}) \sqrt{1 - \xi_i \mu_i^2 \frac{A^2}{R_{in}^2}}} \quad (2.9.70)$$

Para líquido ideal ($\xi_i = 0$ e $K = 1$), desprezando o componente radial da velocidade do líquido, o ângulo do cone do spray 2α e os parâmetros de fluxo μ e φ são determinados só pela característica geométrica do injetor e pode ser calculado como uma função de A .

A viscosidade do propelente e a conseqüente perda por atrito afetam as características do injetor em termos de μ , α e φ . A perda de momento medida pelo coeficiente K é a primeira a ser considerada. Por simplificação as perdas hidráulicas são negligenciadas com $\xi_i = 0$

O desempenho do injetor pode ser convenientemente avaliado pelo parâmetro geométrico característico equivalente A_{eq} injetor de Eq. (2.9.64):

$$A_{eq} \equiv AK = \frac{(1 - \varphi_{eq})\sqrt{2}}{\varphi_{eq}\sqrt{\varphi_{eq}}} \quad (2.9.71)$$

Por conseguinte,

$$\mu_{eq} = \frac{\varphi_{eq}\sqrt{\varphi_{eq}}}{\sqrt{2 - \varphi_{eq}}} \quad (2.9.72)$$

e

$$\mu_i = \frac{\mu_{eq}}{\sqrt{1 + \xi_i \mu_{eq}^2 \frac{A^2}{R_{in}^2}}} \quad (2.9.73)$$

Este método é conveniente porque as relações numéricas obtidas para um injetor ideal e exibidas graficamente na Figura 2.9.3, ficam válidas para um injetor equivalente pela substituição de A por A_{eq} . Desde que $K < 1.0$ e $A_{eq} < A$ para o mesmo injetor sob efeito da viscosidade. A perda de momento conduz a um aumento do coeficiente de fluxo de massa (μ_{eq}) e do coeficiente de preenchimento de passagem (ϕ_{eq}), mas também conduz a uma diminuição do ângulo do spray cônico $2\alpha_{eq}$.

Para avaliar A_{eq} para um injetor com geometria sugerida ($A = R_{in} R_n / n r_{in}^2$) e achar valores reais de μ , α e ϕ , a expressão seguinte pode ser usada:

$$A_{eq} = \frac{R_{in} R_n}{nr_{in}^2 + \frac{\lambda}{2} R_{in} (R_{in} - R_n)} \quad (2.9.74)$$

onde :

$$\lambda = 0.3164 / (Re_{in})^{0.25} \quad \text{and} \quad Re_{in} = \frac{U_{in} r_{in} 2\sqrt{n}}{\nu} = \frac{2\dot{m}_i}{\pi\sqrt{n}r_{in}\rho\nu} \quad (2.9.75)$$

A equação (2.9.74) caracteriza o comportamento de um injetor do tipo aberto ($C = \bar{R}_{in} = 1.0$) com $R_{in} = R_n$, $A_{eq} \equiv A$. Diferente das perdas de momento K , a pressão total perdida ξ_i diminui o coeficiente de fluxo. A principal perda de pressão total ocorre nas passagens de entrada. Para a maioria dos projetos, pode-se assumir que,

$$\xi_i = \xi_{in} + \lambda \frac{l_{in}}{d_{in}} \quad (2.9.76)$$

2.9.3 Metodologia objetiva para cálculos de dimensionamento do “swirl” .

Um procedimento para projeto de um injetor proposto por Bazarov [1] é apresentado a seguir. As propriedades do fluido utilizado como densidade, viscosidade entre outros, bem como demais parâmetros de operação como taxa de fluxo de massa \dot{m} , queda da pressão através do injetor ΔP_i e ângulo da folha líquida cônica oca α , são dados de projeto .

1) Inicialmente o ângulo do spray cônico deve ser escolhido com base nas especificações de projeto e deve estar entre 90 e 120 graus.

A partir do gráfico da Figura 2.9.3, lembrando que $\sin \alpha = U_{un} / U_{\Sigma n}$, o ângulo α pré-definido em projeto deve ser demarcado de forma que o parâmetro geométrico característico A e o coeficiente de fluxo μ_i sejam obtidos.

2) Com base na equação (2.9.62) determina-se o raio do bocal R_n .

3) Deve ser especificado o número de entradas tangenciais n e o coeficiente de abertura do bocal $C = R_{in} / R_n$, que também são dados do projeto.

Com base na equação $r_{in} = (R_{in} R_n / n A)^{1/2}$ obtêm-se o diâmetro dos orifícios tangenciais de entrada [1]

4) O comprimento dos orifícios tangenciais de entrada deve ser: $l_{in} = (3 \sim 6) r_{in}$

O comprimento do bocal deve ser: $l_n = (0,5 \sim 2) R_n$

O comprimento da câmara de vórtice deve ser: $l_s > 2 R_{in}$

O raio da câmara de vórtice deve ser: $R_s = 2 R_{in} + r_{in}$

5) Com base na equação (2.9.75) calcular o número de Reynolds dos orifícios tangenciais de entrada e o coeficiente de atrito λ , sendo que ρ é a densidade e ν é a viscosidade cinemática.

6) Determinar A_{eq} através da equação (2.9.74) e no gráfico da Figura 2.8.3 achar α_{eq} e μ_{eq} .

7) Com base na equação (2.9.76) calcular o coeficiente de perdas hidráulicas nos orifícios tangenciais de entrada.

Determinar o coeficiente ξ_{in} a partir do gráfico da Figura 2.8.4 abaixo, que mostra o comportamento de ξ_{in} , quando os orifícios tangenciais de entrada do injetor tem as beiradas das bordas de entrada no sistema de alimentação retas (sem abaulamento) e estão inclinados com o respectivo plano de entrada.

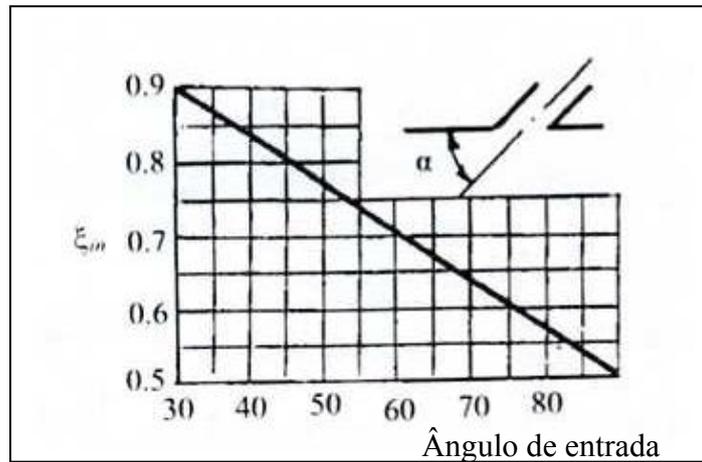


Figura 2.9.4 - Efeito do ângulo de inclinação dos orifícios tangenciais de entrada [1]

Este ângulo pode ser calculado pela equação $\alpha = 90 - \tan^{-1} RS / l_{in}$.

- 8) Calcule o coeficiente de fluxo atual μ_i usando a equação (2.9.73).
- 9) Com μ_i determine o novo raio do bocal R_n , com base na equação (2.9.62).
- 10) Com base na equação $r_{in} = (R_{in} R_n / n A)^{1/2}$, calcule o novo parâmetro A com o novo raio do bocal R_n .
- 11) Repita as etapas de 1 a 10 para verificar se os parâmetros do injetor estão coerentes.

2.9.4 Mistura em injetores do tipo “swirl” bipropelente

2.9.4.1 Mistura externa

A mistura da fase líquida pode ocorrer antes que as folhas líquidas comecem a se desintegrar.

Injetores com mistura externa

A Figura 2.9.5 mostra três configurações diferentes de injetores com mistura externa. Dois injetores do tipo “swirl” são conectados estruturalmente de tal um modo, que o bocal do estágio 1 é concentricamente situado dentro do bocal do estágio 2. As seções de saída de ambos injetores ficam situados no mesmo plano. Algumas vezes, para diminuir as dimensões do injetor, o estágio 2 ou ambos os estágios são completamente abertos.

Uma exigência básica de projeto para injetores com mistura externa é, que o ângulo do cone do spray do estágio 1 deve ser maior que o ângulo do cone do spray do estágio 2, para que as folhas de combustível e oxidante se cruzem e misturem até mesmo fora do injetor, antes que elas começassem se desintegrar em gotículas. Os projetos dos injetores podem ser classificados, mais adiante, em duas categorias. Se um dos bocais está dentro do outro duas configurações dos injetores são possíveis. Na versão 1, o bocal do estágio 1 é acomodado pelo vórtice de gás do estágio 2. Ambos os injetores são hidraulicamente independentes um do outro e podem ser projetados usando o procedimento descrito anteriormente. Na versão 2, o bocal do estágio 1 é submerso no fluxo líquido do estágio 2. Esta projeto é normalmente associado com o objetivo de aumentar a capacidade de fluxo do estágio 1, sem aumentar a pressão de gota Δp_i , e diminuir o ângulo do spray cônico aumentando a dimensão do bocal ($A_{n1} = \pi R_{n1}^2$). O funcionamento do estágio 2, em particular seu coeficiente de fluxo μ_2 depende da relação dos raios $R = R_{n2} / R_1$ onde R_{n2} é o raio do bocal do estágio 2 e R_1 é o raio externo do bocal do estágio 1.

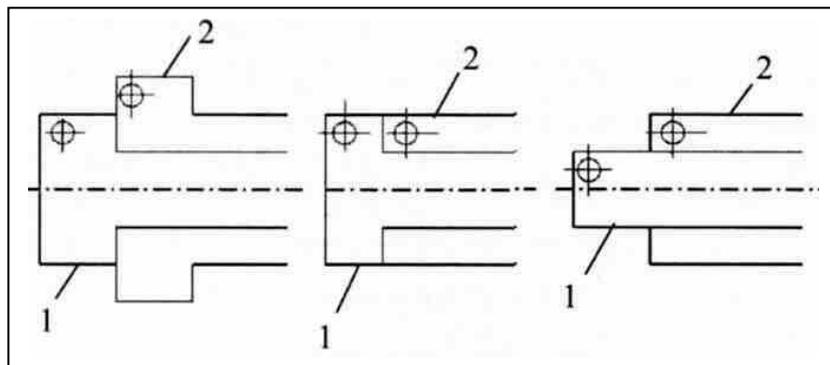


Figura 2.9.5 - Versões de injetores do tipo “swirl” bipropelente com mistura externa.

2.9.4.2 Mistura interna .

A Figura 2.9.6 mostra três versões diferentes de injetores com mistura interna. O injetor interno (estágio 1) é descarregado internamente na saída do estágio 2, para permitir

estabilidade e mistura eficiente dos propelentes na superfície interna do bocal do estágio 2. Esta parte do bocal do estágio 2 é chamado de misturador do injetor, cujo comprimento τ_i pode ser variado para promover o tempo de permanência necessário dos fluxos de propelentes e permitir a mistura. Se τ_i é muito longo (por exemplo, 1,5-10 ms), combustões completas e explosões podem acontecer ainda dentro dos injetores.

De forma oposta, se τ_i for muito curto (por exemplo, menos de 0,1 ms), a mistura dos propelentes pode ser pobre, conduzindo a uma combustão de baixa eficiência. O valor ideal de τ_i depende das propriedades dos propelentes, razão de fluxo no injetor e vários outros fatores cujos efeitos ainda não são claramente compreendidos. Provisoriamente $\tau_i = 0,1$ ms é recomendado para propelentes hipergólicos e $\tau_i = 0,2$ ms para propelentes não hipergólicos com a razão total de fluxo de propelentes $m_{i1} + m_{i2}$ na gama de 0,2 - 1,0 kg/s. O valor final de τ_i (e conseqüentemente, o comprimento de permanência Δt_{in}) é determinado durante o desenvolvimento da máquina.

O ângulo, do cone do spray, quando ambas as fases operam simultaneamente, depende de muitos fatores. Geralmente é assumido que o ângulo total $2\alpha_2$ é 30 - 40 graus menor que o ângulo do cone do spray de um estágio 2 isolado sem a inclusão do estágio 1. Durante o projeto de um injetor operando hidraulicamente independente, cada fase deveria ter:

- 1) o raio da coluna de gás do estágio 2 deve exceder o raio externo do bocal do estágio 1, com $r_{m2} - r_{m1} = 0,2 - 0,3$ mm.
- 2) o ângulo do cone do spray do estágio 1 deve ser de modo que o propelente chegue à parede de mistura 2-3 mm a jusante (abaixo) das entradas de tangenciais do estágio 2.

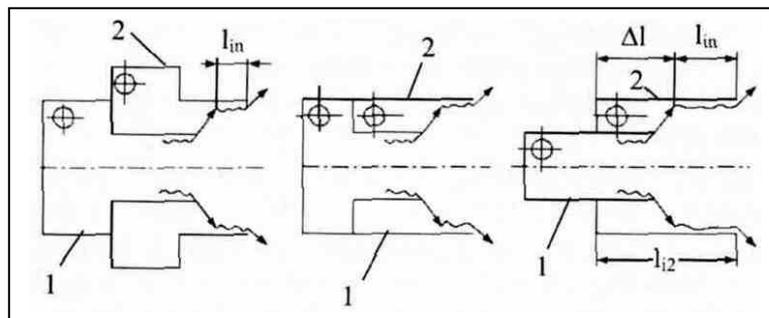


Figura 2.9.6 - Versões de injetores bipropelentes do tipo “swirl” com mistura interna.

Teoricamente, o spray de um injetor do tipo “swirl” com um líquido ideal se assemelha a uma hipérbole. O ângulo do spray cônico é limitado por assíntotas limitadas pela hipérbole e isto é determinado somente pelo parâmetro geométrico característico A . Para injetores reais, como um resultado das perdas viscosas, a forma de spray varia de uma tulipa para uma configuração próxima da cônica, dependendo da perda de pressão. Na prática são frequentes os casos nos quais o ângulo do cone do spray precisa ser mudado sem afetar o parâmetro geométrico e o fluxo de massa do injetor. Um exemplo notável é a exigência para o spray de um injetor líquido bipropelente coaxial de cruzar a zona de formação de mistura, especialmente quando propelentes hipergólicos são usados. Teoricamente é impossível variar o ângulo de cone de spray sem mudanças no parâmetro geométrico A . Os projetistas são forçados assim a fazer com que as folhas se cruzem na parede do bocal do injetor periférico.

As desvantagens potenciais de tal mistura de propelentes são:

- 1) erosão do bocal devido a distância diminuída entre a zona de combustão e o injetor.
- 2) a entrada de um propelente na câmara de vórtice do outro propelente resulta na explosão da mistura bipropelente durante o reinício da máquina. A outra exigência importante imposta para controle de fluxo em injetores é a mínima mudança no ângulo do cone do spray com relação a variações do parâmetro geométrico [1].

3 Parte experimental, resultados e discussões

3.1 Fluidos e Equipamentos

3.1.1 Fluidos a serem usados durante os testes

O querosene é um hidrocarboneto normalmente utilizado em MFPL como combustível devido a sua disponibilidade, baixo custo, facilidade em ser estocado e densidade moderada. O hidrogênio líquido é utilizado em MFPL mais modernos e requer tecnologias mais modernas para sua utilização. Como oxidante o oxigênio líquido é altamente volátil comparado ao querosene, influenciando assim no comprimento da câmara de combustão que deve ser projetada para o limite de vaporização do combustível e não no limite de vaporização do oxidante.

Estes propelentes oferecem desafios aos projetos dos MFPL como sistema de armazenagem, bombeamento, tubulações, refrigeração, estabilidade de combustão entre outros.

A utilização de oxigênio líquido e hidrocarbonetos apresenta um risco intermediário se comparado com as outras combinações. Como exemplo, pode-se citar a contaminação do oxigênio pelo hidrocarboneto em um teste preliminar e que fatalmente propiciaria a detonação deste oxigênio contaminado em uma utilização posterior. Também as baixas temperaturas do oxigênio líquido que dificulta o início do funcionamento do motor.

Com o objetivo de viabilizar os testes do injetor fabricado optou-se pelo método da injeção com parafina fundida e posterior avaliação do perfil granulométrico das gotas solidificadas.

Entre as desvantagens da parafina fundida, estão o fato de não ser o combustível normalmente utilizado, a falta de estudos sobre suas características reológicas e a incerteza quanto ao estágio da geração da gota (primeiro ou segundo).

Como vantagens temos que a parafina fundida apresenta semelhanças de densidade, tensão superficial e viscosidade com o querosene empregado como combustível nos MFPL [2], viabiliza, de forma pouco onerosa e simples a avaliação dos tamanhos de gotas obtidas e sua distribuição em uma amostra significativa do spray produzido.

Após pesquisa no mercado nacional, optou-se por uma parafina granulada de baixo ponto de fusão, entre 60,0 e 62,8 °C, de código 81 C (conforme anexo 4 do certificado de ensaio) normalmente utilizada em processos industriais, que facilita a montagem do sistema de aquecimento e manutenção da temperatura do circuito, por onde passa a parafina fundida em imersão em um tanque de chapa de ferro zincado com 0,5 mm. de espessura e com aproximadamente 80 litros de água aquecida e permitindo que a parafina seja aspergida com um diferencial de temperatura baixo com relação à temperatura ambiente, assim como uma solidificação mais rápida das gotas.

Com o objetivo de definir alguns parâmetros dimensionais para a construção da bancada de testes a quente definitiva, alguns ensaios preliminares, com uma bancada provisória e fluidos alternativos foram realizados.

Com óleo de corte de tornos automáticos, cujas características de densidade e viscosidade são semelhantes ao óleo hidráulico usado normalmente por esta bomba hidráulica, realizaram-se os primeiros testes para verificar o funcionamento do sistema como um todo e confirmar a formação da folha líquida cônica oca característica do injetor pressurizado do tipo “swirl”.

Com querosene comercial que tem características parecidas com a parafina fundida confirmou-se também a formação da folha líquida cônica.

3.1.2 Equipamentos utilizados nas avaliações das gotas de parafina fundida.

Agitador eletromagnético Figura - 3.1.1 de peneiras granulométricas.

Projektor de perfil Figura - 3.1.2 , certificado conforme anexo 3, para medições diretas dos tamanhos das partículas esféricas (gotas) solidificadas de parafina, com lentes de aumento de 10 , 20 , 50 e 100 vezes .



Figura 3.1.1 - Agitador Eletromagnético



Figura 3.1.2 - Projektor de perfil

Balança analítica para pesar as amostras de parafina peneiradas e retidas nas malhas.

Peneiras granulométricas com oito polegadas de diâmetro por duas polegadas de altura em latão, certificadas conforme anexo 4.

Após o primeiro ensaio com parafina fundida foi possível observar no projetor de perfil que além do formato esférico das partículas, as mesmas apresentavam diâmetros distintos, formando alguns agrupamentos que possivelmente resultaram da falta de tempo e/ou espaço para se solidificarem separadamente, antes de atingirem o anteparo que as recolhia ou ainda, da colisão entre as mesmas em algum ponto ou pelo simples fato de estarem encostadas.

As medições realizadas indicaram diâmetros variando entre 0,012 mm. e 0,951 mm.

Optou-se então pela utilização da malha 18 para uma seleção inicial com o objetivo de retirar da amostra, que seria peneirada posteriormente em todas as malhas, todos os aglomerados.

A imagem da Figura 3.1.3 mostra o resultado desta seleção inicial, sendo que, a maior gota identificada, que é a do centro, tem um diâmetro de 0,951 mm.



Figura - 3.1.3 gotas de parafina solidificada medindo de 0,012 a 0,951 mm

Desta forma as peneiras utilizadas estão entre a malha 20 e a malha 635 conforme tabela do anexo 2.

3.2. Usinagem do injetor do tipo “swirl” bipropelente.

Foram usinados injetores em latão e acrílico, utilizados posteriormente em ensaios na bancada de teste , a frio com óleo de corte e querosene, e a quente com parafina fundida, para avaliação, principalmente, dos tamanhos das gotas formadas e angulo do cone.

O injetor de acrílico visava a observação do fluxo de fluido em seu interior, que ficou para trabalho posterior.

Foi utilizada uma fresadora com marcador digital, placa divisora e brocas para obter os furos tangenciais do “swirl”, além de um torno mecânico com ferramentas de corte e brocas

Foram idealizados a partir de projetos pré existentes como o utilizado na referência [1][15]

3.2.1. Os injetores

No caso do injetor bipartido, o injetor interno “desliza” dentro do injetor externo e tem como objetivo avaliar de que forma o “ encontro “ dos cones nas saídas dos injetores, altera as características das gotas formadas durante a mistura dos fluidos, melhorando ou não a qualidade da combustão.

Para garantir a estanqueidade das câmaras de torção, os injetores foram projetados para usar anéis O’Ring de borracha nitrílica, conforme anexo 3, ideal para derivados de petróleo e temperaturas de trabalho entre $- 50^{\circ}$ e $+ 120^{\circ}$ C., garantindo assim a vedação do conjunto.

O injetor de acrílico tem como objetivo principal observar o fluxo dos fluidos no seu interior.

Com base nos modelos de injetores apresentados anteriormente, foi idealizado o injetor do tipo swirl bipropelente, bipartido conforme desenhos nos anexos (interno – anexo 5 e externo - anexo (6) e figuras 3.2.1 Injetor interno e 3.2.2 Injetor externo abaixo :

câmara de torção tangencie perfeitamente esta câmara, impondo aos mesmos um movimento de rotação, que na saída do injetor gera um deslocamento no sentido radial, que é a característica principal do injetor do tipo “swirl”, além do deslocamento axial, que em conjunto, formam então um cone oco típico.

É feita a centralização dos planos do eixo da fresa com o plano vertical do eixo da peça e com o plano da face anteriormente preparada para este fim.

Esta centralização é feita com o auxílio de uma broca de centro, Figura 3.2.4 , com 5 mm de diâmetro ,colocada na pinça da fresa e que servirá para fazer as marcações (rebaixos) dos centros dos furos tangenciais de entrada do fluido na câmara de vórtice e que permitirá que a broca tenha sua ponta perfeitamente apoiada, não permitindo sair de sua posição.

No centro do primeiro furo, o marcador digital tem suas referências zeradas nas direções X e Y (plano horizontal da mesa) e será esta a referência para todos os outros furos.

Nesta situação, a mesa da fresa na direção Y é travada, pois todos os deslocamentos posteriores serão na direção X e de rotação da peça em 60 graus, com o divisor.

Com o auxílio do marcador digital, a mesa é deslocada até o centro do segundo furo, quando então é realizada a marcação de seu centro e subseqüentemente, igualmente, do terceiro.

A peça é então rotacionada em 60 graus e feitas as marcações dos centros dos furos sucessivamente até que todos os 18 centros tenham sido marcados.

Coloca-se então a broca, de diâmetro pré estabelecido, em um mandril, que por sua vez é fixado na pinça da árvore da fresa.

Como não há marcador digital para deslocamentos verticais da árvore da fresa, é utilizado o nônio original da máquina, que controla a altura da mesa em conjunto com o limitador da árvore, de forma que a mesma abaixe somente o necessário para fazer o furo na profundidade exata, não permitindo que o mesmo cause na câmara de torção, marcas indesejáveis que poderiam gerar turbulências nos fluidos.

Estando o último centro de furo já na posição correta, é feito o primeiro furo Figura 3.2.5 .

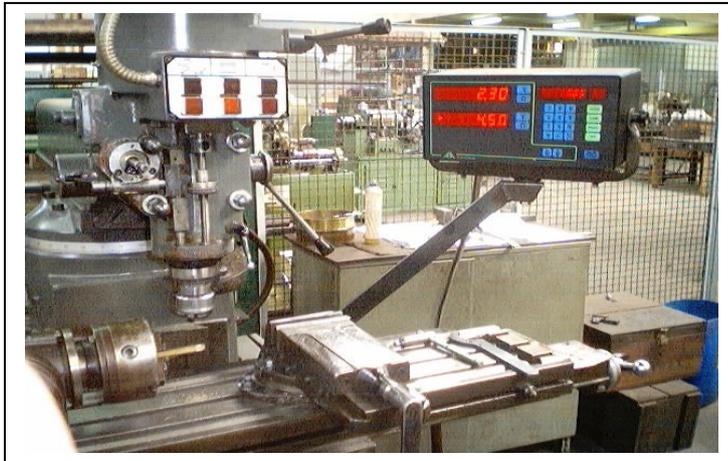


Figura 3.2.3 -
Foto da fresa com o
marcador digital e a
peça presa no
divisor da mesa.

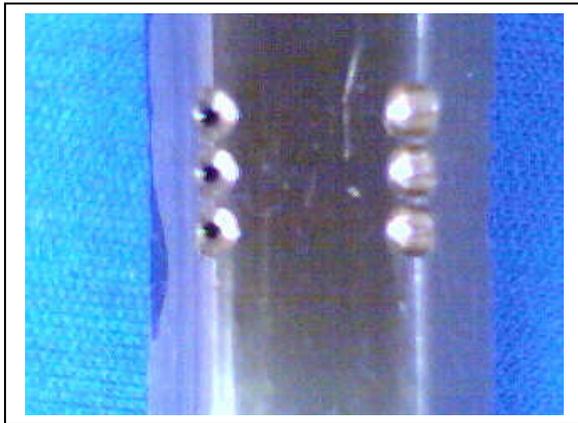


Figura 3.2.4 - Seqüência de furos e de centros

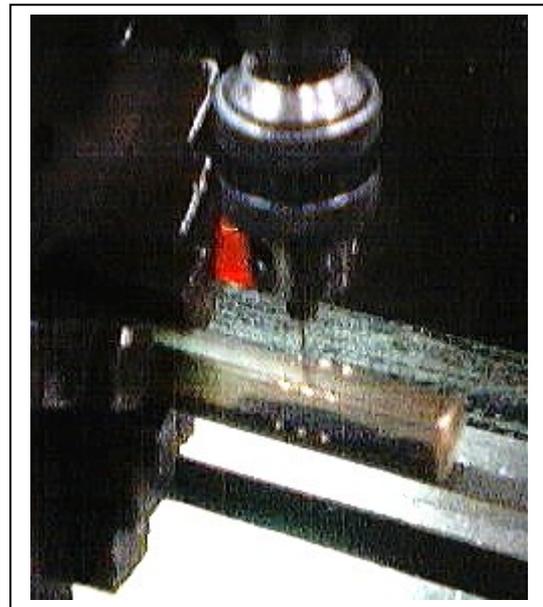


Figura 3.2.5 - Furo sendo feito na fresa

Da mesma forma como a mesa era deslocada para fazer os centros dos furos, ela é deslocada agora para fazer os furos, inclusive de rotação da peça com o divisor.

A peça é então retirada da fresa e colocada no torno.

Entre os objetivos a serem atingidos nas operações de torno como; tolerâncias das medidas, acabamentos superficiais de usinagem, etc., o principal é que seja garantida uma centralização

perfeita de cada injetor individualmente, para que na montagem do conjunto, as espessuras das folhas cônicas sejam mantidas, bem como a concentricidade das mesmas, evitando que defeitos na usinagem prejudiquem o experimento e comprometam os resultados obtidos.

Com tal objetivo, procura-se fixar a peça no torno já com os furos tangenciais de entrada feitos, com o auxílio de um relógio comparador Figura 3.2.6. Uma vez fixada a peça na placa universal do torno, não retirá-la mais de sua posição até que todas as operações tenham sido realizadas.

Caso seja necessário soltá-la, primeiramente torneamos o diâmetro externo do injetor, pois esta operação permitirá, se necessário, centralizar a peça usando um relógio comparador.

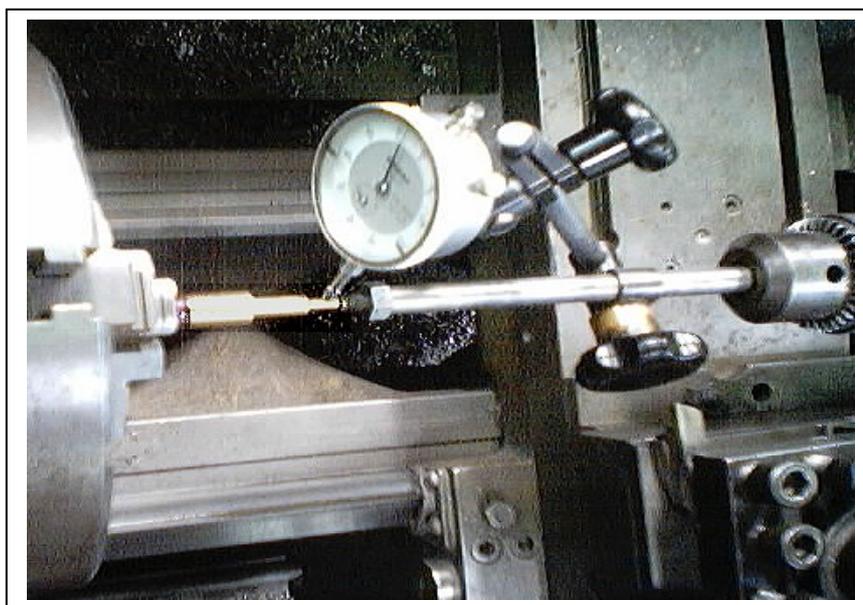


Figura 3.2.6 - Centralização da peça no torno com relógio comparador

É feito então um furo com broca de centro Figura 3.2.7 e em seguida um furo passante com uma broca de diâmetro inferior aos diâmetros finais dos furos.

As medidas finais dos injetores são obtidas com uma fina ferramenta de corte, fixa ao castelo do torno, para o diâmetro interno, Figura 3.2.8, e para o diâmetro externo, Figura 3.2.9, utilizando-se o avanço automático com um passo curto e alta rotação.

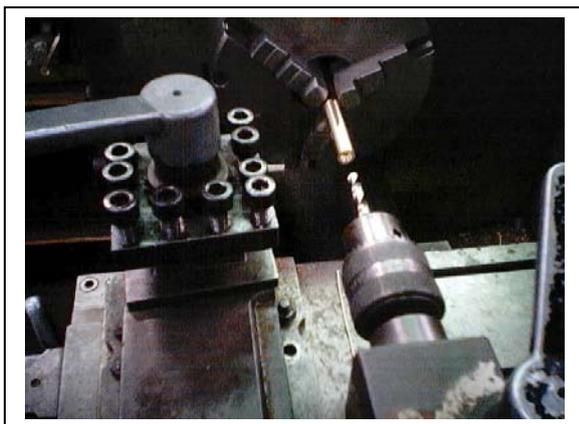


Figura 3.2.7 - Broca p/ medidas internas

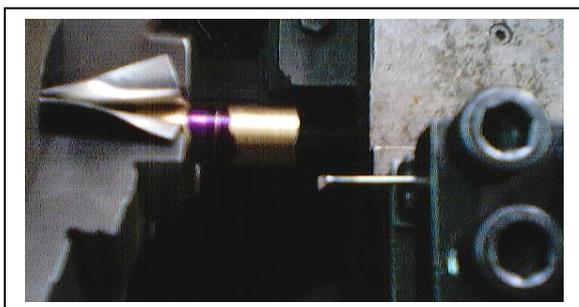


Figura 3.2.8 - Ferramenta p/ diam. interno

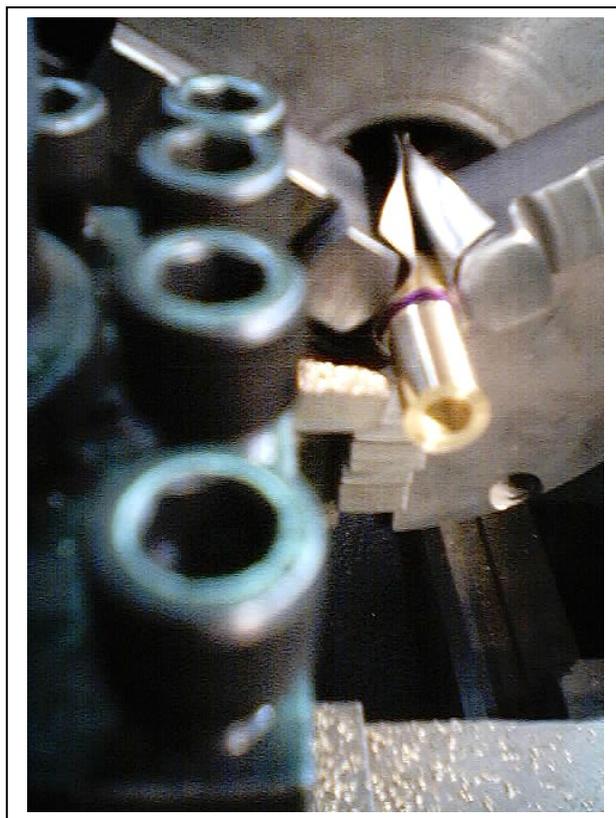


Figura 3.2.9 - Ferramenta p/ diâm. externo

As fotografias nas figuras abaixo, mostram os injetores internos, que são mais longos, de latão, Figuras 3.2.10 e 3.2.11 e de acrílico, Figuras 3.2.14 e 3.2.15, produzidos conforme descrito acima e os injetores externos de latão, Figuras 3.2.12 e 3.2.13, e de acrílico, Figuras 3.2.16 e 3.2.17 que é a peça mais curta. A Figura 3.2.18 é do conjunto em latão e a Figura 3.2.19 é do adaptador que une o injetor ao cabeçote injetor.

Os injetores são montados concêntricamente e há um deslocamento axial entre eles, sendo que a combinação tem por objetivo permitir o controle da interação entre os cones líquidos formados, pois o cone formado pela do injetor interno normalmente forma um ângulo menor que o cone líquido do injetor externo e se as saídas ficarem alinhadas estes cones podem não se “encontrar” e a mistura não será ideal.

Como há este controle deslizante, o injetor interno é retraído e seu bocal também, fazendo com que o cone líquido interno incida sobre o externo, permitindo assim uma mistura homogênea já nas saídas dos injetores, caracterizando este injetor com de mistura interna.

Os ângulos dos cones formados podem ser alterados por fatores, como formato da câmara de torção e pressão de injeção entre outros.



Figura 3.2.10 - Injetor de latão interno



Figura 3.2.11 - Injetor de latão interno

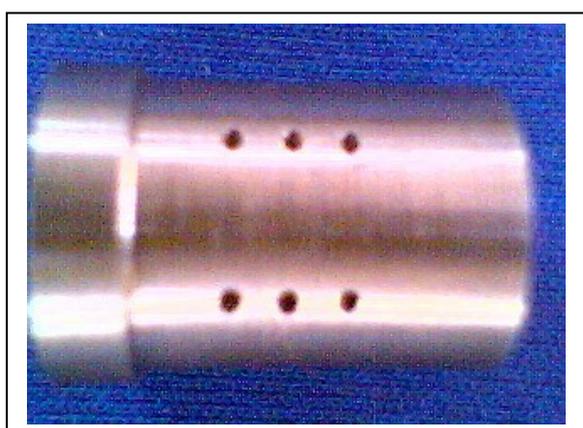


Figura 3.2.12 - Injetor de latão externo

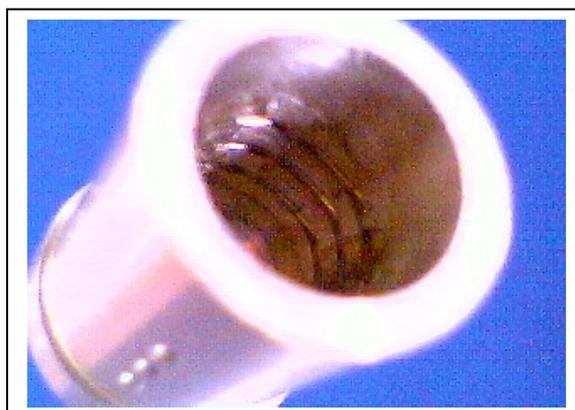


Figura 3.2.13 - Injetor de latão externo



Figura 3.2.14 - Injetor de acrílico interno

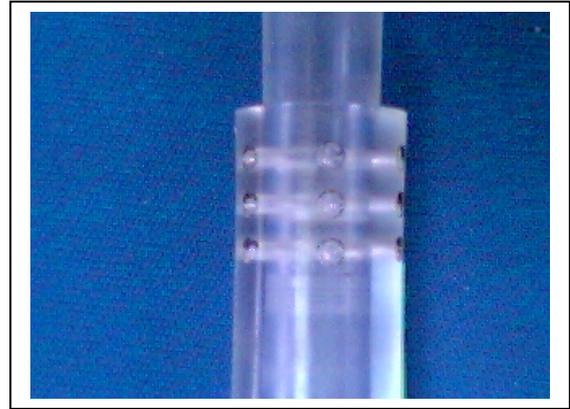


Figura 3.2.15 - Injetor de acrílico interno



Figura 3.2.16 - Injetor de acrílico externo

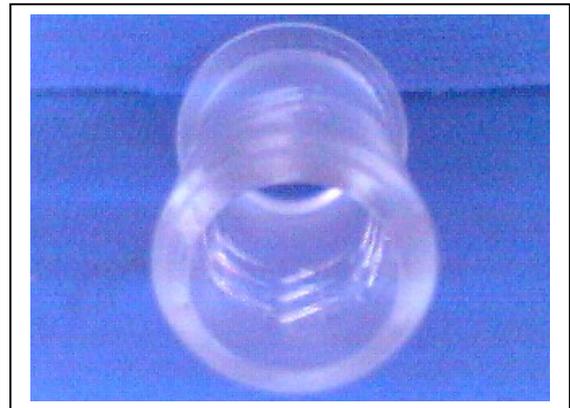


Figura 3.2.17 - Injetor de acrílico externo



Figura 3.2.18 Conjunto Injetor em latão.



Figura 3.2.19 Adaptador do injetor

3.3 Desenvolvimento da bancada de testes

A bancada de testes foi idealizado a partir da necessidade de continuidade e linearidade desta injeção, sem que houvessem interrupções ou oscilações que causassem descontinuidades ou variações de fluxo que prejudicassem os experimentos.

Dois processos básicos se enquadram nestes parâmetros :

- utilização de cilindros pressurizados com nitrogênio e aquecidos, que contenham em seu interior parafina fundida.
- utilização de uma bomba hidráulica com engrenagens rotativas .

Devido às circunstâncias técnicas e econômicas, optou-se pela bomba hidráulica de engrenagens retas, utilizada em circuitos óleo hidráulicos de tratores.

3.3.1 A Bomba Hidráulica

A bomba hidráulica de engrenagens da Figura 3.3.1 utilizada, pode desenvolver altas pressões, além de trabalhar em uma faixa de temperatura igual ao ponto de fusão da parafina escolhida.



Figura 3.3.1 - Bomba hidráulica de engrenagens com acoplamento

Como vantagens, podemos citar o campo de pressões de trabalho disponíveis, a agitação da parafina fundida dentro do tanque, que é obtida com o auxílio da válvula de alívio de pressão e que a faz retornar para o tanque circulando, impedindo sua solidificação localizada além da redução de custos com cilindro de nitrogênio, recargas, cilindros para colocação da parafina fundida e reguladores de pressão.

3.3.2 Válvula de Alívio de Pressão

A válvula de alívio de pressão é uma peça fundamental para o funcionamento da bomba, que é contínuo e uniforme, de acordo com a rotação do motor, pois no caso de qualquer interrupção indesejada do fluxo de saída do fluido pelo injetor, a mesma abre-se e impede que haja uma sobrepressão do circuito que poderia acarretar danos, além de permitir que todo o fluxo de fluido que passa pela bomba, retorne para o tanque enquanto as válvulas de esfera estiverem completamente fechadas.

3.3.3 O sistema para controle da pressão

Está baseado inicialmente nas duas válvulas de esferas de 1/4", uma para o injetor interno e outra para o externo, que são abertas gradativamente, quando são obtidas as pressões iniciais de trabalho até um máximo em sua abertura total.

A partir deste ponto pode-se fechar gradativamente a válvula de alívio de pressão, reduzindo assim o fluxo que retorna para o tanque e obrigando o fluido a passar pelo swirl, aumentando consideravelmente a pressão, quando então foram obtidos valores de até 21 atm. nos testes.

Deve-se considerar que a agitação induzida ao fluido por sua passagem nas engrenagens da bomba e pelas válvulas de esferas, torna o regime turbulento.

A Figura 3.3.2 apresenta parte do conjunto ainda sem o sistema de manômetros que é descrito abaixo .



Figura 3.3.2 Parte do conjunto de injeção.

3.3.4 O suporte dos injetores

Para alojar o injetor, foi fabricado um cabeçote que permitisse a formação de duas câmaras internas independentes, uma para o injetor interno e outra para o externo, quando o mesmo fosse nele inserido, além dos orifícios com rosca para a ligação da tubulação, e um flange com furação para fixação no tanque de água aquecida para imersão do sistema.

A Figura 3.3.3 (A, B e C), mostra fotos interna e externas ao tanque, do cabeçote injetor fixado ao mesmo com isolamento de silicone (vermelho) para altas temperaturas, sendo que a (C) apresenta o injetor operando com querosene.

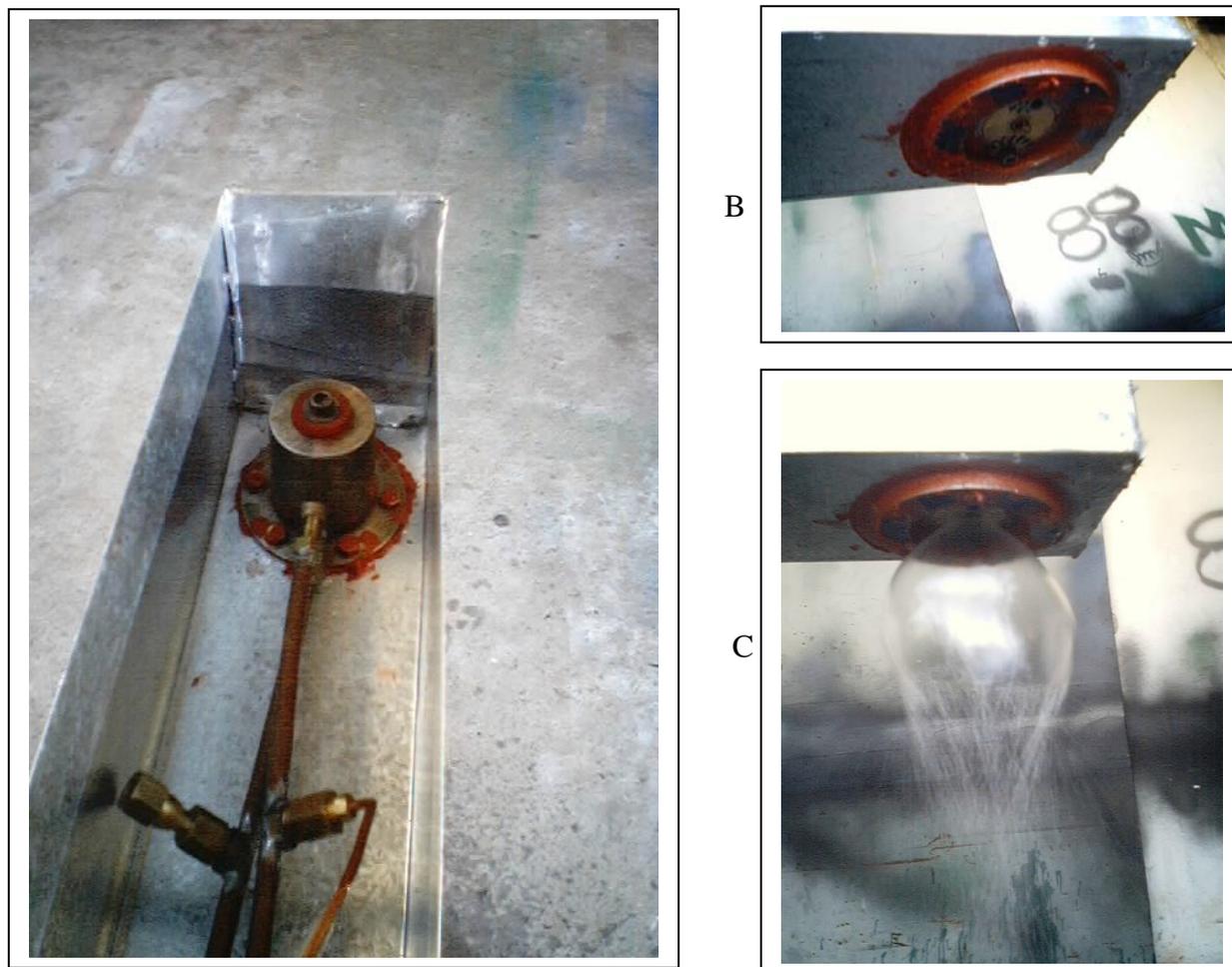


Figura 3.3.3 - Cabeçote injetor A, B e C

3.3.5. Tubulação

É de cobre de 3/8" de diâmetro, para ligar as válvulas de esferas ao cabeçote injetor e capilares de 3/16", para ligação dos manômetros. Foram assim escolhidas por sua facilidade de soldagem com estanho e pela existência de conexões com rosca gás, própria para pressão.

3.3.6. Filtro

Foi idealizado para ser capaz de impedir a entrada no sistema de pressurização de partículas menores que 0,18 mm. e é feito com malha em aço inox 304 nr. 80 (0,180mm. de abertura)

e estrutura tubular de ferro zincado para seu suporte como mostrado na Figura 3.3.4 e é fixado ao tanque de parafina fundida como mostrado na Figura 3.3.5

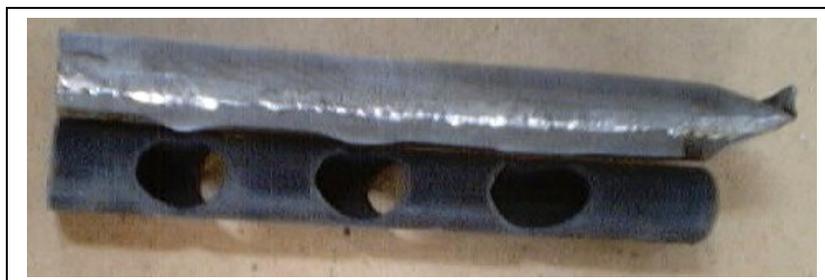


Figura 3.3.4 Filtro e suporte do filtro



Figura 3.3.5 - Filtro e suporte fixados ao tanque para parafina fundida.

3.3.7. Tanque de imersão

O tanque de imersão mostrado na figura 3.3.6, foi produzido com chapa de ferro zincado com 0,5 mm. de espessura e com capacidade para aproximadamente 80 litros de água.

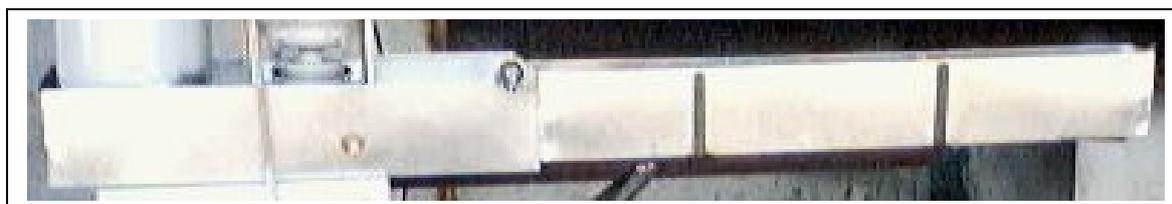


Figura 3.3.6 Tanque de imersão

3.3.8 Manômetros com tubulação de cobre e válvulas

Os manômetros, Figura 3.3.7, do injetor interno são os superiores, e os do injetor externo os inferiores. Os de 0 até 1 atm. (escala de 0,25 atm.) ficam à esquerda e os de 1 até 10 atm. (escala de 1 atm.) ficam à direita.



Figura 3.3.7 - Manômetros

3.3.9 Queimadores a gás para aquecer a água e termômetro

O sistema de aquecimento da água no tanque de imersão é simples e composto por dois queimadores industriais, como mostrado na Figura 3.3.8



Figura 3.3.8 - Queimadores e termômetro

3.4 Parte Experimental.

3.4.1 Bancada de Testes Provisória: testes com óleo e querosene.

A bancada de testes provisórios, Figura 3.4.1, foi a precursora da bancada final e foi utilizada para os testes preliminares com óleo de corte para tornos automáticos. Após as alterações necessárias, foram iniciados os testes com querosene para avaliar o funcionamento da bomba com um fluido menos viscoso e mais parecido com a parafina fundida. O principal parâmetro definido foi que, o comprimento do braço do tanque de imersão deveria ser de no mínimo 1,2 metros, pois a 21 atm. este era o raio do cone formado pelo injetor externo, que estava a uma altura de 0,90 metros do chão, tendendo posteriormente a cair verticalmente.



Figura 3.4.1 - Bancada de testes provisória.

As Figuras 3.4.2 e 3.4.3 mostram o injetor externo e o injetor interno, formando folhas líquidas cônicas ocas de querosene a baixa pressão .

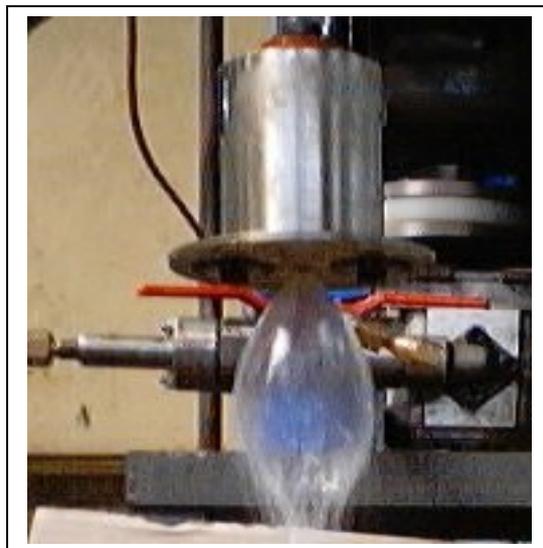
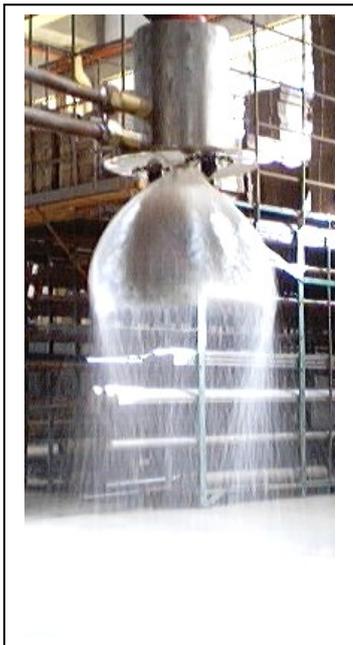


Figura 3.4.2 - Folha líquida injetor externo

Figura 3.4.3 - Folha líquida injetor interno

As Figuras 3.4.4 e 3.4.5 mostram o injetor externo e o injetor interno, formando folhas líquidas cônicas ocas de querosene à baixa pressão, separadas (sem interagirem), .

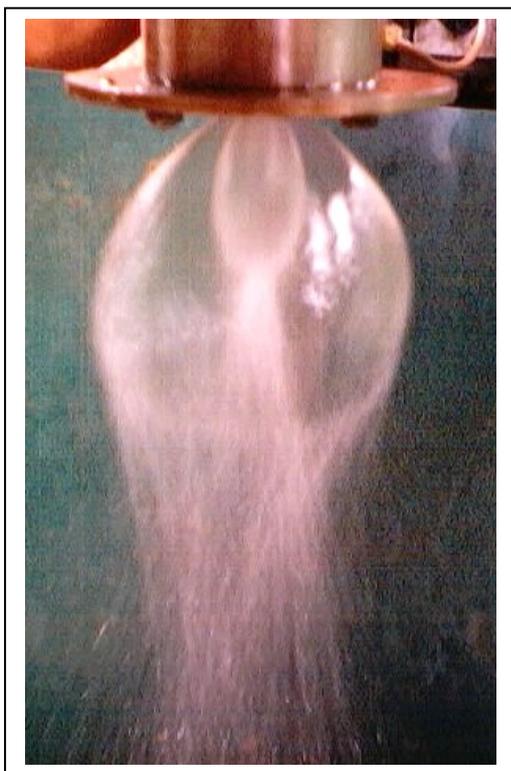


Figura 3.4.4 e 3.4.5 injetores externo e interno juntos

Os cones formaram-se em diversas circunstâncias e observou-se que o injetor interno apresentava uma vazão muito grande que dificultava a formação efeito swirl, formando um jato quase que somente axial, o que acabou por determinar o novo diâmetro de 1,1 mm. do injetor para os testes definitivos com parafina.

São mostrados na Figura 3.4.6 abaixo, os injetores externo e interno formando folhas líquidas cônicas ocas de querosene, juntas (interagindo simultaneamente), a baixa pressão, sendo que se observa que, próximo à saída dos injetores, os cones ainda estão separados.



Figura 3.4.6 - injetores externo e interno com folhas líquidas unidas.

3.4.2 Bancada de testes definitiva e teste com a parafina fundida.

Os parâmetros a serem avaliados são :

- eficiência do funcionamento do equipamento com a parafina fundida.
- formato das folhas cônicas produzidas e
- perfil granulométrico das gotas obtidas .

Todo o equipamento foi colocado sobre uma mesa, Figura 3.4.7, de forma que, a saída dos injetores ficasse a 1,8 m. do piso, sobre o qual foi colocado um plástico para recolher a parafina injetada .

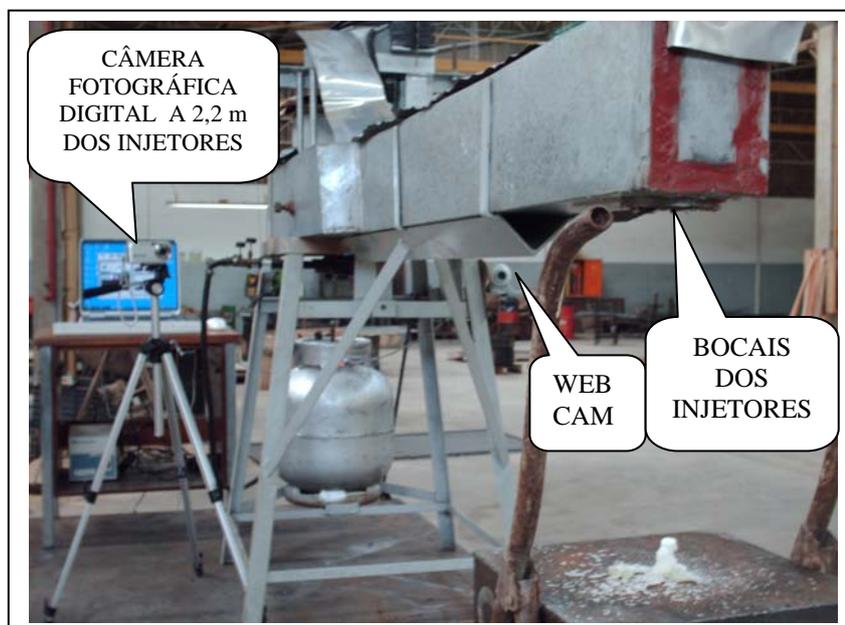


Figura 3.4.7 - Bancada a quente com dispositivos para registrar os testes

Colocou-se água no tanque até que a bomba e os bulbos dos manômetros ficassem submersos.

O termômetro foi colocado próximo ao cabeçote injetor.

A temperatura ambiente era de 24⁰ C.

Colocou-se a parafina em um outro recipiente que foi levado ao fogo até que a mesma estivesse totalmente fundida.

Os queimadores aqueceram a água do tanque até atingir os 75⁰ C e a parafina fundida no fogo foi colocada no recipiente do equipamento que está ligado diretamente à bomba.

Com os manômetros de baixa pressão acionados e os registros de passagem do fluido fechados, a bomba foi acionada e esta funcionou normalmente com a parafina fundida.

Os registros foram abertos lentamente, primeiro para o injetor interno e depois para o externo até a marca de 2,5 psi. nos manômetros de baixa pressão. Observou-se nos dois casos, a formação da cebola da folha líquida cônica oca e por fim sua extinção total com a formação de gotas, como com os fluidos experimentais anteriores (querosene e óleo de corte) .

Não foram realizados testes com dois injetores funcionando simultaneamente .

Neste primeiro teste já foi possível colher as gotas de parafina solidificada, porém, formaram-se placas devido ao grande volume de fluido e à curta distancia entre as saídas dos injetores e o ponto de coleta, o que não propiciava a solidificação.

3.4.2.1 Injeção com a pressão variando de 0 até 15 voltando para 0 atm.

Com o intuito de solucionar o problema de acúmulo de parafina e verificar a gama de diâmetros de gotas formadas, foi feito um segundo teste isolando-se os manômetros de baixa pressão, abrindo-se e fechando-se gradativamente os registros de alta pressão (acima de 1 atm.) seguidamente, primeiro do injetor externo e depois o injetor interno, de 0 até 15 voltando para 0 atm.

O spray cônico do injetor externo atingiu um diâmetro aproximado de 3,7 m e o interno 2 m.

Com este procedimento não houve excesso de parafina fundida acumulada. Houve tempo para a solidificação das gotas e coletou-se um razoável quantidade para análises.

Os resultados foram satisfatórios e todos os objetivos atingidos:

- o equipamento mostrou-se eficiente em todas as operações, mantendo a parafina fundida em todo o circuito e sem problemas em seu bombeamento.
- os jatos formados comportaram-se como o encontrado na literatura com um gotejamento inicial, seguido da formação da “cebola” que se abriu em sua parte inferior até à formação da folha líquida cônica, culminando em sua ruptura total em gotas que são objeto do estudo a seguir ;

- as primeiras observações com os as partículas obtidas foram no sentido que elas “rolavam” com facilidade em um plano inclinado e em diversos sentidos, indicando assim seu provável formato esférico, que foi posteriormente confirmado no projetor de perfil, Figura 3.4.8.

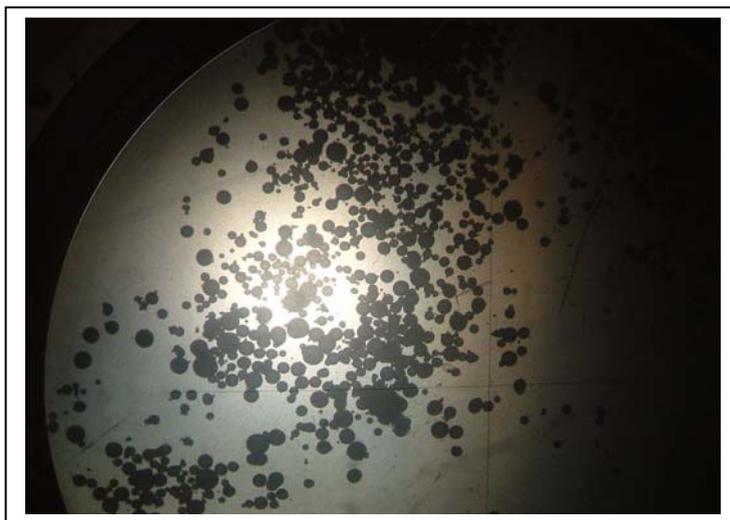


Figura 3.4.8 - gotas esféricas de parafina injetada

Foram recolhidos, da forma acima descrita, 1,20 kg. de parafina do injetor externo, Figura 3.4.9 e 0,65 kg. do injetor interno, Figura 3.4.10.



Figura 3.4.9 - 1,20 kg. de gotas de parafina do injetor externo



Figura 3.4.10 - 0,65 kg. de gotas de parafina do injetor interno

A Figura 3.4.11 mostra uma gota de parafina solidificada no bocal do injetor interno.



Figura 3.4.11 - Gota de parafina solidificada na saída dos injetores.

3.4.2.2 Injeção com a pressão fixa em 5 atm.

À pressão de 5 atm foram obtidos os seguintes dados :

- injetor externo : vazão mássica de 140 gr / seg. e ângulo do cone de 118° e
- injetor interno : vazão mássica de 183 gr / seg e ângulo do cone de 78° .

As vazões foram obtidas de pesagens consecutivas de diversas amostras da parafina fundida injetada e os ângulos dos cones foram obtidos das medições, nas próprias imagens, pelo

programa Auto Cad, sendo que não foram feitos cálculos de correção dos ângulos devido ao posicionamento da câmera fotográfica digital, que apesar de estar no nível dos bocais dos injetores, mantém um foco fixo.

As Figuras 3.4.12, 3.4.13 e 3.4.14 abaixo, mostram o ângulo do cone formado pelo injetor externo e suas gotas depositadas no anteparo.



Figura 3.4.12 - Cone Líquido oco do injetor externo a 5 atm



Figura 3.4.13 - Gotas do injetor externo no anteparo a 5 atm.



Figura 3.4.14 - Ângulo de 118 graus do cone externo

As Figuras 3.4.15, 3.4.16 e 3.4.17 abaixo, mostram o ângulo do cone formado pelo injetor interno e suas gotas depositadas no anteparo .



Figura 3.4.15 - Cone Líquido oco do injetor interno a 5 atm.

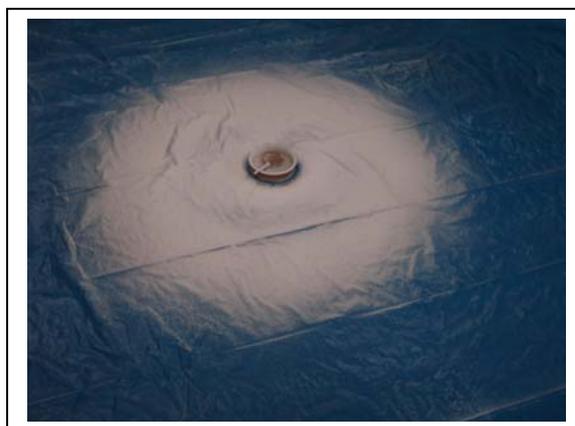


Figura 3.4.16 - Gotas do injetor interno no anteparo a 5 atm.

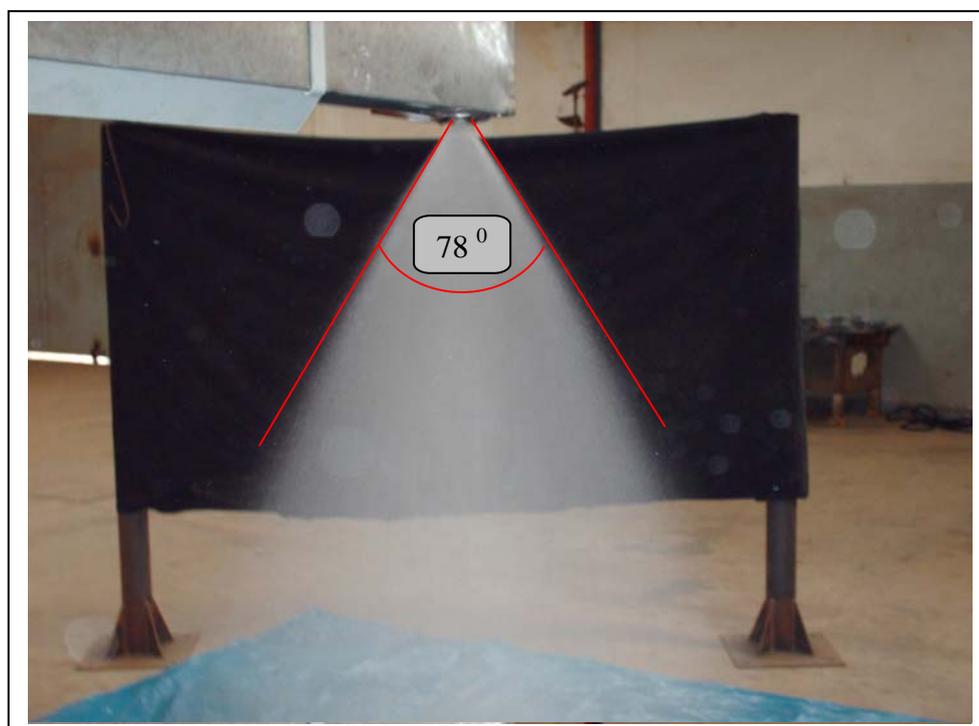


Figura 3.4.17 - Ângulo de 78 graus do cone interno

3.4.3 Testes granulométricos

3.4.3.1 Testes preliminares para definir processo de granulometria

Nos testes preliminares de peneiramento e observação no projetor de perfil, as gotas formaram aglomerados de difícil definição, pois não era possível determinar quais estavam realmente “grudadas” e quais estavam apenas “agrupadas”, conforme Figura 3.4.7 .

As gotas que estavam separadas apresentavam diâmetros inferiores ao das aberturas das malhas que as retiveram, provavelmente devido a alta oleosidade e umidade retida na amostra, pouco tempo de peneiramento e baixa intensidade de vibração do agitador.

Os principais objetivos dos testes preliminares de peneiramento são:

- determinar a quantidade inicial da amostra a ser peneirada para evitar o excesso de material que provocaria entupimento da tela, Figura 3.4.18 ou a falta do mesmo em telas mais fechadas, comprometendo a quantidade de gotas necessárias para avaliar os resultados.

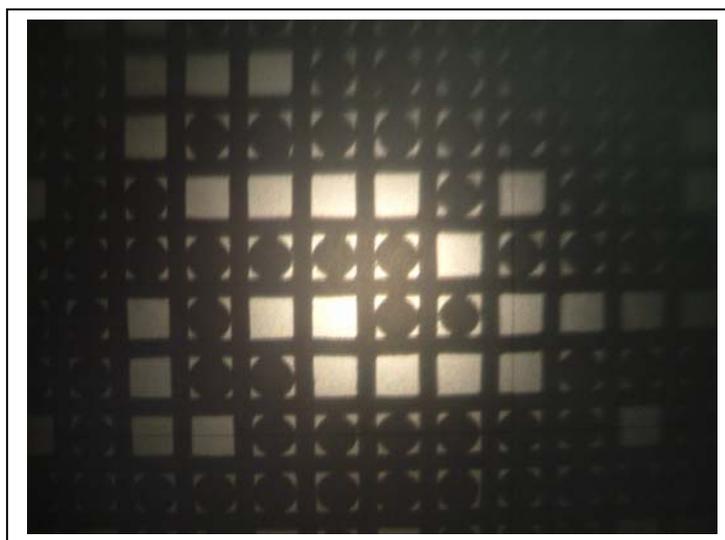


Figura 3.4.18 - Gotas retidas na malha da peneira

- identificar os problemas de peneiramento existentes pertinentes às características da parafina.
- determinar o tempo e a intensidade da vibração necessários para o completo peneiramento.
- estabelecer o procedimento padrão para o peneiramento com base nos dados coletados.
- determinar as peneiras que efetivamente retiveram material a ser considerado como válido para ser utilizado nos cálculos e gráficos de distribuição de tamanhos de gotas, pois as malhas mais abertas retêm parafina de formatos diversos e aglomerados que não podem ser considerados gotas, além de um número muito reduzido de gotas de diâmetros maiores e as malhas mais fechadas retêm pouquíssimas gotas de diâmetros muito reduzidos.
- determinar a quantidade e o modo de espalhar a amostra na mesa do projetor de perfil.

As soluções destes problemas e os procedimentos adotados são:

- limitar a quantidade de material a 250 gramas.
- utilizar 2,5 % em peso de Diaflow (dióxido de silício precipitado), conforme anexo , para dar fluidez às gotas de parafina, evitando aglomerados devido à alta oleosidade e umidade.
- fazer o peneiramento por 30 min. à máxima capacidade de vibração (dois milímetros de amplitude vertical), para cada um dos três conjuntos de peneiras, pois o agitador eletromagnético Bertel tem capacidade para 8 peneiras com duas polegadas de altura mais a tampa e o fundo.

malhas de conjunto A : 18 , 20 , 25 , 30 , 35 , 40 , 45 .

malhas de conjunto B : 50 , 60 , 70 , 80 , 100 , 120 , 140 .

malhas de conjunto C : 170 , 200 , 230 , 270 , 325 , 400 , 500 .

- concluir o peneiramento manualmente, peneira por peneira, com o auxílio de um pincel que deve ser passado na parte de trás da peneira, para soltar as gotas retidas nas malhas conforme Figura , que deve estar tampada para que não haja perda de material de forma a deixar cair as gotas que passam no fundo, até que a quantidade que passa pela tela seja muito pequena.
- verificar com o auxílio do projetor de perfil , se o material que ficou retido entre as telas é compatível com as aberturas das mesmas.
- descontar o Diaflow proporcionalmente do peso retido em cada malha, pois ele ficou retido em todas as malhas e apresentou um resíduo na malha 500 que deve ser descontado da sua quantidade inicial.
- utilizar um pincel nas malhas mais finas, entre a 170 e a 500, na parte superior da tela para auxiliar a passagem do Diaflow.
- a amostra de gotas na mesa do projetor de perfil não deve ser muito grande e deve estar espalhada na mesma, para facilitar sua visualização como mostrado na Figura 3.4.19 abaixo.

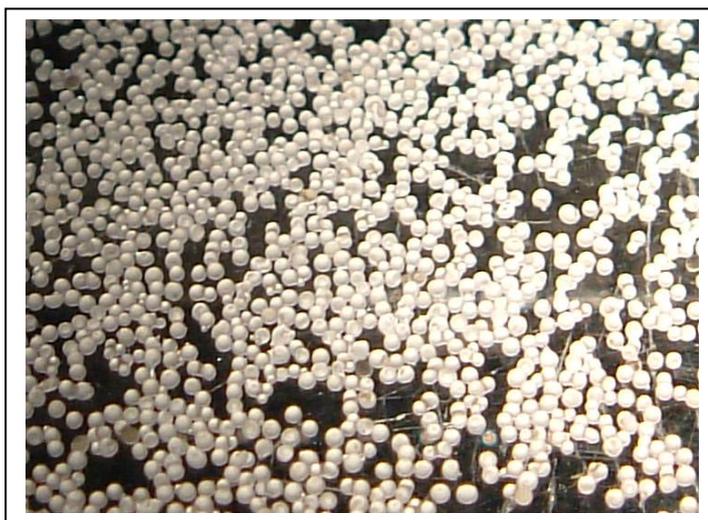


Figura 3.4.19 - Amostra de gotas na mesa do projetor de perfil

As partículas de Diaflow, observadas como pequenos grãos ao lado das gotas retidas na malha 500, Figura 3.4.20 abaixo, diferenciam-se das gotas de parafina pois :

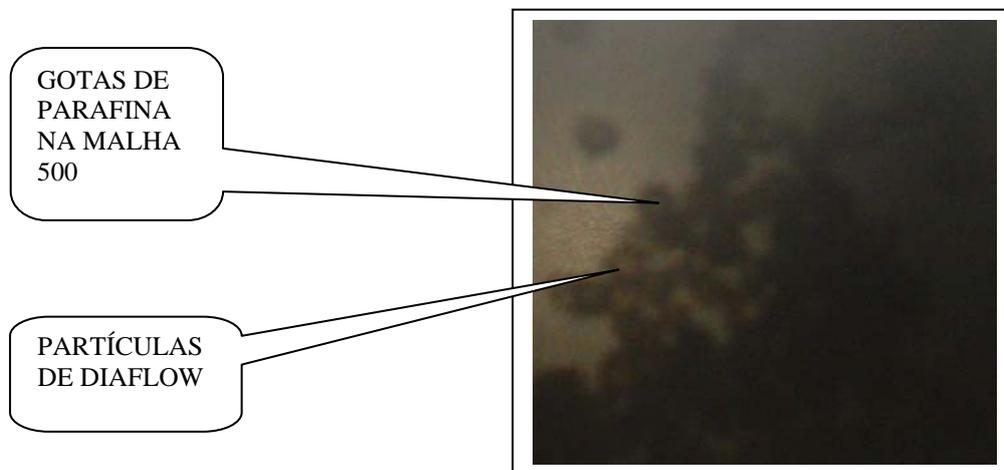


Figura 3.4.20 - Partículas de Diaflow no projetor de perfil

- não são perfeitamente esféricas como as gotas de parafina.
- são mais transparentes que a parafina que é pouco translúcida.
- tem um brilho peculiar que a parafina não tem.
- seu tamanho é de 0,03 mm. para menos.
- tem uma consistência de “talco”.
- é mais branca e leve do que as gotas de parafina que são mais amareladas e pesadas.

Nas malhas 50, 60 e 70 foram identificadas diversas gotas unidas como no processo coalescência ou de atomização secundária, pois tinham o formato de duas gotas ligadas uma à outra, sendo uma maior e uma menor, tendendo a igualar os tamanhos em determinadas malhas.

3.4.3.2 Teste granulométrico da parafina injetada durante os testes da bancada a quente, para pressão variando entre 0 até 15 até 0 kg / cm².

3.4.3.2.1 Injetor Externo.

Pressão de injeção	:	0 a 15 a 0 kg / cm ²
Peso inicial líquido da parafina injetada sem Diaflow	:	250,00 gr.
Peso inicial líquido do Diaflow	:	6,25 gr. (2,45 % do total)
Peso inicial total da parafina injetada com Diaflow	:	256,25 gr.
Peso da embalagem com etiqueta por campo i	:	2,680 gr.
Peso bruto após teste com embalagem e Diaflow	:	302,69 gr
Peso após teste sem embalagem e com Diaflow	:	302,69 gr - (21*2,68) = 246,41 gr
Peso líquido do Diaflow retirado na malha 500	:	3,34 gr - 2,68 gr. = 0,66 gr
Peso líquido do Diaflow retido da malha 18 até 500	:	6,25 gr - 0,66 gr. = 5,59 gr.
Peso final da parafina sem embalagem e sem Diaflow	:	246,41 gr - 5,59 gr = 240,82 gr.
Porcentagem de Diaflow retido	:	(5,59 . 100) / 246,41 = 2,27 %
SMD _{EXT 0 15 0}	:	0,290307 mm.

Os dados, cálculos e resultados para SMD_{EXT 0 15 0} encontram-se na Tabela 3.4.1 e nos gráficos 3.4.1 A e 3.4.1 B no final deste capítulo, nas pags. 219, 220 e 221 .

Os pesos indicados abaixo são líquidos ou seja, sem embalagem e sem Diaflow

Malha 18 : retidos 3,202 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas, mas praticamente sem gotas isoladas.

Malha 20 : retidos 3,761 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas, mas praticamente sem gotas isoladas.

Malha 25 : retidos 9,773 gr. (líquido) de parafina sem formatos diversos sendo que algumas gotas apresentavam-se unidas, Figura 3.4.21, sendo já aparecia um número maior de gotas isoladas.

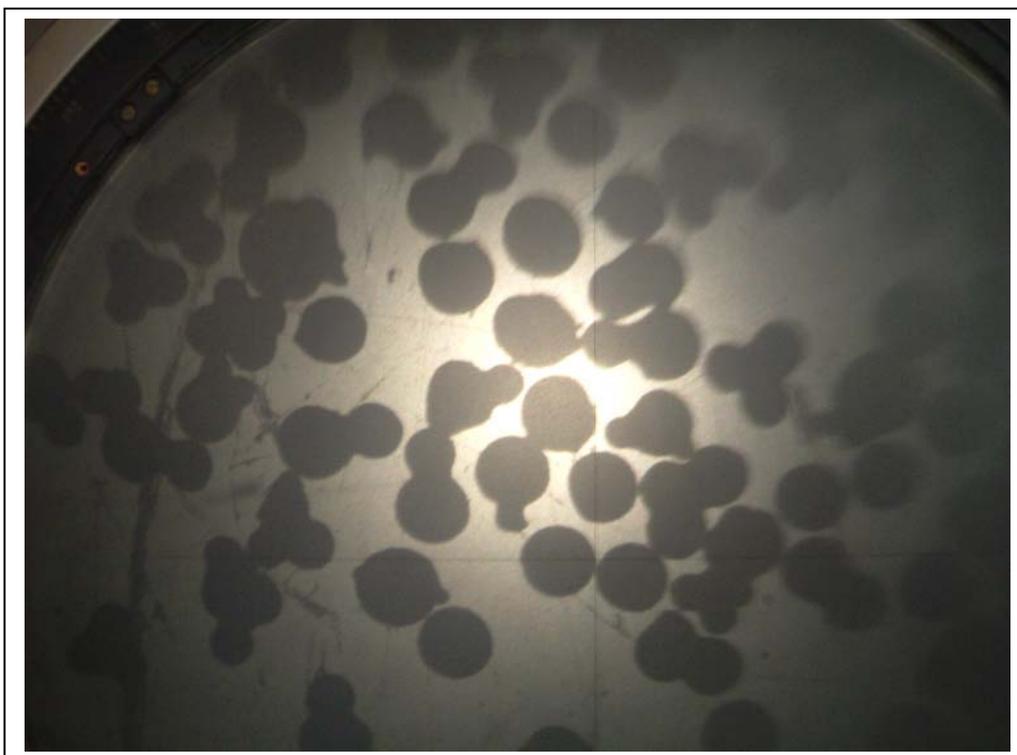


Figura 3.4.21 - Gotas de tamanhos diversos unidas

Os prováveis motivos da existência de gotas unidas são : coalescência de gotas durante o processo de desintegração da folha líquida cônica oca ou a solidificação da parafina em um momento que ainda não houve tempo para uma atomização secundária.

Malha 30 : retidos 20,450 gr. (líquido) de parafina com poucas gotas unidas e um número cada vez maior de gotas isoladas.

Malha 35 : retidos 27,288 gr. (líquido) de parafina com poucas gotas unidas e um número cada vez maior de gotas isoladas.

Observa-se que nas malhas anteriores a de nr. 35 as gotas unidas normalmente eram formadas por duas gotas (ocorrendo às vezes em maior número) sendo uma maior e uma menor, com os tamanhos tendendo a se aproximar conforme a malha ficava mais fechada, sendo que na malha 35 os tamanhos praticamente se igualaram, conforme verificado no projetor de perfil e mostrado em fotografia.

Malha 40 : retidos 36,057 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são quase a totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

Malha 45 : retidos 41,114 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

Malha 50 : retidos 22,973 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

A maioria das gotas unidas tendem ainda a ter tamanhos parecidos apesar de existirem também com tamanhos diferentes.

Malha 60 : retidos 25,274 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

Malha 70 : retidos 19,242 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

Malha 80 : retidos 11,974 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase a totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

Até a malha 80 foi utilizada uma lente de 20 x que foi substituída por uma de 50 x a partir da malha 100

As gotas de parafina já se mostram um pouco translúcidas e as partículas de Diaflow que tem de 0,030 mm. para menos, já aparecem adjacentes às gotas.

Ao agitar manualmente a malha 100 e 120 observei que aproximadamente um (1) grama de Diaflow passou praticamente isolado das gotas de parafina ou seja, com poucas gotas retidas no Diaflow, pois não foi possível observá-las no projetor de perfil , somente ao toque.

Malha 100 : retidos 8,113 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

Malha 120 : retidos 4,525 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir

Malha 140 : retidos 3,377 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir

A lente de 50 x foi substituída pela de 100 x a partir da malha 170.

Malha 170 : retidos 1,767 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas e já não são observadas gotas unidas

Malha 200 : retidos 0,756 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas

Malha 230 : retidos 0,787 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas

Malha 270 : retidos 0,129 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas

Malha 325 : retidos 0,192 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas

Malha 400 : retidos 0,043 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas e um número maior de partículas de Diaflow.

Malha 500 : retidos 0,017 gr. (líquido) de Diaflow, com poucas gotas de parafina, sendo que estão em aglomerados de difícil visualização e interpretação.

Fundo - não foi observado material retido.

3.4.3.2.2 Injetor Interno

Pressão de injeção : 0 a 15 a 0 kg / cm²

Peso inicial líquido da parafina injetada sem Diaflow	:	250,00 gr.
Peso inicial líquido do Diaflow	:	6,25 gr. (2,45 % do total)
Peso inicial total da parafina injetada com Diaflow	:	256,25 gr.
Peso da embalagem com etiqueta por campo i	:	2,72 gr.
Peso bruto após teste com embalagem e Diaflow	:	306,05 gr
Peso após teste sem embalagem e com Diaflow	:	306,05 gr - (21*2,72) = 248,93 gr
Peso líquido do Diaflow retirado na malha 500	:	4,88 gr - 2,72 gr. = 2,16 gr
Peso líquido do Diaflow retido da malha 18 até 500	:	6,25 gr - 2,16 gr. = 4,09 gr.
Peso final da parafina sem embalagem e sem Diaflow	:	248,93 gr - 4,09 gr = 244,91 gr.
Percentagem de Diaflow retido	:	(4,09 . 100) / 248,93 = 1,64 %
SMD _{INT 0 15 0}	:	0,24519 mm.

Os dados, cálculos e resultados para SMD_{INT 0 15 0} encontram-se na Tabela 3.4.2 e nos gráficos 3.4.2 A e 3.4.2 B , no final deste capítulo, nas pags. 222, 223 e 224 .

Os pesos indicados abaixo são líquidos ou seja, sem embalagem e sem Diaflow

Malha 18 : retidos 1,318 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas mas praticamente sem gotas isoladas

Malha 20 : retidos 2,806 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas mas praticamente sem gotas isoladas.

Malha 25 : retidos 5,718 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas e já aparecia um pouco de gotas isoladas..

Malha 30 : retidos 10,807 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas e já aparecia um pouco de gotas isoladas..

Malha 35 : retidos 17,989 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas e já apareciam mais gotas isoladas.

Malha 40 : retidos 25,566 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas, muitos conjuntos de duas ou três gotas unidas, e cada vez mais gotas isoladas.

Malha 45 : retidos 39,754 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade, uma quantidade menor de conjuntos de duas ou três gotas unidas prevalecendo as duplas.

Malha 50 : retidos 24,268 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade, uma quantidade menor de conjuntos de duas gotas unidas, sendo uma maior que a outra, sem as triplas.

Malha 60 : retidos 34,943 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e uma quantidade menor de conjuntos de duas gotas unidas.

Malha 70 : retidos 27,379 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e uma quantidade menor de conjuntos de duas gotas unidas.

Malha 80 : retidos 19,962 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e uma quantidade menor de conjuntos de duas gotas unidas.

Até à malha 80 foi utilizada uma lente de 20 x que será substituída por uma de 50 x a partir da malha 100 .

As gotas de parafina já se mostram um pouco translúcidas e as partículas de Diaflow que tem de 0,030 mm. para menos já aparecem adjacentes às gotas.

Malha 100 : retidos 13,406 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e uma quantidade menor de conjuntos de duas gotas unidas.

Malha 120 : retidos 7,319 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e uma quantidade menor de conjuntos de duas gotas unidas.

Ao agitar manualmente a malha 100 e 120, observei que aproximadamente um (1) grama de Diaflow passou praticamente sozinho ou seja com poucas gotas retidas pois não foi possível observa-las no projetor de perfil e somente ao toque foi observado as gotas rolando.

Malha 140 : retidos 6,26 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e uma quantidade menor de conjuntos de duas gotas unidas.

A partir da malha 170 inclusive será utilizada a lente de 100 x que retém mais luz do projetor e prejudicara as fotos.

A partira da malha 170 o Diaflow apresentou compactações talvez devido à umidade que já tenha adquirido e foi utilizado o pincel para quebrá-lo.

Malha 170 : retidos 3,508 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas e já não são observadas gotas unidas

Malha 200 : retidos 1,529 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas.

Malha 230 : retidos 1,379 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas.

Malha 270 : retidos 0,391 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas.

Malha 325 : retidos 0,465 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas.

Malha 400 : retidos 0,077 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas e um número maior de partículas de Diaflow.

Malha 500 : retidos 0,063 gr. (líquido) de Diaflow, com poucas gotas de parafina, sendo que estão em aglomerados de difícil visualização e interpretação.

Fundo - não foi observado material retido.

3.4.3.3 Teste granulométrico da parafina injetada com a pressão fixa em 5 kg / cm².

3.4.3.3.1 Injetor externo

Pressão de injeção	:	5 kg / cm ²
Peso inicial líquido da parafina injetada sem Diaflow	:	250,00 gr.
Peso inicial líquido do Diaflow	:	6,25 gr. (2,45 % do total)
Peso inicial total da parafina injetada com Diaflow	:	256,25 gr.
Peso da embalagem com etiqueta por campo i	:	2,40 gr.
Peso bruto após teste com embalagem e Diaflow	:	300,14 gr
Peso após teste sem embalagem e com Diaflow	:	300,14 gr - (21*2,40) = 249,74 gr
Peso líquido do Diaflow retirado na malha 500	:	2,50 gr - 2,40 gr. = 0,10 gr
Peso líquido do Diaflow retido da malha 18 até 500	:	6,25 gr - 0,10 gr. = 6,15 gr.
Peso final da parafina sem embalagem e sem Diaflow	:	249,74 gr - 6,15 gr = 243,59 gr.
Percentagem de Diaflow retido	:	(6,15 . 100) / 249,74 = 2,46 %
SMD _{EXT 5}	:	0,29551 mm.

Os dados, cálculos e resultados para SMD_{EXT 5} encontram-se na Tabela 3.4.3 e nos gráficos 3.4.3 A e 3.4.3 B , no final deste capítulo, nas pags. 225, 226 e 227 .

Os pesos indicados abaixo são líquidos ou seja, sem embalagem e sem Diaflow.

Malha 18 : retidos 0 gr.

Malha 20 : retidos 2,90 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas mas praticamente sem gotas isoladas.

Malha 25 : retidos 12,51 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas e já aparecia um pequeno número de gotas isoladas.

Malha 30 : retidos 17,94 gr. (líquido) de parafina com muitas gotas unidas e ainda um pequeno número de gotas isoladas.

Malha 35 : retidos 25,57 gr. (líquido) de parafina com muitas gotas unidas e um número cada vez maior de gotas isoladas.

Malha 40 : retidos 35,94 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas em um número cada vez maior e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

Malha 45 : retidos 46,41 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

Malha 50 : retidos 28,48 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

A maioria das gotas unidas tendem ainda a ter tamanhos parecidos, apesar de existirem também com tamanhos diferentes.

Malha 60 : retidos 24,44 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

Malha 70 : retidos 17,13 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

Malha 80 : retidos 14,28 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase a totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

Até à malha 80 foi utilizada uma lente de 20 x que foi substituída por uma de 50 x a partir da malha 100

As gotas de parafina já se mostram um pouco translúcidas e as partículas de Diaflow que têm de 0,030 mm. para menos, já aparecem adjacentes às gotas.

Ao agitar manualmente a malha 100 e 120, observei que aproximadamente um (1) grama de Diaflow passou praticamente isolado das gotas de parafina ou seja, com poucas gotas retidas no Diaflow, pois não foi possível observá-las no projetor de perfil mas somente ao toque.

Malha 100 : retidos 8,15 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir.

Malha 120 : retidos 4,76 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir

Malha 140 : retidos 2,95 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e poucas gotas unidas tendendo a diminuir

A lente de 50 x foi substituída pela de 100 x a partir da malha 170.

Malha 170 : retidos 1,59 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas e já não são observadas gotas unidas

Malha 200 : retidos 0,71 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas

Malha 230 : retidos 0,54 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas

Malha 270 : retidos 0,07 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas

Malha 325 : retidos 0,16 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas

Malha 400 : retidos 0,01 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas e um número maior de partículas de Diaflow.

Malha 500 : retidos 0,01 gr. (líquido) de Diaflow, com poucas gotas de parafina, sendo que estão em aglomerados de difícil visualização e interpretação.

Fundo - não foi observado material retido.

3.4.3.3.2 injetor interno

Pressão de injeção : 5 kg / cm²

Peso inicial líquido da parafina injetada sem Diaflow	:	250,00 gr.
Peso inicial líquido do Diaflow	:	6,25 gr. (2,45 % do total)
Peso inicial total da parafina injetada com Diaflow	:	256,25 gr.
Peso da embalagem com etiqueta por campo i	:	2,40 gr.
Peso bruto após teste com embalagem e Diaflow	:	300,17 gr
Peso após teste sem embalagem e com Diaflow	:	$300,17 \text{ gr} - (21 \cdot 2,40) = 249,77 \text{ gr}$
Peso líquido do Diaflow retirado na malha 500	:	$3,13 \text{ gr} - 2,40 \text{ gr.} = 0,73 \text{ gr}$
Peso líquido do Diaflow retido da malha 18 até 500	:	$6,25 \text{ gr} - 0,73 \text{ gr.} = 5,52 \text{ gr.}$
Peso final da parafina sem embalagem e sem Diaflow	:	$249,77 \text{ gr} - 5,52 \text{ gr} = 244,25 \text{ gr.}$
Percentagem de Diaflow retido	:	$(5,52 \cdot 100) / 244,25 = 2,26 \%$
SMD _{INT 5}	:	0,21408 mm.

Os dados, cálculos e resultados para SMD_{INT 5} encontram-se na Tabela 3.4.4 e nos gráficos 3.4.4 A e 3.4.4 B , no final deste capítulo, nas pags. 228, 229 e 230.

Os pesos indicados abaixo são líquidos ou seja, sem embalagem e sem Diaflow

Malha 18 : retidos 0,09 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas mas praticamente sem gotas isoladas

Malha 20 : retidos 3,43 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas mas praticamente sem gotas isoladas.

Malha 25 : retidos 8,95 gr. (líquido) de parafina com formatos diversos, sendo que alguns apresentavam gotas unidas e já aparecia um pequeno número de gotas isoladas.

Malha 30 : retidos 14,00 gr. (líquido) de parafina com muitas gotas unidas e ainda um pequeno número de gotas isoladas.

Malha 35 : retidos 17,52 gr. (líquido) de parafina com muitas gotas unidas e um número cada vez maior de gotas isoladas.

Malha 40 : retidos 20,66 gr. (líquido) de parafina com muitas gotas unidas e um número maior de gotas isoladas.

Malha 45 : retidos 25,59 gr. (líquido) de parafina com muitas gotas unidas e um número maior de gotas isoladas.

Malha 50 : retidos 20,97gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que parecem estar em quantidade igual ao dos conjuntos de duas ou mais gotas unidas.

Malha 60 : retidos 26,86 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são em maior número que os conjuntos de duas gotas unidas.

Malha 70 : retidos 24,61 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e uma quantidade menor de conjuntos de duas gotas unidas.

Malha 80 : retidos 24,04 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e uma quantidade menor de conjuntos de duas gotas unidas.

Até à malha 80 foi utilizada uma lente de 20 x que será substituída por uma de 50 x a partir da malha 100.

As gotas de parafina já se mostram um pouco translúcidas e as partículas de Diaflow que têm de 0,030 mm. para menos, já aparecem adjacentes às gotas.

Malha 100 : retidos 18,95 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e uma quantidade menor de conjuntos de duas gotas unidas.

Malha 120 : retidos 12,27 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e uma quantidade menor de conjuntos de duas gotas unidas.

Malha 140 : retidos 10,69 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas que já são a quase totalidade e uma quantidade menor de conjuntos de duas gotas unidas.

A partir da malha 170 inclusive será utilizada a lente de 100 x que retém mais luz do projetor e prejudicará as fotos.

Malha 170 : retidos 6,66 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas e já não são observadas gotas unidas

A partir da malha 170, o Diaflow apresentou compactações talvez devido à umidade que já tenha adquirido e foi utilizado o pincel para quebra-lo.

Ao agitar manualmente a malha 170 e 200, observei que aproximadamente um (1) grama de Diaflow passou praticamente sozinho ou seja, com poucas gotas retidas, pois não foi possível observa-las no projetor de perfil e somente ao toque foram observadas gotas rolando.

Malha 200 : retidos 3,47 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas.

Malha 230 : retidos 2,33 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas.

Malha 270 : retidos 0,84 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas.

Malha 325 : retidos 1,08 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas.

Malha 400 : retidos 0,40 gr. (líquido) de parafina com gotas isoladas e um número maior de partículas de Diaflow.

Malha 500 : retidos 0,73 gr. (líquido) de Diaflow com poucas gotas de parafina, sendo que estão em aglomerados de difícil visualização e interpretação.

Fundo - não foi observado material retido.

TABELA 3.4.1PLANILHA DE CÁLCULOS DA PARAFINA DO INJETOR EXTERNO PARA O TESTE DE 0 a 15 a 0 kg. / cm²

A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	NiDi3	O
ASTM	TYLER	ABERT	TOLERÂNCIA	ATE	ABERT.	CAMPO	DIAM.	Peso Bru	Peso Liq	Vol do	% do	Nr. Gotas	NiDi3	
USS	MESH	NOMIN	DE				MÉDIO	RETIDO	RETIDO	campo i	Vol Tot	campo i	NiDi3	NiDi2
		mm.					GOTA	GOTAS	GOTAS		ln %	Ni		
						i	Di			Vi				
18	16	1,00	0,97	1,03	0,99				5,96	3,20				
20	20	0,85	0,82	0,88	0,86	0,13	0,92	6,53	3,76					
25	24	0,71	0,69	0,74	0,71	0,15	0,78	12,68	9,77	12.529,49	4,18	50.232	23.929,56	30.639,64
30	28	0,60	0,58	0,62	0,60	0,11	0,65	23,61	20,45	26.217,95	8,74	181.492	50.072,59	76.916,43
35	32	0,50	0,48	0,52	0,50	0,10	0,55	30,60	27,29	34.984,62	11,67	406.010	66.815,69	121.926,45
40	35	0,43	0,41	0,44	0,43	0,07	0,46	39,58	36,06	46.226,92	15,42	889.515	88.286,92	190.684,49
45	42	0,36	0,34	0,37	0,36	0,07	0,39	44,75	41,11	52.710,26	17,58	1.684.094	100.669,17	257.465,92
50	48	0,30	0,29	0,31	0,30	0,06	0,33	26,19	22,97	29.452,56	9,82	1.608.723	56.250,25	172.019,13
60	60	0,25	0,24	0,26	0,25	0,05	0,27	28,54	25,27	32.402,56	10,81	3.041.535	61.884,34	226.682,56
70	65	0,21	0,20	0,22	0,21	0,04	0,23	22,37	19,24	24.669,23	8,23	3.773.054	47.114,76	203.080,86
80	80	0,18	0,17	0,19	0,18	0,04	0,20	14,93	11,97	15.351,28	5,12	3.834.841	29.318,79	148.826,34
100	100	0,15	0,14	0,16	0,15	0,03	0,16	10,98	8,11	10.401,28	3,47	4.503.568	19.864,99	121.127,96
120	115	0,13	0,12	0,13	0,13	0,02	0,14	7,31	4,53	5.801,28	1,93	4.215.879	11.079,63	80.287,19
140	150	0,11	0,10	0,11	0,11	0,02	0,12	6,14	3,38	4.329,49	1,44	5.297.413	8.268,71	71.282,00
170	170	0,09	0,85	0,10	0,09	0,02	0,10	4,49	1,77	2.265,38	0,76	4.596.900	4.326,57	44.148,63
200	200	0,08	0,07	0,08	0,08	0,01	0,08	3,45	0,76	969,23	0,32	3.237.385	1.851,09	22.302,34
230	250	0,06	0,06	0,07	0,06	0,01	0,07	3,49	0,79	1.008,97	0,34	5.865.894	1.927,00	27.927,52
270	270	0,05	0,05	0,06	0,05	0,01	0,06	2,81	0,13	165,38	0,06	1.537.944	315,86	5.353,58
325	325	0,05	0,04	0,05	0,04	0,01	0,05	2,88	0,19	246,15	0,08	3.995.947	470,12	9.594,27
400	400	0,04	0,04	0,04	0,04	0,01	0,04	2,72	0,04	55,13	0,02	1.527.649	105,29	2.567,98
500	500	0,03	0,02	0,03	0,03	0,01	0,03	2,70	0,02	21,79	0,01	1.270.298	41,63	1.300,79
								Somatórias		299.808,97	100,00		572.592,97	1.814.134,08

Coluna A número da malha na norma ASTM

Coluna B número da malha em TYLER

Coluna C abertura nominal da malha em mm.conforme norma

Coluna D tolerância mínima da abertura conforme norma

Coluna E tolerância máxima da abertura conforme norma

Coluna F abertura média obtida na aferição da peneira

Coluna G campo i : é a diferença entre as aberturas obtidas

Coluna H diâmetro médio da gota, estimado como sendo as médias aberturas F

Coluna I peso bruto das gotas retidas no campo com embalagem e Diaflow

Coluna J peso líquido das gotas retidas no campo i sem embalagem (2,68) e sem Diaflow (2,27 % calculado em 3.4.3.2.1) p/ parafina de densidade 780 kg./m³Coluna K volume do campo i conforme equação (2.6.5) $V_i = N_i (4/3) \pi (D_i/2)^3$ e volume total de 299809 mm³ (entre as malhas 25 e 500)

Coluna L percentagem do volume do campo i em relação ao volume total

Coluna M número de gotas contidas no campo i conforme equação (2.6.6) $N_i = 3 V_i / 4 \pi (D_i/2)^3$

(Medidas de comprimento em milímetros e de peso em gramas)

$$SMD = D_a b = [\sum N_i D_{ia} / \sum N_i D_{ib}] 1 / (a - b) \quad (2.6.4)$$

$$SMD = 0,31563$$

GRÁFICO 3.4.1 A - Perfil Granulométrico Parafina do injetor externo 0 a 15 a 0 kg/cm²

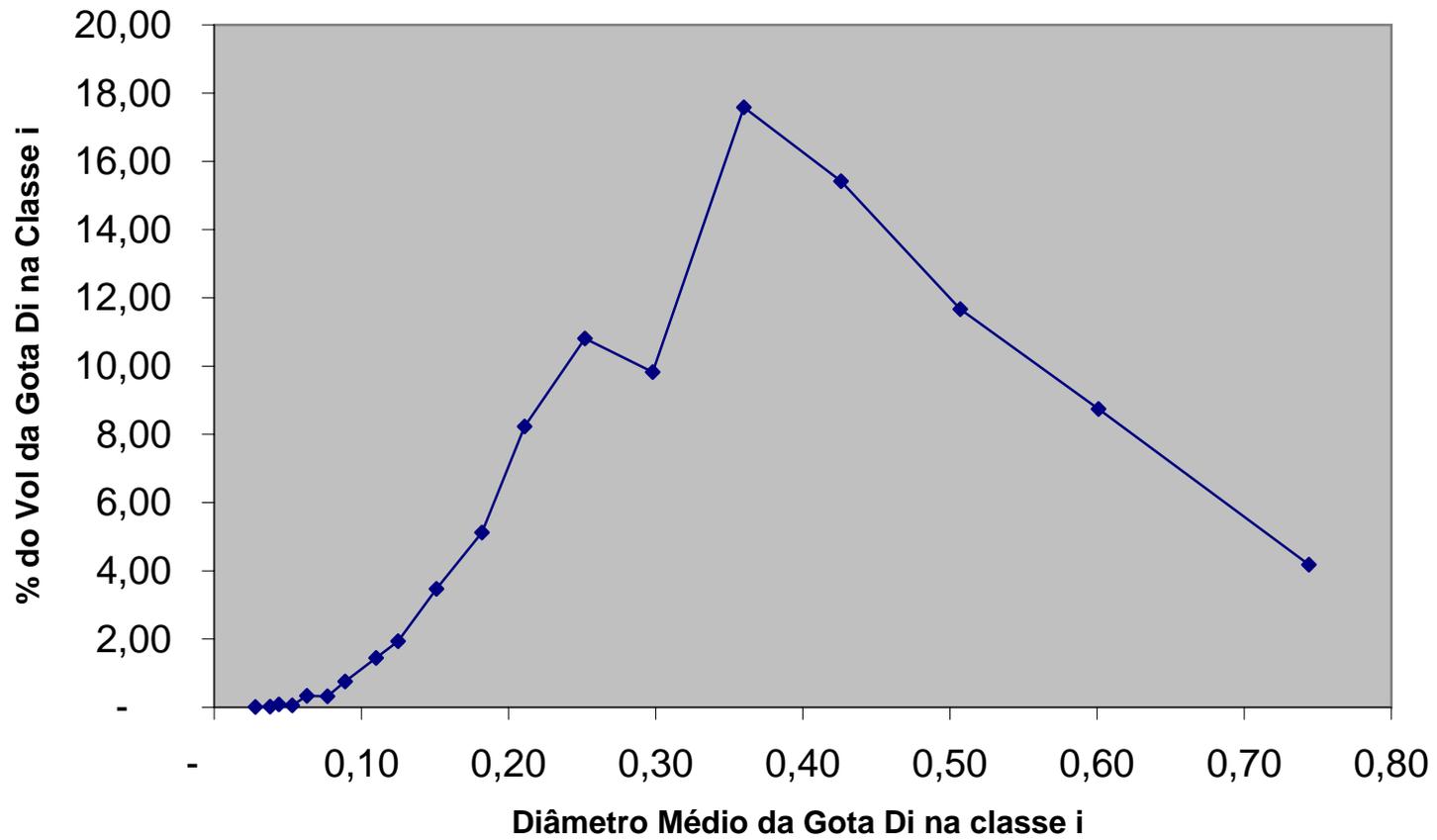


GRÁFICO 3.4.1 B - Quantidade de gotas retidas por malha (campo) Injetor Externo 0 a 15 a 0 kg./cm²

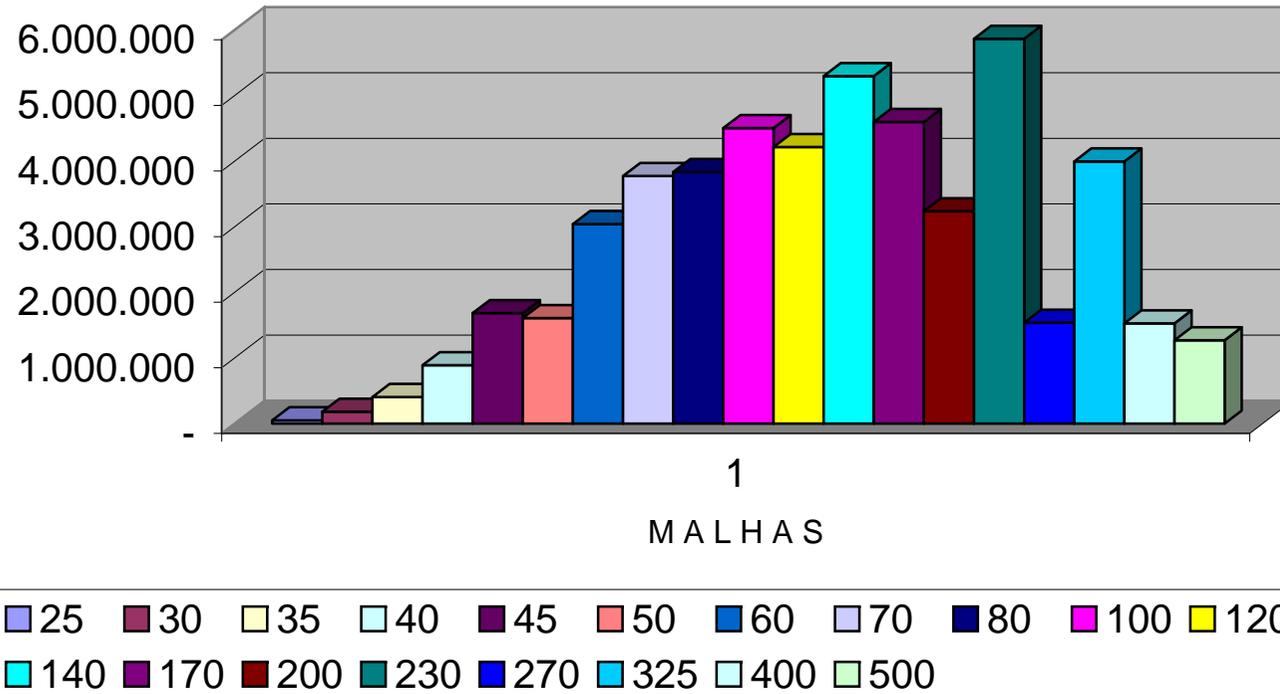


TABELA 3.4.2 PLANILHA DE CÁLCULOS DA PARAFINA DO INJETOR INTERNO PARA O TESTE DE 0 a 15 a 0 kg. / cm2

A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O
ASTM	TYLER	ABERT	TOLERÂNCIA		ABERT.	CAMPO	DIAM.	Peso Bru	Peso Liq	Vol do	% do	Nr. Gotas		
USS	MESH	NOMIN	DE	ATE			MÉDIO	das gotas	das gotas	campo i	Vol Tot	campo i	NiDi3	NiDi2
		mm.				i	GOTA	no campo	no campo	Vi	ln %	Ni		
							Di							
18	16	1,00	0,97	1,03	0,99			4,06	1,32					
20	20	0,85	0,82	0,88	0,86	0,13	0,85	5,57	2,81					
25	24	0,71	0,69	0,74	0,71	0,15	0,74	8,53	5,72	7.330,77	2,37			
30	28	0,60	0,58	0,62	0,60	0,11	0,62	13,70	10,81	13.855,13	4,49	112.657	26.461,35	42.887,11
35	32	0,50	0,48	0,52	0,50	0,10	0,52	21,01	17,99	23.062,82	7,47	320.601	44.046,74	85.361,90
40	35	0,43	0,41	0,44	0,43	0,07	0,45	28,71	25,57	32.776,92	10,62	686.961	62.599,31	139.109,58
45	42	0,36	0,34	0,37	0,36	0,07	0,36	43,13	39,75	50.966,67	16,51	2.157.434	97.339,16	273.424,62
50	48	0,30	0,29	0,31	0,30	0,06	0,30	27,39	24,27	31.112,82	10,08	2.157.347	59.421,11	196.758,64
60	60	0,25	0,24	0,26	0,25	0,05	0,28	38,24	34,94	44.798,72	14,51	4.069.488	85.559,25	309.997,28
70	65	0,21	0,20	0,22	0,21	0,04	0,24	30,55	27,38	35.101,28	11,37	5.035.926	67.038,51	282.862,92
80	80	0,18	0,17	0,19	0,18	0,04	0,18	23,01	19,96	25.592,31	8,29	7.975.493	48.877,71	267.091,30
100	100	0,15	0,14	0,16	0,15	0,03	0,16	16,35	13,41	17.187,18	5,57	8.646.338	32.825,10	210.417,28
120	115	0,13	0,12	0,13	0,13	0,02	0,12	10,16	7,32	9.383,33	3,04	9.399.256	17.920,85	144.522,96
140	150	0,11	0,10	0,11	0,11	0,02	0,11	9,08	6,26	8.025,64	2,60	12.512.088	15.327,85	143.250,89
170	170	0,09	0,85	0,10	0,09	0,02	0,09	6,28	3,51	4.497,44	1,46	12.604.289	8.589,47	97.607,61
200	200	0,08	0,07	0,08	0,08	0,01	0,07	4,27	1,53	1.960,26	0,64	9.238.875	3.743,81	50.592,08
230	250	0,06	0,06	0,07	0,06	0,01	0,06	4,12	1,38	1.767,95	0,57	13.503.595	3.376,53	53.595,77
270	270	0,05	0,05	0,06	0,05	0,01	0,05	3,12	0,39	501,28	0,16	6.079.981	957,38	17.729,23
325	325	0,05	0,04	0,05	0,04	0,01	0,04	3,19	0,47	596,15	0,19	13.366.008	1.138,57	25.876,59
400	400	0,04	0,04	0,04	0,04	0,01	0,03	2,80	0,08	98,72	0,03	5.246.331	188,54	5.713,25
500	500	0,03	0,02	0,03	0,03	0,01		2,78	0,06	79,49	0,03			
						Somatórias		306,05	244,91	308.694,87	100,00		575.411,23	2.346.799,01

Coluna A número da malha na norma ASTM

Coluna B número da malha em TYLER

(Medidas de comprimento em milímetros e de peso em gramas)

Coluna C abertura nominal da malha em mm.conforme norma

Coluna D tolerância mínima da abertura conforme norma

$$SMD = Da b = [\sum Ni Dia / \sum Ni Dib] 1 / (a - b) \quad (2.6.4)$$

Coluna E tolerância máxima da abertura conforme norma

$$SMD = 0,24519$$

Coluna F abertura média obtida na aferição da peneira

Coluna G campo i : é a diferença entre as aberturas obtidas

Coluna H diâmetro médio da gota, obtido da média de 120 gotas medidas individualmente.

Coluna I peso bruto das gotas retidas no campo com embalagem e Diaflow

Coluna J peso líquido das gotas retidas no campo i sem embalagem (2,68) e sem Diaflow (2,27 % calculado em 3.4.3.2.1) p/ parafina de densidade 780 kg./m3

Coluna K volume do campo i conforme equação (2.6.5) $V_i = N_i (4/3) \pi (D_i/2)^3$ e volume total de 299809 mm3 (entre as malhas 25 e 500)

Coluna L percentagem do volume do campo i em relação ao volume total

Coluna M número de gotas contidas no campo i conforme equação (2.6.6) $N_i = 3 V_i / 4 \pi (D_i/2)^3$

GRÁFICO 3.4.2 A - Perfil Granulométrico Parafina do injetor interno 0 a 15 a 0 kg/cm²

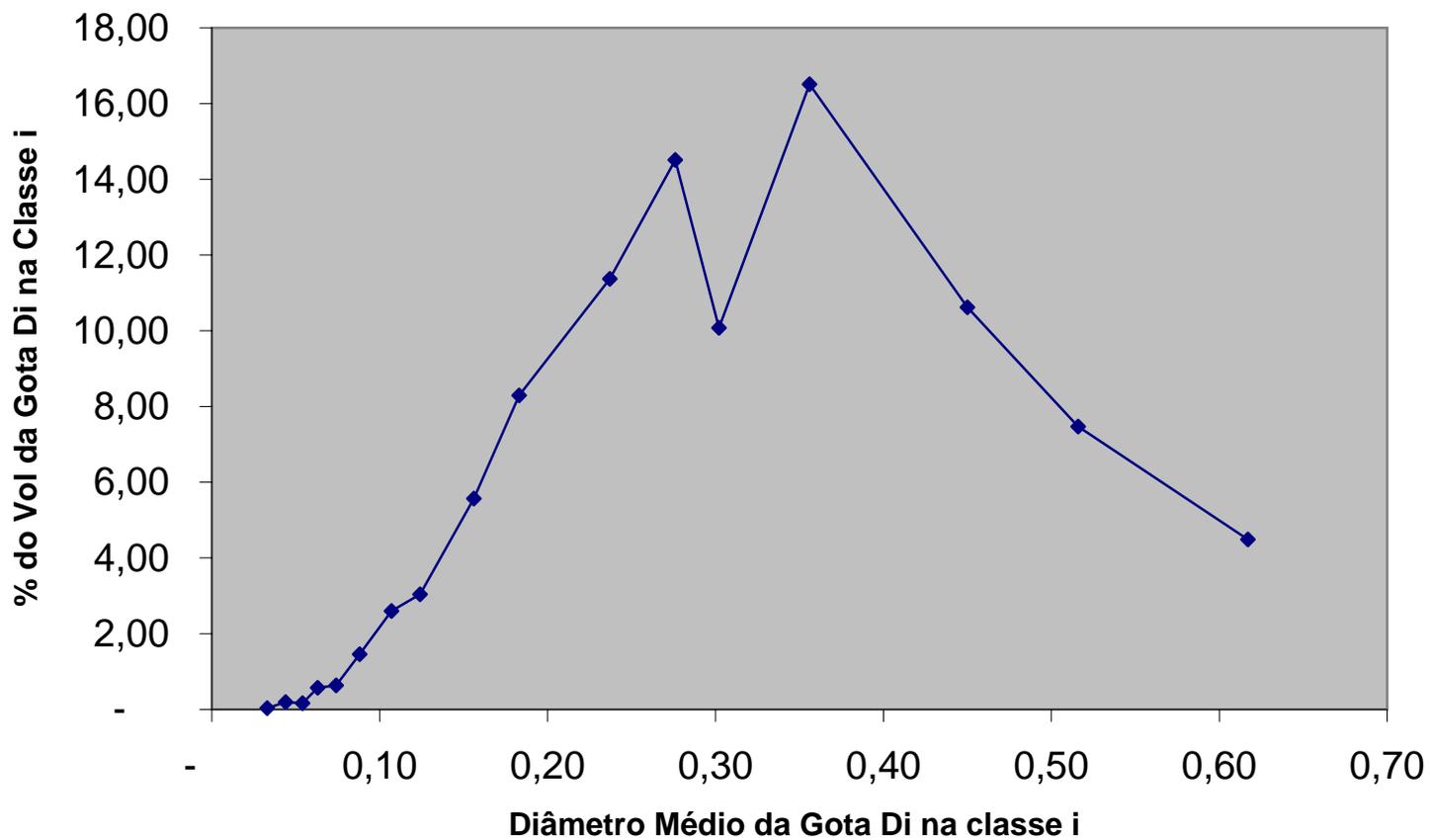


GRÁFICO 3.4.2 B - Quantidade de gotas retidas por malha (campo) Injetor Interno 0 a 15 a 0 kg./cm² pag. 224

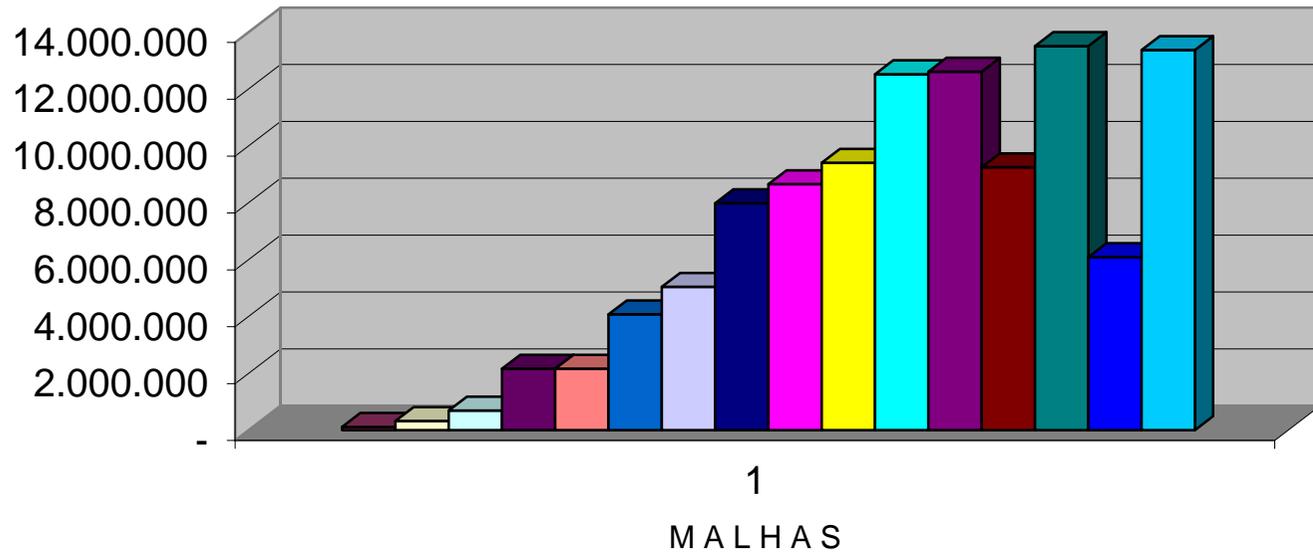


TABELA 3.4.3 PLANILHA DE CÁLCULOS DA PARAFINA DO INJETOR EXTERNO PARA O TESTE a 5 kg. / cm²

A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	NiDi3	O
ASTM	TYLER	ABERT	TOLERÂNCIA	ATE	ABERT.	CAMPO	DIAM.	Peso Bru	Peso Liq	Vol do	% do	Nr. Gotas	NiDi3	NiDi2
USS	MESH	NOMIN	DE	ATE			MÉDIO	RETIDO	RETIDO	campo i	Vol Tot	campo i	NiDi3	NiDi2
		mm.					GOTA	GOTAS	GOTAS		ln %	Ni		
						i	Di			Vi				
18	16	1,00	0,97	1,03	0,99					2,40	-			
20	20	0,85	0,82	0,88	0,86	0,13	0,86	5,37	2,90					
25	24	0,71	0,69	0,74	0,71	0,15	0,74	15,23	12,51	16.038,46	5,35	74.378	30.631,21	41.170,97
30	28	0,60	0,58	0,62	0,60	0,11	0,60	20,79	17,94	23.000,00	7,67	202.351	43.926,76	73.089,46
35	32	0,50	0,48	0,52	0,50	0,10	0,51	28,61	25,57	32.782,05	10,93	480.412	62.609,11	123.489,36
40	35	0,43	0,41	0,44	0,43	0,07	0,43	39,25	35,94	46.076,92	15,37	1.138.298	88.000,44	206.573,81
45	42	0,36	0,34	0,37	0,36	0,07	0,36	49,98	46,41	59.500,00	19,85	2.435.627	113.636,63	315.657,31
50	48	0,30	0,29	0,31	0,30	0,06	0,30	31,60	28,48	36.512,82	12,18	2.635.105	69.734,35	234.007,89
60	60	0,25	0,24	0,26	0,25	0,05	0,25	27,46	24,44	31.333,33	10,45	3.739.438	59.842,26	237.469,28
70	65	0,21	0,20	0,22	0,21	0,04	0,21	19,96	17,13	21.961,54	7,33	4.464.952	41.943,45	198.784,12
80	80	0,18	0,17	0,19	0,18	0,04	0,18	17,04	14,28	18.307,69	6,11	5.799.904	34.965,12	192.116,03
100	100	0,15	0,14	0,16	0,15	0,03	0,15	10,76	8,15	10.448,72	3,49	5.796.069	19.955,58	132.156,17
120	115	0,13	0,12	0,13	0,13	0,02	0,13	6,25	3,76	4.820,51	1,61	4.713.729	9.206,50	73.652,01
140	150	0,11	0,10	0,11	0,11	0,02	0,11	5,42	2,95	3.782,05	1,26	5.426.886	7.223,19	65.665,33
170	170	0,09	0,85	0,10	0,09	0,02	0,09	4,03	1,59	2.038,46	0,68	5.522.477	3.893,17	43.743,54
200	200	0,08	0,07	0,08	0,08	0,01	0,08	3,13	0,71	910,26	0,30	3.807.965	1.738,46	22.577,42
230	250	0,06	0,06	0,07	0,06	0,01	0,06	2,95	0,54	692,31	0,23	5.287.847	1.322,21	20.987,47
270	270	0,05	0,05	0,06	0,05	0,01	0,05	2,47	0,07	89,74	0,03	1.151.270	171,40	3.233,92
325	325	0,05	0,04	0,05	0,04	0,01	0,04	2,56	0,16	205,13	0,07	4.599.056	391,77	8.903,77
400	400	0,04	0,04	0,04	0,04	0,01	0,04	2,41	0,01	12,82	0,00	446.227	24,49	644,35
500	500	0,03	0,02	0,03	0,03	0,01	0,03	2,50	-	-	-	-	-	-
Somtórias								300,17	243,54	308.512,82	102,90		589.216,09	1.993.922,20

Coluna A número da malha na norma ASTM

Coluna B número da malha em TYLER

(Medidas de comprimento em milímetros e de peso em gramas)

Coluna C abertura nominal da malha em mm.conforme norma

Coluna D tolerância mínima da abertura conforme norma

$$SMD = Da b = [\sum Ni Dia / \sum Ni Dib] 1/ (a - b) \quad (2.6.4)$$

Coluna E tolerância máxima da abertura conforme norma

$$SMD = 0,29551$$

Coluna F abertura média obtida na aferição da peneira

Coluna G campo i : é a diferença entre as aberturas obtidas

Coluna H diâmetro médio da gota, obtido da média de 120 gotas medidas individualmente.

Coluna I peso bruto das gotas retidas no campo com embalagem e Diaflow

Coluna J peso líquido das gotas retidas no campo i sem embalagem (2,68) e sem Diaflow (2,27 % calculado em 3.4.3.2.1) p/ parafina de densidade 780 kg./m³

Coluna K volume do campo i conforme equação (2.6.5) $V_i = N_i (4/3) \pi (D_i/2)^3$ e volume total de 299809 mm³ (entre as malhas 25 e 500)

Coluna L percentagem do volume do campo i em relação ao volume total

Coluna M número de gotas contidas no campo i conforme equação (2.6.6) $N_i = 3 V_i / 4 \pi (D_i/2)^3$

GRÁFICO 3.4.3 A - Perfil Granulométrico Parafina do injetor externo a 5 kg/cm²

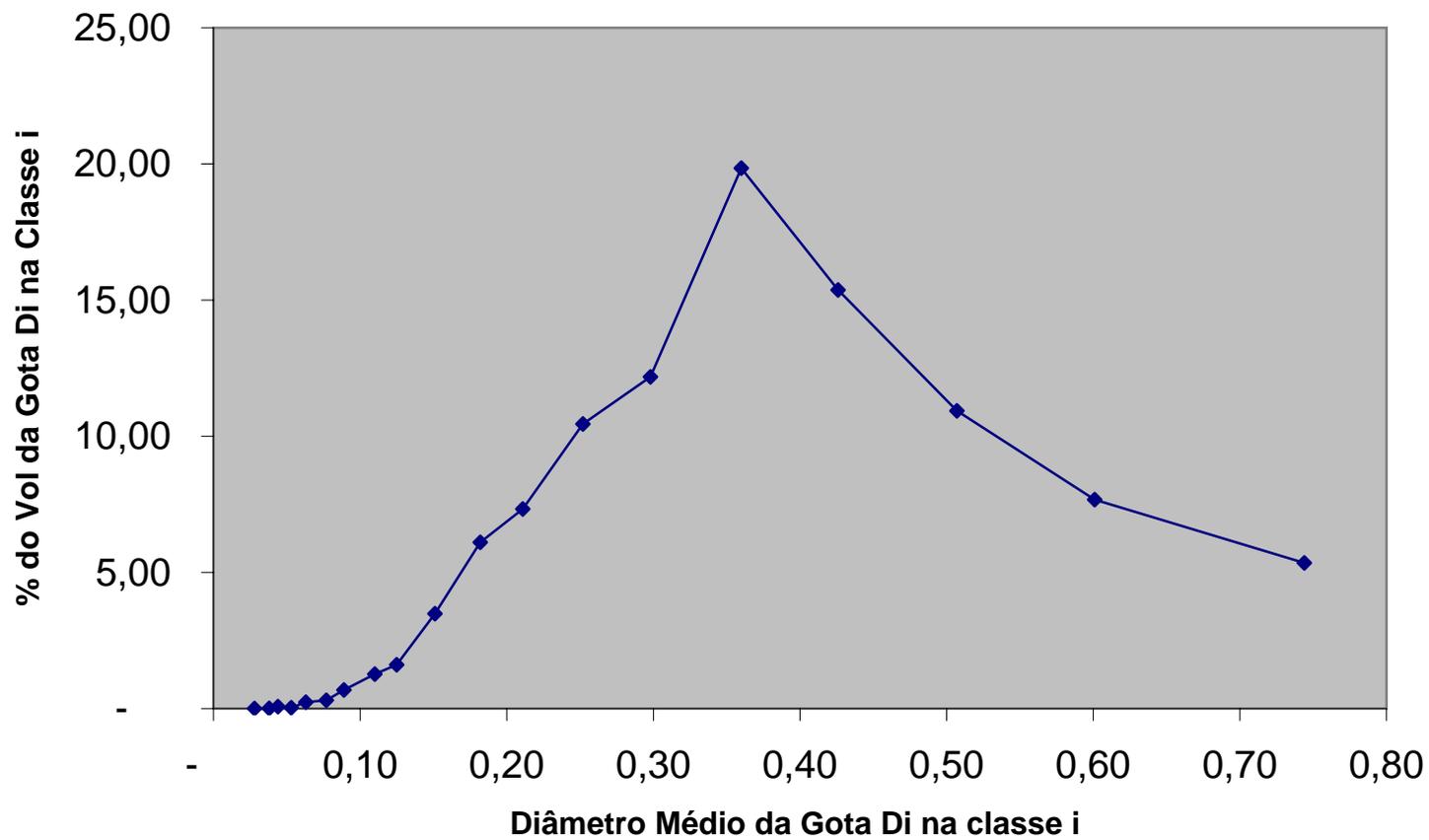


GRÁFICO 3.4.3 B - Quantidade de gotas retidas por malha
(campo) Injetor Externo a 5 kg./cm²

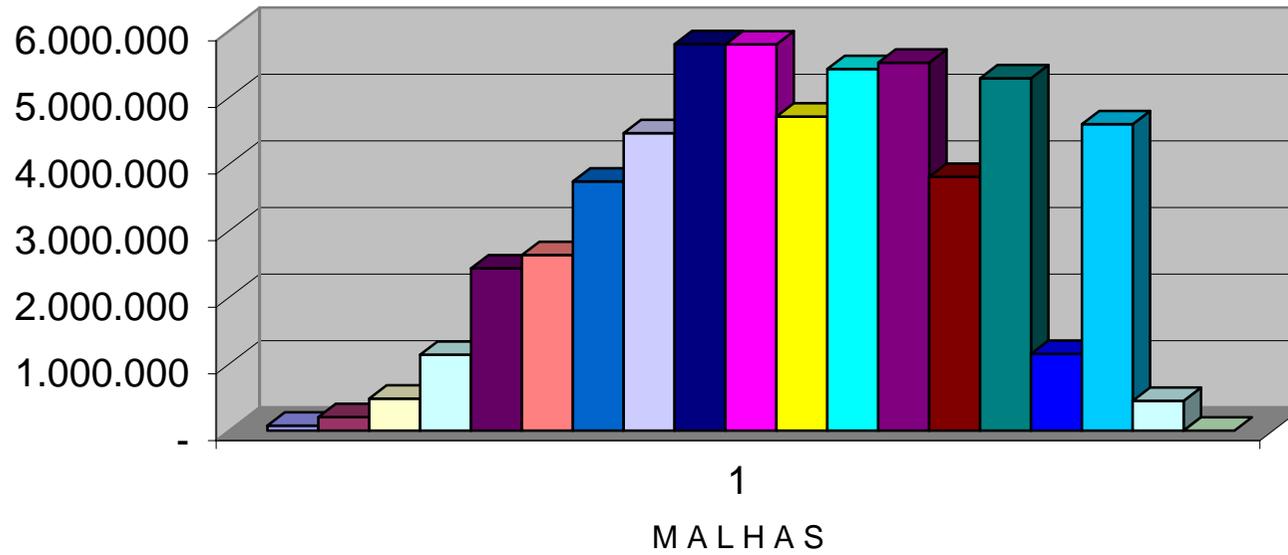


TABELA 3.4.4 PLANILHA DE CÁLCULOS DA PARAFINA DO INJETOR INTERNO PARA O TESTE a 5 kg. / cm²

A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O
ASTM	TYLER	ABERT	TOLERÂNCIA		ABERT.	CAMPO	DIAM.	Peso Bru	Peso Liq	Vol do	% do	Nr. Gotas		
USS	MESH	NOMIN	DE	ATE			MÉDIO	das gotas	das gotas	campo i	Vol Tot	campo i	NiDi3	NiDi2
		mm.					GOTA	no campo	no campo		ln %	Ni		
						i	Di			Vi				
18	16	1,00	0,97	1,03	0,99			2,50	0,09					
20	20	0,85	0,82	0,88	0,86	0,13	0,85	5,91	3,43					
25	24	0,71	0,69	0,74	0,71	0,15	0,74	11,56	8,95	11.474,36	3,72	53.212	21.914,41	29.454,85
30	28	0,60	0,58	0,62	0,60	0,11	0,62	16,72	14,00	17.948,72	5,81	145.942	34.279,53	55.558,39
35	32	0,50	0,48	0,52	0,50	0,10	0,52	20,32	17,52	22.461,54	7,28	312.242	42.898,38	83.136,39
40	35	0,43	0,41	0,44	0,43	0,07	0,45	23,54	20,66	26.487,18	8,58	555.136	50.586,79	112.415,08
45	42	0,36	0,34	0,37	0,36	0,07	0,36	28,58	25,59	32.807,69	10,63	1.388.760	62.658,08	176.005,83
50	48	0,30	0,29	0,31	0,30	0,06	0,30	23,85	20,97	26.884,62	8,71	1.864.165	51.345,83	170.019,32
60	60	0,25	0,24	0,26	0,25	0,05	0,28	29,88	26,86	34.435,90	11,16	3.128.135	65.767,72	238.288,84
70	65	0,21	0,20	0,22	0,21	0,04	0,24	27,58	24,61	31.551,28	10,22	4.526.613	60.258,51	254.255,32
80	80	0,18	0,17	0,19	0,18	0,04	0,18	27,00	24,04	30.820,51	9,98	9.604.792	58.862,84	321.654,88
100	100	0,15	0,14	0,16	0,15	0,03	0,16	21,79	18,95	24.294,87	7,87	12.221.998	46.399,79	297.434,54
120	115	0,13	0,12	0,13	0,13	0,02	0,12	14,95	12,27	15.730,77	5,10	15.757.463	30.043,56	242.286,74
140	150	0,11	0,10	0,11	0,11	0,02	0,11	13,34	10,69	13.705,13	4,44	21.366.488	26.174,87	244.624,92
170	170	0,09	0,85	0,10	0,09	0,02	0,09	9,21	6,66	8.538,46	2,77	23.929.465	16.307,26	185.309,78
200	200	0,08	0,07	0,08	0,08	0,01	0,07	5,95	3,47	4.448,72	1,44	20.967.232	8.496,43	114.816,56
230	250	0,06	0,06	0,07	0,06	0,01	0,06	4,78	2,33	2.987,18	0,97	22.816.081	5.705,09	90.557,03
270	270	0,05	0,05	0,06	0,05	0,01	0,05	3,26	0,84	1.076,92	0,35	13.061.853	2.056,77	38.088,36
325	325	0,05	0,04	0,05	0,04	0,01	0,04	3,51	1,08	1.384,62	0,45	31.043.630	2.644,42	60.100,47
400	400	0,04	0,04	0,04	0,04	0,01	0,03	2,81	0,40	512,82	0,17	27.253.667	979,42	29.679,24
500	500	0,03	0,02	0,03	0,03	0,01	0,03	3,13	-	-	-	-	-	-
						Somatórias		300,17	243,41	307.551,28	99,63		587.379,68	2.743.686,56

Coluna A número da malha na norma ASTM

Coluna B número da malha em TYLER

(Medidas de comprimento em milímetros e de peso em gramas)

Coluna C abertura nominal da malha em mm.conforme norma

Coluna D tolerância mínima da abertura conforme norma

$$SMD = Da b = [\sum Ni Dia / \sum Ni Dib] 1 / (a - b) \quad (2.6.4)$$

Coluna E tolerância máxima da abertura conforme norma

$$SMD = 0,21408$$

Coluna F abertura média obtida na aferição da peneira

Coluna G campo i : é a diferença entre as aberturas obtidas

Coluna H diâmetro médio da gota, obtido da média de 120 gotas medidas individualmente.

Coluna I peso bruto das gotas retidas no campo com embalagem e Diaflow

Coluna J peso líquido das gotas retidas no campo i sem embalagem (2,68) e sem Diaflow (2,27 % calculado em 3.4.3.2.1) p/ parafina de densidade 780 kg./m³

Coluna K volume do campo i conforme equação (2.6.5) $V_i = N_i (4/3) \pi (D_i/2)^3$ e volume total de 299809 mm³ (entre as malhas 25 e 500)

Coluna L percentagem do volume do campo i em relação ao volume total

Coluna M número de gotas contidas no campo i conforme equação (2.6.6) $N_i = 3 V_i / 4 \pi (D_i/2)^3$

GRÁFICO 3.4.4 A - Perfil Granulométrico Parafina do injetor interno a 5 kg/cm²

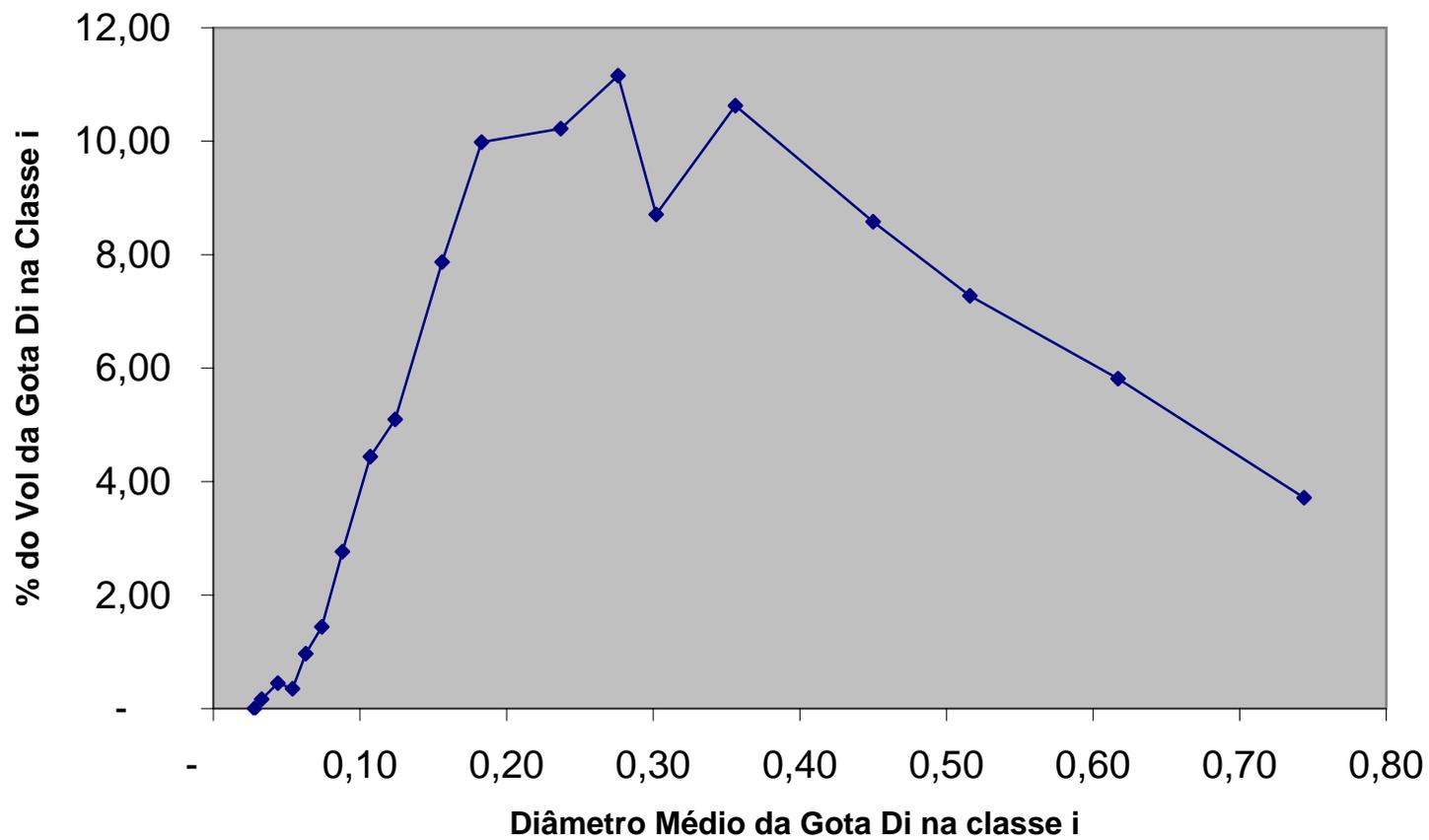
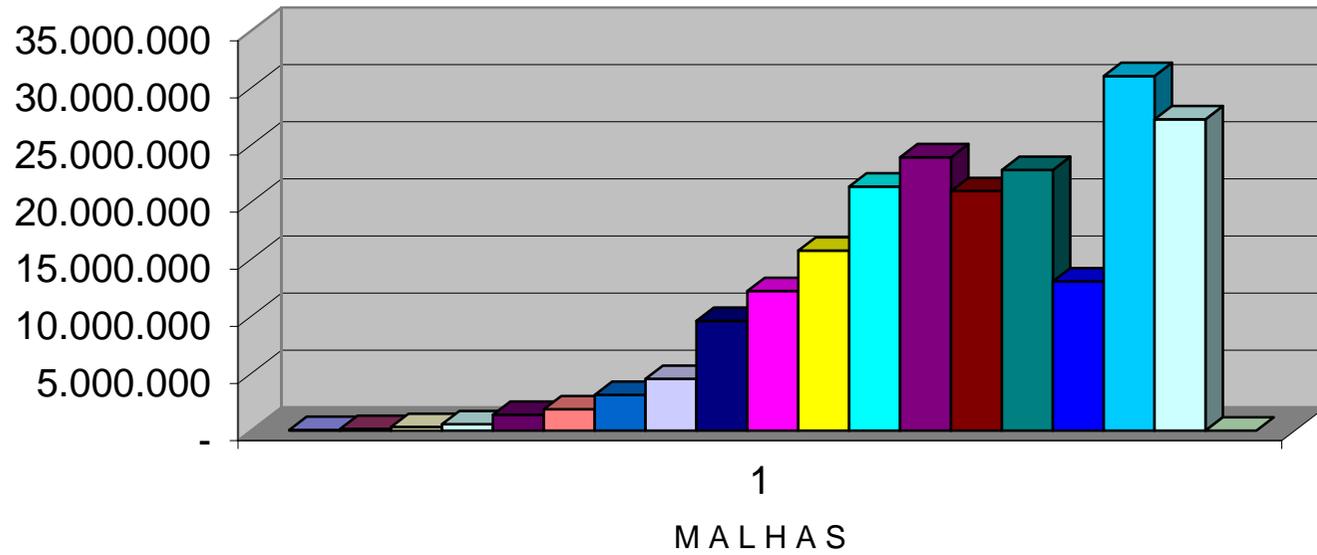


GRÁFICO 3.4.4 B - Quantidade de gotas retidas por malha (campo) Injetor Interno 5 kg/cm2



3.5 Cálculos das dimensões do injetor .

O objetivo principal deste capítulo é utilizar a metodologia de cálculo apresentada no capítulo 2.9 para comprovar que as características dimensionais e de trabalho dos injetores testados com a parafina fundida, são compatíveis com os encontrados na literatura.

A denominação adotada para os injetores foi simplesmente “interna”, abreviado “int” para o que fica dentro ou seja , no centro daquele que foi denominado “externo” de abreviatura “ext” Por se tratar de um injetor bi-propelente, a parafina fundida foi injetada tanto no injetor interno como no externo, não simultaneamente e com os bocais paralelos, portanto, sem a preocupação de haver interação entre os cones com mistura interna ou externa ao injetor.

3.5.1. Dados gerais disponíveis.

Um dos parâmetros mais importantes do injetor, que neste caso específico, já foi pré definido no injetor testado, é o parâmetro geométrico característico, que neste caso é o A_{eq} encontrado na literatura e que conforme a equação (2.9.3) é calculado como :

$$A_{eq} = (A_n / R_{in}) \cdot (A_{in} / R_n) \quad \text{portanto :}$$

$$A_{eq \text{ int}} = 1,8251 \quad - \quad A_{eq \text{ ext}} = 7,4939$$

Os ângulos dos cones obtidos dos injetores trabalhando a 5 atm. conforme experimento são:

$$\alpha_{\text{int}} = 78^\circ \quad - \quad \alpha_{\text{ext}} = 118^\circ$$

Comprimento das entradas tangenciais l ;

$$l_{\text{int}} = 3,8 \text{ mm.} \quad - \quad l_{\text{ext}} = 2,5 \text{ mm.}$$

Raios das entradas tangenciais

$$r_{\text{in int}} = 1,1 / 2 = 0,55 \text{ mm.} \quad - \quad r_{\text{in ext}} = 0,8 / 2 = 0,40 \text{ mm.}$$

Relação adimensional entre o comprimento e o diâmetro das entradas tangenciais.

$$\bar{l}_{\text{int}} = 3,8 / 1,1 = 3,45 \quad - \quad \bar{l}_{\text{ext}} = 2,5 / 0,8 = 3,125$$

Raios das câmaras de torção R_s ;

$$R_{s \text{ int}} = 8,6 / 2 = 4,3 \text{ mm.} \quad - \quad R_{s \text{ ext}} = 9,7 / 2 = 4,85 \text{ mm.}$$

Localização radial de centro dos canais tangenciais de entrada R_{in} ;

$$R_{in} = R_s - r_{in}$$

$$R_{in \text{ int}} = 4,3 - 0,55 = 3,75 \text{ mm.} \quad - \quad R_{in \text{ ext}} = 4,85 - 0,40 = 4,45 \text{ mm}$$

Raios dos bocais R_n ;

$$R_{n \text{ int}} = 5,3 / 2 = 2,65 \text{ mm.} \quad - \quad R_{n \text{ ext}} = 9,70 / 2 = 4,85 \text{ mm.}$$

$$\bar{R}_{in} = R_{in} / R_n$$

$$\bar{R}_{in \text{ int}} = 3,75 / 2,65 = 1,4151 \quad - \quad \bar{R}_{in \text{ ext}} = 4,45 / 4,85 = 0,9175$$

Número de entradas tangenciais em cada injetor n

$$n_{\text{int}} = 18 \quad - \quad n_{\text{ext}} = 18$$

Vazão mássica em cada injetor a 5 atm.

$$m^*_{i \text{ int}} = 0,183 \text{ kg / seg} \quad - \quad m^*_{i \text{ ext}} = 0,140 \text{ kg / seg}$$

viscosidade cinemática a 90°C , $\nu = 5,53 \text{ Cst (centistokes = mm}^2/\text{s) (} 5,53 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s)}$

viscosidade dinâmica, $\mu_d = 4,31 \cdot 10^{-4} \text{ kg / s m}$

massa específica $\rho = 780 \text{ kg / m}^3$

tensão superficial $\sigma = 23 \text{ a } 25 \text{ Dynas / cm} = 0,024 \text{ kg / m}$

$\Delta P_i =$ Queda de pressão através do injetor ($p_f - p_c$) ; $\Delta p_{\text{int}} = \Delta p_{\text{ext}}$

$p_f =$ Pressão no sistema de alimentação = $5,00 \text{ kg / cm}^2$

$p_c =$ Pressão do local dos testes = $0,95 \text{ kg / cm}^2$

$\Delta P_i = 5 - 0,95 = 4,05 \text{ kg / cm}^2$

3.5.2 Cálculos

O comprimento das entradas tangenciais l_{in} normalmente estão entre 3 e 6 vezes o raio das entradas tangenciais :

$$l_{in\ int} = 3,8\ \text{mm.} \quad l_{in\ int} / r_{in\ int} = 3,8 / 0,55 = 6,91$$

$$l_{in\ ext} = 2,5\ \text{mm.} \quad l_{in\ ext} / r_{in\ ext} = 2,5 / 0,04 = 6,25$$

O comprimento do bocal do injetor interno $l_{n\ int}$, normalmente esta entre 0,5 e 2 vezes o raio do bocal R_n :

$$l_{n\ int} = 18,30\ \text{mm.} \quad l_{n\ int} / R_{n\ ext} = 18,30 / 2,65 = 6,90$$

O comprimento da câmara de vórtice l_s , deve ser maior que 2 vezes seu raio interno R_{in} :

$$l_{s\ int} = 21,40\ \text{mm.} \quad ; \quad 2 \times R_{in\ int} = 2 \times 4,30 = 8,6\ \text{vezes}$$

$$l_{s\ ext} = 13,30\ \text{mm.} \quad ; \quad 2 \times R_{in\ ext} = 2 \times 4,85 = 9,7\ \text{vezes}$$

Cálculo do número de Reynolds nos canais tangenciais de entrada, conforme a equação (2.9.75) :

$$Re_{in} = 0.637 \frac{\dot{m}_i}{\sqrt{nr_{in}}\rho v}$$

$$Re_{in\ int} = 115,82 \times 10^4 \quad - \quad Re_{in\ ext} = 121,83 \times 10^4$$

O coeficiente de atrito é dado por : $\lambda = 0,3164 / (Re_{in})^{0,25}$

$$\lambda_{int} = 0,009645 \quad - \quad \lambda_{ext} = 0,009524$$

Cálculo dos coeficientes de perda hidráulica ξ dos orifícios de entrada tangenciais com relação ao ângulo formado entre o seu eixo e a superfície externa da caixa de vórtice

$$\alpha = 90\ \text{deg} - \text{tang}^{-1} (R_s / l_{in})$$

$$\alpha_{int} = 90\ \text{deg} - \text{tang}^{-1} (R_{s\ int} / l_{in\ int})$$

$$\alpha_{int} = 90\ \text{deg} - \text{tang}^{-1} (3,75 / 3,80)$$

$$\alpha_{int} = 45,39 \quad \text{do gráfico da Figura 2.9.4 da página 170} \quad \xi_{int} = 0,80$$

$$\alpha_{ext} = 90\ \text{deg} - \text{tang}^{-1} (R_{s\ ext} / l_{in\ ext})$$

$$\alpha_{\text{ext}} = 90 \text{ deg} - \text{tang}^{-1} (4,45 / 2,50)$$

$$\alpha_{\text{ext}} = 29,33 \quad \text{do gráfico da Figura 2.9.4 da página 170} \quad \xi_{\text{ext}} = 0,90$$

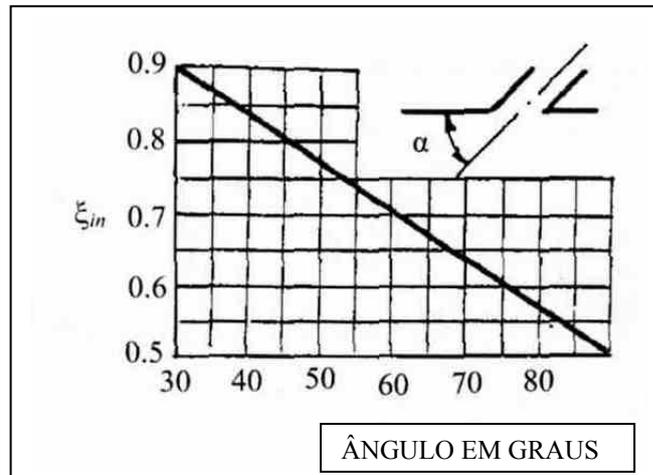


Figura 2.9.4 Efeito do ângulo de inclinação dos orifícios tangenciais de entrada [1]

O coeficiente de perda hidráulica total ξ é resultado da soma da queda de pressão em todo o percurso hidráulico conforme a equação (2.9.76)

$$\xi = \xi_{\text{in}} + \lambda \frac{l_{\text{in}}}{2r_{\text{in}}}$$

$$\xi_{\text{int}} = \xi_{\text{in int}} + \lambda (l_{\text{in int}} / 2 r_{\text{in int}}) \quad : \quad \xi_{\text{int}} = 0,8333$$

$$\xi_{\text{ext}} = \xi_{\text{in ext}} + \lambda (l_{\text{in ext}} / 2 r_{\text{in ext}}) \quad : \quad \xi_{\text{ext}} = 0,9298$$

Cálculo do parâmetro geométrico característico equivalente A_{eq} ;

O coeficiente de perda devido à diminuição da quantidade de movimento K é considerado somente no injetor interno pois este dispõe da redução do diâmetro da câmara de torção antes do bocal de saída e é dado por $A K = A_{\text{eq}}$, que é igual ao parâmetro geométrico característico A obtido do injetor testado, sendo que para o injetor externo K é considerado igual a 1.

A fórmula (2.9.74) abaixo é utilizada para se obter A_{eq} .

$$A_{eq} = \frac{R_{in}R_n}{nr_{in}^2 + \frac{\lambda}{2}R_{in}(R_{in} - R_n)}$$

A_{eq} int fórmula (2.9.74) = 1,8184 - A_{eq} ext fórmula (2.9.74) = 7,5160

A_{eq} int fórmula (2.9.3) = 1,8251 - A_{eq} ext fórmula (2.9.3) = 7,4939

Cálculo do coeficiente de preenchimento do bocal φ com base na equação (2.9.71) abaixo, que considera a perda de momento angular K e comparação com o coeficiente de preenchimento do bocal φ obtido do gráfico da Figura 2.9.3 da pág. 163 .

$$A_{eq} \equiv AK = \frac{(1 - \varphi_{eq})\sqrt{2}}{\varphi_{eq}\sqrt{\varphi_{eq}}}$$

φ_{eq} int calculado = 0,5184 - φ_{eq} ext calculado = 0,2675

φ_{eq} int gráfico = 0,5239 - φ_{eq} ext gráfico = 0,2704

Cálculo do coeficiente de fluxo de massa μ_{eq} com base na equação (2.9.72) abaixo, que considera as perdas hidráulicas ξ e comparação com o coeficiente de preenchimento do bocal μ_{eq} obtido do gráfico da Figura 2.9.3. da pág. 163.

$$\mu_{eq} = \frac{\varphi_{eq}\sqrt{\varphi_{eq}}}{\sqrt{2 - \varphi_{eq}}}$$

μ_{eq} int calculado = 0,3066 - μ_{eq} ext calculado = 0,1051

μ_{eq} int gráfico = 0,3167 - μ_{eq} ext gráfico = 0,0980

Cálculo do coeficiente de fluxo de massa μ_i com base na equação (2.9.73) abaixo e comparação com o coeficiente de preenchimento do bocal μ_i obtido do gráfico da Figura 2.9.3, com base em $A_{int} = 2$ e $A_{ext} = A_{eq\ ext} = 7,4939$ (injetor aberto).

$$\mu_i = \frac{\mu_{eq}}{\sqrt{1 + \xi_i \mu_{eq}^2 \frac{A^2}{R_{in}^2}}}$$

μ_i int calculado = 0,2851 - μ_i ext calculado = 0,0810

μ_i int gráfico = 0,2789 - μ_i ext gráfico = 0,0980

Cálculo dos ângulos dos cones feito com base na equação (2.9.70) abaixo.

$$\sin \alpha = \frac{2\mu_i AK}{(1 + \sqrt{1 - \varphi}) \sqrt{1 - \xi_i \mu_i^2 \frac{A^2}{R_{in}^2}}}$$

Angulo do cone interno calculado : $82,70^\circ$

Angulo do cone interno real : $78,00^\circ$

Angulo do cone externo calculado : $116,30^\circ$

Angulo do cone externo real : $118,00^\circ$

4 Conclusões

O processo de usinagem dos injetores e cabeçote injetor foi considerado eficiente e satisfatório, pois permitiu a fabricação de peças precisas e com bom acabamento, viabilizando todos os testes realizados dentro de um bom padrão de confiabilidade.

Em diversas circunstâncias, ou seja, variando os fluidos injetados e as pressões de trabalho, os cones foram formados tanto no injetor externo como no interno e dentro das teorias de formação e desintegração de folhas líquidas cônicas ocas, encontradas na literatura.

Nas observações iniciais da parafina injetada, feitas no projetor de perfil, foi possível identificar que além do produzir gotas no formato esférico, como seria de se esperar, as mesmas apresentavam diâmetros distintos.

A formação da “cebola” líquida se dá já a baixas pressões e vazões, tanto para o injetor interno quanto para o externo, como mostrado nos anexos 7 e 8.

Aumentar a pressão de injeção não tem grande efeito no ângulo de spray próximo à saída do bocal, mas causa alteração significativa na curvatura do spray, no comprimento da folha líquida que diminui conforme a pressão aumenta até não ser mais visivelmente identificada e provavelmente no tamanho das gotas produzidas, pois a altas pressões de injeção formava-se um fina névoa de fluido.

Os procedimentos adotados nos testes granulométricos com avaliação simultânea no projetor de perfil das amostras analisadas, mostraram-se eficientes e confiáveis e produziram resultados precisos.

Os cálculos realizados no item 3.5 , revelaram que as dimensões dos injetores e principalmente os ângulos dos cones produzidos, são compatíveis com a literatura e a metodologia de projeto e dimensionamento empregado, conforme os resultados abaixo :

O comprimento das entradas tangenciais l_{in} normalmente estão entre 3 e 6 vezes o raio das entradas tangenciais :

$$l_{in \text{ int}} = 3,8 \text{ mm.} \quad l_{in \text{ int}} / r_{in \text{ int}} = 3,8 / 0,55 = 6,91 \text{ vezes}$$

$$l_{in \text{ ext}} = 2,5 \text{ mm.} \quad l_{in \text{ ext}} / r_{in \text{ ext}} = 2,5 / 0,04 = 6,25 \text{ vezes}$$

O comprimento do bocal do injetor interno $l_{n \text{ int}}$, normalmente esta entre 0,5 e 2 vezes o raio do bocal R_n :

$$l_{n \text{ int}} = 18,30 \text{ mm.} \quad l_{n \text{ int}} / R_{n \text{ ext}} = 18,30 / 2,65 = 6,90 \text{ vezes}$$

O comprimento da câmara de vórtice l_s , deve ser maior que 2 vezes seu raio interno R_{in} :

$$l_{s \text{ int}} = 21,40 \text{ mm.} \quad ; \quad 2 \times R_{in \text{ int}} = 2 \times 4,30 = 8,6 \text{ vezes}$$

$$l_{s \text{ ext}} = 13,30 \text{ mm.} \quad ; \quad 2 \times R_{in \text{ ext}} = 2 \times 4,85 = 9,7 \text{ vezes}$$

Ângulos dos cones :

$$\text{Angulo do cone interno calculado} : 82,70^{\circ} \quad - \quad \text{Angulo do cone interno real} : 78,00^{\circ}$$

$$\text{Angulo do cone externo calculado} : 116,30^{\circ} \quad - \quad \text{Angulo do cone externo real} : 118,00^{\circ}$$

As análises fotográficas dos testes granulométricos indicaram que :

- para uma mesma pressão, a formação completa das gotas do injetor interno é mais demorada que no injetor externo, pois no primeiro, em uma mesma malha, havia uma quantidade maior de parafina retida com formatos diversos e gotas unidas(três ou mais), indicando uma demora maior para a formação das gotas e também uma quantidade maior de duas gotas duplas unidas, como em processo de coalescência ou divisão.
- na injeção à pressão de 5 kg / cm^2 , em relação à pressão variando de 0 a 15 a 0 kg / cm^2 , havia uma quantidade maior de parafina com formatos diversos e gotas unidas(três ou mais) em malhas idênticas, indicando uma demora maior para a formação das gotas e também uma quantidade maior de duas gotas duplas unidas como em processo de

coalescência ou divisão, retidas em uma mesma malha, tanto para o injetor interno como para o externo.

- no injetor externo, na injeção à pressão de 5 kg / cm^2 e na pressão variando de 0 a 15 a 0 kg / cm^2 , a partir da malha 50, as fotografias são muito semelhantes.
- .no injetor interno na injeção à pressão de 5 kg / cm^2 e na pressão variando de 0 a 15 a 0 kg / cm^2 , a partir da malha 60, as fotografias são muito semelhantes.

Os conjuntos de formatos diversos na realidade são várias gotas de parafina completamente formadas e de diâmetros distintos, unidas provavelmente por estarem a uma temperatura pouco abaixo da de fusão e que se ligaram ao colidirem entre si no anteparo que as recolhia.

As gotas unidas apresentam dois aspectos básicos :

- as que formam conjuntos de duas ou três como que encostadas e,
- as que formam conjuntos de duas ou três, como que interligadas por um corpo que as une, como em processo de coalescência ou de separação.

Estes conjuntos de formatos diversos e as gotas unidas, prejudicaram os resultados dos testes granulométricos, principalmente até a malha 50 pois, junto de si e em quantidade difícil de ser estimada, ficavam retidos em um mesma peneira com as gotas isoladas de tamanhos parecidos.

5 - Trabalhos futuros

Os trabalhos futuros abaixo relacionados são de muita importância para a continuidade deste:

- análises granulométricas das distribuições radiais e circunferenciais de amostras de parafina fundida injetada em diversas pressões de injeção.
- análises granulométricas das distribuições radiais e circunferenciais de amostras de parafina fundida injetada nos três níveis dos orifícios tangenciais de entrada, em diversas pressões de injeção para avaliação de seus efeitos sobre SMD.
- realização dos cálculos teóricos das espessuras das folhas líquidas na saída dos bocais, empregando as equações apresentadas neste trabalho para verificar se são compatíveis com os resultados práticos obtidos pela utilização de método e dispositivo a ser desenvolvido.
- realização dos cálculos teóricos dos tamanhos de gotas, empregando as equações apresentadas neste trabalho, para verificar se são compatíveis com os resultados práticos obtidos.

6 Referências Bibliográficas

- [1] BAZAROV, V.; YANG, V.; PURI, P. **Liquid rocket thrust chambers** : aspects of modeling, analysis, and design vol. Lexington 200, Progress in Astronautics and Aeronautics, , Massachusetts, 2.004 . Cap. 2, p. 19 - 103.
- [2] LEFEBVRE, A. H. **Atomization and sprays**. West Lafayette: Purdue University, 1989.
- [3] SOUZA, J. R. P. **Estudo de um injetor centrífugo bipropelente utilizado em motor foguete a propelente líquido**. 161f.. Dissertação (Mestrado em Aerodinâmica, Propulsão e Energia) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 2001.
- [4] LANE, W. R. Shatter of drops in streams of air. **Ind. Eng. Chem.**, v. 43, n. 6, p. 1312 – 1317, 1951.
- [5] HINZE, J. O. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes. **AIChE J.**, v. 1, n. 3, p. 289 – 295, 1955.
- [6] KITAMURA, Y.; TAKAHASHI, T. Stability of a liquid jet in air flow normal to the jet axis. **J. Chem. Eng. Jpn.**, v. 9, n. 4, p. 282 – 286, 1976.
- [7] SCHWEITZER, P., H., Mechanism of disintegration of liquid jets. **J. Appl. Phys.**, v. 8, p. 513 – 521, 1937.
- [8] McCARTHY, M. J.; MOLLOY, N. A. Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design. **Chem. Eng. J.**, v. 7, p. 1 – 20, 1974.
- [9] STERLING, A. M. **The instability of capillary jets**. Thesis. (Ph.D.) University of Washington, Seattle, 1969.
- [10] STERLING, A. M.; SLEICHER, C. A. The instability of capillary jets. **J. Fluid Mech.**, v. 68, p. 477 – 495, 1975.
- [11] GIFFEN, E.; MURASZEW, A. **The atomization of liquid fuels**. New York: John Wiley and Sons, 1953.

[12] EISENKLAM, P.; HOOPER, P. C. **The flow characteristics of laminar and turbulent jets of liquid.** [S.l.]: Ministry of supply D.G.G.W. (Report / EMR / 58 / 10, September.), 1958.

[13] RUPE, J. H. Jet Propulsion Laboratory, 1962. (Report n. 32-207, January)

[14] HUTT, J. J. **A study of design details of rocket engine swirl injection elements.** (Thesis in Mechanical Engineering) - The Pennsylvania State University, University Park, 2000.

[15] XIAOPING, H. et al. Simplified design methodology for coaxial swirl injector. In: JOINT PROPULSION CONFERENCE AND EXHIBIT, 33., Seattle. **Proceedings...** Seattle: AIAA, 1997.

[16] OHNESORGE, W. Formation of drops by nozzles and the breakup of liquid jets. **Z. Angew. Math. Mech.**, v. 16, p. 355 – 358, 1936.

[17] REITZ, R. D. **Atomization and other breakup regimes of a liquid jet.** Thesis. (Ph.D) - Princeton University, Princeton, 1978.

[18] RAYLEIGH, Lord. On the instability of jets. **Proc. London Math. Soc.**, v. 10, p. 4 – 13, 1878.

[19] TYLER, F. Instability of liquid jets. **Philos. Mag.**, v. 16, p. 504 – 518, 1933.

[20] WEBER, C. Desintegration of liquid jets. **Z. Angew. Math. Mech.**, v. 11, n.2, p. 136 – 159, 1931.

[21] MIESSE, C. C. Correlation of experimental data on the disintegration of liquid jets. **Ind. Eng. Chem.**, v. 47, n. 9, p. 1690 – 1701, 1955.

[22] DOMBROWSKI, N.; JOHNS, W. R. The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets. **Chemical Engineering Science**, v.18, n. 2 , p. 203 -214, 1963.

[23] COUTO, H. S.; CARVALHO, J. A.; NETTO, D. B. Theoretical formulation for sauter mean diameter of pressure-swirl atomizers. **Jornal of Propulsion and Power**, v. 13, n. 5, 1997.

[24] KUDRIAVTCEV, B.D. **Basis of theory and calculation of LRE**. [S.l.]: Moscow Editor, 1993.

[25] INAMURA, T.; MIYATA, K. Hirosaki University, Hirosaki, TAMURA H., SAKAMOTO, H., National Aerospace Laboratory, Kakuda, Japan, AIAA Paper 2001-3570, A01-34284.

[26] KUO, K. K. **Recent advances in spray combustion: spray atomization and drop burning phenomena**. University Park: Pennsylvania State University, 1996. v.1

[27] KUO, K. K. **Recent advances in spray combustion: spray atomization and drop burning phenomena**. University Park: Pennsylvania State University, 1996. v. 2

[28] HUZEL, D. K.; HUANG, D.H. **Modern engineering for design of liquid-propellant rocket engines**. Washington, DC: AIAA, 1992. (Progress in Astronautics and Aeronautics, v. 147)

[29] PRZYBILSKI, O. H. The Germans and the development of rocket engines in the USSR. **JBIS**, v. 55, p. 404-427, 2002.

[30] SANTANA JR., A. et al. Modeling and robust analysis of a liquid rocket engine. In: JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 36., 2000, Huntsville. **Proceedings...** Huntsville: AIAA, 2000. (AIAA 2000-3160)

[31] BARBOSA, F. I., **Metodologia Experimental para Caracterização de Spray**, Relatório Final de Trabalho de Graduação no Instituto Tecnológico de Aeronáutica ITA, São José dos Campos, Brasil, 1996.

[32] LACAVA, P. T., BASTOS-NETO, D., PIMENTA, A. P., **Design Procedure and Experimental Evaluation of Pressure-Swirl Atomizers**, 24TH International Congress of the Aeronautical Sciences, 2004.

7 Produção bibliográfica

Resumos simples em anais e eventos

1.ROCCO JR, Leopoldo; ROCCO, José Atilio Fritz; IHA, Koshun. Usinagem de um injetor bi-propelente do tipo “swirl” utilizado em motores-foguete a propelente líquido (MFPL). In: IX ENCITA - ENCONTRO DE INICIAÇÃO CIENTÍFICA DO INSTITUTO TECNOLÓGICO DA AERONAUTICA, 2003, São José dos Campos - S.P. 2003

Anexos

Anexo 1 Manutenção e Ajustes

Manutenção da Bomba Hidráulica

Após a realização dos testes preliminares com óleo de corte e querosene, surgiu na bomba um ruído muito forte e intermitente indicando provavelmente um desgaste prematuro da mesma.

Uma folga lateral significativa no seu eixo próximo ao acoplamento com o motor elétrico, indicava um desgaste dos mancais.

A abertura da mesma para averiguações e reparos se fez necessária, uma vez que a próxima etapa seria a injeção da parafina fundida.

A desmontagem foi realizada de forma meticulosa e procurando guardar as posições originais das peças para posterior montagem com perfeito engrenamento em função de desgastes de contato das engrenagens .

Constatou-se que houve realmente um desgaste excessivo dos mancais de escorregamento que em virtude da existência de canais dispostos entre os mesmos e a câmara de compressão do fluido, indicava que seu principio de funcionamento é por suspensão hidrodinâmica e que pelos prováveis motivos abaixo descritos não funcionou corretamente .

Tais folgas resultaram também no contato entre as engrenagens e as câmaras internas da depressão que a bomba seria capaz de gerar, fato que posteriormente foi comprovado, mas que não impediu a realização dos testes com parafina fundida.

Entre as prováveis causas dos desgastes estão :

- a posição de trabalho da bomba com os eixos na vertical não é a ideal pois não há previsão em seu funcionamento para suportar o peso dos mesmos.
- o acoplamento com o motor estava muito justo, não compensando totalmente o desalinhamento com o motor elétrico.

- os fluidos utilizados não apresentavam as características ideais de trabalho compatíveis com as de projeto da mesma.

Basicamente o reparo consistiu na confecção e colocação de buchas de bronze fosforoso nos mancais com ranhuras que permitissem sua lubrificação.

A maior dificuldade para realizar os reparos necessários estava na falta de recursos técnicos e mecânicos para manter o alinhamento dos eixos das engrenagens e os mancais, além de dados técnicos da bomba, principalmente com relação à distância entre seu eixos que acabou por ser estipulado com base em medições com paquímetro e relógio comparador, para que o perfeito engrenamento fosse mantido.

Correção do desalinhamento entre os eixos da bomba e do motor

Para permitir uma melhor compensação entre os deslinhamentos dos eixos da bomba e do motor foram tomadas as seguintes ações corretivas .

- o acoplamento de nylon teve os orifícios que assentam os pinos de contato aumentados.
- os prisioneiros de fixação da bomba receberam calços para alinhar seu eixo com o do motor.
- os prisioneiros de fixação do motor receberam calços para alinhar seu eixo com o da bomba.
- a distancia entre o motor e a bomba foi aumentada de forma a não deixar o acoplamento de nylon comprimido .

Parafuso de ajuste para o injetor interno

Os testes preliminares com óleo de corte a alta pressão, próximo a 40 atm. causaram um deslocamento axial do injetor interno de forma a expeli-lo, devido à pressão na câmara de torção do injetor externo .

Para conter tal movimento, foi colocado um parafuso com porca e contra porca no cabeçote injetor que tocava internamente uma tampa colocada na parte superior do injetor interno.

Estimativa do maior ângulo produzido nos testes preliminares com óleo de corte

Um dos parâmetros mais importantes para a realização dos testes com a parafina fundida era com o ângulo do cone produzido, que determinaria a área a ser coberta para recolher o material, bem como daria uma noção da altura na qual o equipamento deveria ser colocado para que a parafina fundida tivesse tempo de solidificar-se antes de atingir um anteparo coletor e que se ocorresse, não deforme a mesma .

Com o auxílio de uma foto e do programa AutoCad 2000 foi estimado este ângulo conforme a figura abaixo :

Verificação dos queimadores, do tanque e da distribuição da temperatura da água do mesmo

Consistiu na regulagem da mistura ar/propano, da distância das chamas para o fundo do tanque e da verificação se nenhum componente era atingido de forma a prejudicá-lo.

O aquecimento demora aproximadamente uma hora e trinta minutos para elevar a temperatura da água de 24 graus Célsius até 75 graus Cécius próximo ao cabeçote injetor, ou seja , acima dos 62 graus Cécius que é o ponto de fusão da parafina.

Uma preocupação inicial, era a de que se a água próxima ao cabeçote injetor, apesar de estar distante dos queimadores, atingiria a temperatura necessária para que a parafina continuasse fundida no ponto de injeção .

Tal objetivo foi plenamente atingido , tornando assim desnecessária a aplicação de resistências elétricas próximas ao cabeçote injetor .

Substituição dos manômetros até 10 atm. pelos de até 2,5 psi.

Outra observação importante feita durante os testes preliminares com fluidos alternativos foi a de que os cones normalmente se formavam abaixo de 1 atm. e que as folhas líquidas desapareciam completamente dando lugar à formação total de gotas abaixo de 2 atm.

Assim sendo, e com o objetivo de avaliar melhor as relações entre pressão, formação da cebola e do cone, aumento de ângulo e quebra da folha cônica, foram substituídos os manômetros de até 10 atm. por manômetros de 0 até 2,5 psi.

Anexo 2

Tabela (parcial) de aberturas e tolerâncias das malhas , conforme normas :

NBR 9744 , ASTM E 11 e ISO 3310/1 .

ASTM	TYLER	Abertura micron	Tolerância na ABERTURA		Diâmetro do FIO	Tolerância no diâmetro do FIO	
			Mín.	Máx.		Mín.	Máx.
18	16	1000	970	1030	560	480	640
20	20	850	821	879	500	430	580
25	24	710	685	735	450	380	520
30	28	600	579	621	400	340	460
35	32	500	482	518	315	270	360
40	35	425	409	441	280	240	320
45	42	355	342	368	224	190	260
50	48	300	288	312	200	170	230
60	60	250	240,1	259,9	160	130	190
70	65	212	203,3	220,7	140	120	170
80	80	180	172,4	187,6	125	105	150
100	100	150	143,4	156,6	100	85	115
120	115	125	119,2	130,8	90	77	104
140	150	106	100,8	111,2	71	60	82
170	170	90	85,4	94,6	63	54	72
200	200	75	70,9	79,1	50	43	53
230	250	63	59,3	66,7	45	38	52
270	270	53	49,6	56,4	36	31	41
325	325	45	41,9	48,1	32	27	37
400	400	38	35,1	40,9	30	24	35
500	500	25	21,0	28,0	25	21	29



MICROPRECS

MICROPRECISÃO TÉCNICA LTDA.

CERTIFICADO DE CALIBRAÇÃO N° 58282001 *Página 01/03*

- 1.0 Contratante : **BERTEL INDÚSTRIA METALÚRGICA LTDA.**
Interessado : *O mesmo.*
- 2.0 Denominação : **PROJETOR DE PERFIL**
Faixa de Medição : Coordenadas X=50 mm / Y=25 mm / Anteparo Goniométrico = 360°
Valor de Uma Divisão : Coordenadas X=0,001 mm / Y=0,01 / Anteparo Goniométrico = 1'
Fabricante : Nippon (Cabeçote Micrométrico "X" adaptado Mitutoyo)
Modelo : Não especificado
Identificação : PP-113
Número de série : 3660
- 3.0 Data da Calibração : 22/12/2004 Próxima Calibração : Determinado pelo Cliente
Temperatura do Ar : 22°C (Local) Umidade Relativa do Ar : 63% (Local)
- 4.0 Padrão(ões) Utilizado(s):
- | Padrão | Régua Graduada em Cristal | Régua Graduada em Cristal |
|--------------------|---------------------------|---------------------------|
| Identificação | MPTQ - 081/01 | MPTQ - 075/01 |
| Órgão Calibrador | RBC - IPEI | M.P.T. |
| Certificado N° | 63.1225/04M | 07501-03 |
| Data da Calibração | 29/11/2004 | 15/04/2003 |
| Próxima Calibração | novembro-07 | abril-05 |
- 5.0 Procedimento de Calibração: **ME - 018 Rev.: 03**

- A calibração é designada para distinguir uma tendência escalar na indicação nominal do instrumento, sendo avaliada através de um padrão linear referencial com seu valor verdadeiro convencional conhecido, para análise do cabeçote micrométrico, onde esta é ampliada na tela de projeção do instrumento ao qual a linha de referência zero, é tangenciada na linha cartesiana X ou Y, partindo assim para os demais pontos. No anteparo goniométrico, é utilizado um retículo angular que é formado por ângulos diferentes, sendo que, para a obtenção da tendência, tangencia-se as linhas cartesianas para um referencial zero, desloca o mesmo no sentido horário, onde a linha horizontal da tela deve coincidir com a referência angular da escala, adotando o processo para todos os ângulos.

6.0 Observações:

- ★ Realizado apenas calibração do instrumento em questão.
- ★ Valores obtidos correspondem à média de três medições.
- ★ A incerteza declarada foi fundamentada conforme o procedimento interno MPT (baseado na norma EA-04) para o nível de confiança de aproximadamente 95%.
- ★ Os resultados apresentados neste certificado tem significação restrita e se aplicam somente ao instrumento em questão, na data da calibração, não sendo extensiva a quaisquer lotes. A utilização dos mesmos para fins promocionais depende de previa autorização formal da MPT, sua reprodução somente poderá ser feita na íntegra, sem nenhuma alteração.

Anexo 4 Resultados dos Certificados de Calibração das Peneiras

Certif 2107/03 18 / 16	TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS NOM. 1,00	0,97 a 1,03	média = 0,99	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE 1,09 A 1,14	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE 0,56	0,48 a 0,64	média = 0,60	SIM

Certif 2108 20 / 20	TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS NOM 850	821 a 879	média = 856,10	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE 977 a 928	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE 500	430 a 580	média = 539,65	SIM

Certif 2109 / 03 25 / 24	TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS NOM 710	685 A 735	média = 705,95	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE 779 A 822	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE 450	380 A 520	média = 352,13	

Certif 2110 / 03 30 / 28	TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS NOM 600	579 a 621	média = 595,08	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE 661 a 701	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE 400	340 a 460	média = 253,15	

Certif 2111 / 03 35 / 32	TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS NOM 500	482 a 518	média = 500,28	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE 554 a 589	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE 315	270 a 360	média = 215,63	

Certif 2112 / 03 40 / 35	TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS NOM 425	409 a 441	média = 425,85	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE 473 a 506	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE 280	240 a 320	média = 199,83	

Certif 2113 / 03 45 / 42	TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS NOM 355	342 a 368	média = 356,03	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE 398 a 427	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE 224	190 a 260	média = 214,60	SIM

Certif 2114 / 03 50 / 48		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 300	288 a 312	média = 296,65	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	338 a 365 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	200 .	170 a 230	média = 198,85	SIM

Certif 2115 / 03 60 / 60		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 250	240,1 a 259,9	média = 250,03	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	284 a 308 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	160 .	130 a 190	média = 162,10	SIM

Certif 2116 / 03 70 / 65		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 212	203,3 a 220,7	média = 213,80	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	242 a 264 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	140 .	120 a 170	média = 106,03	

Certif 2117 / 03 80 / 80		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 180	172,4 a 187,6	média = 178,58	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	207 a 227 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	125 .	105 a 150	média = 133,63	SIM

Certif 2118 / 03 100 / 100		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 150	143,4 a 156,6	média = 149,48	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	175 a 193 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	100 .	85 a 115	média = 119,68	

Certif 2119 / 03 120 / 115		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 125	119,2 a 130,8	média = 126,33	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	147 a 163 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	90 .	77 a 104	média = 82,63	SIM

Certif 2120 / 03 14 / 150		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 106	100,8 a 111,2	média = 105,85	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	126 a 141 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	71 .	60 a 82	média = 55,85	

Certif 2121 / 03 170 / 170		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 90	85,4 a 94,60	média = 88,90	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	108 a 122.	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	63.	54 a 72	média = 52,80	

Certif 2122 / 03 200 / 200		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 75	70,90 a 79,10	média = 75,55	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	92 a 104 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	50.	43 a 58	média = 50,70	SIM

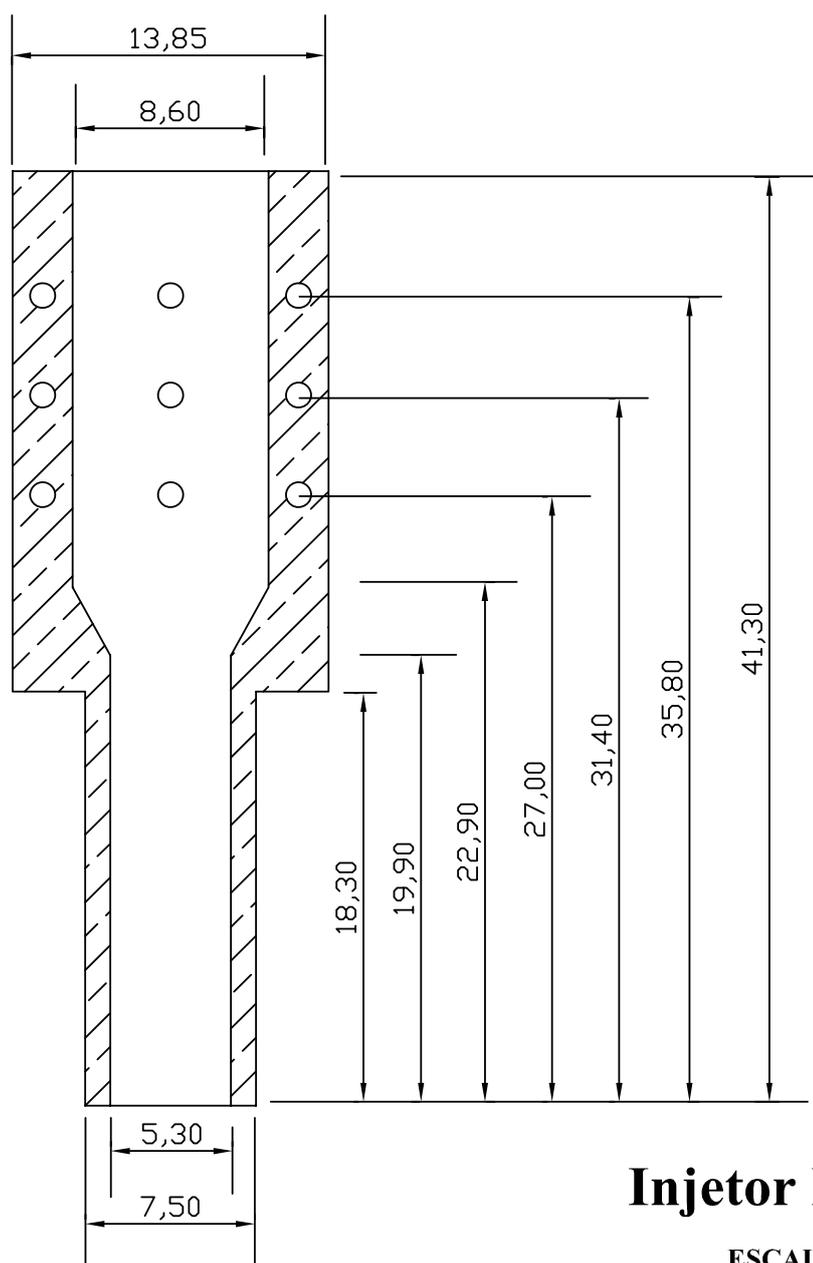
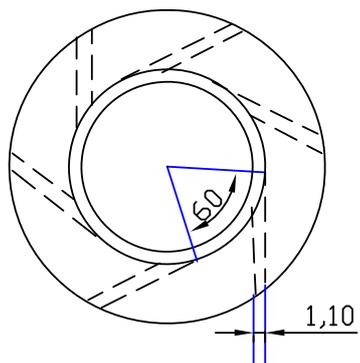
Certif 2123 / 03 250 / 230		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 63	59,3 a 66,7	média = 63,23	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	78 a 89 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	45.	38 a 52	média = 38,93	SIM

Certif 2124 / 03 270 / 270		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 53	49,60 a 56,40	média = 54,20	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	67 a 77 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	36 .	31 a 41	média = 38,65	SIM

Certif 2125 / 03 325 / 325		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 45	41,90 a 48,10	média = 44,18	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	67 a 58 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	32 .	27 a 37	média = 40,98	

Certif 2126 / 03 400 / 400		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 38	35,10 a 40,90	média = 37,60	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	49 a 58 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	30 .	24 a 35	média = 29,25	SIM

Certif 2127 / 03 500 / 500		TOLERÂNCIAS	RESULTADOS	APROVAÇÃO
ABERTURA DAS MALHAS	NOM 25	22 a 28	média = 25,68	SIM
% DE ABERTURAS ENTRE	34 a 41 .	ATÉ 6 %	0	SIM
DIÂMETRO DOS FIOS IDEAL DE	25 .		média = 22,90	SIM



Injetor Interno

ESCALA 4:1

mm.

Anexo 6

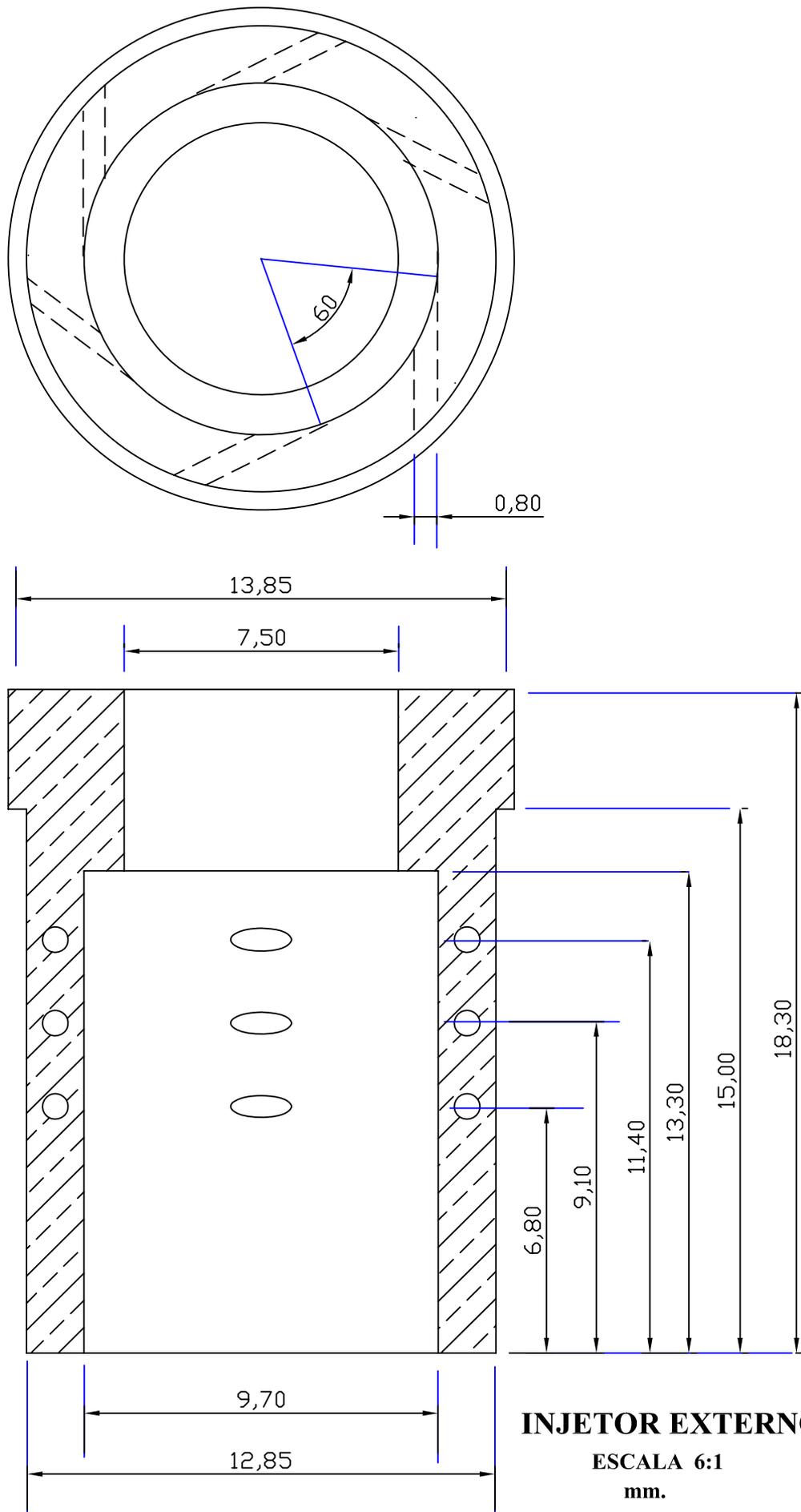
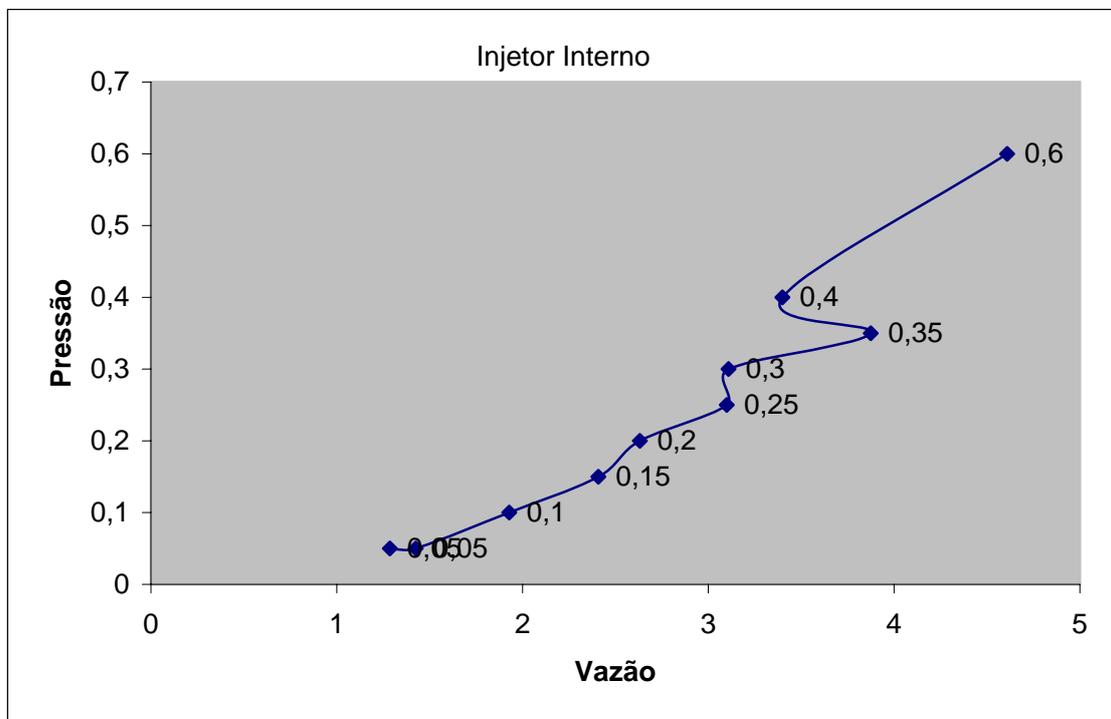


Tabela de Vazão do Injetor Interno com 3 níveis livres, querosene 23/2/2004

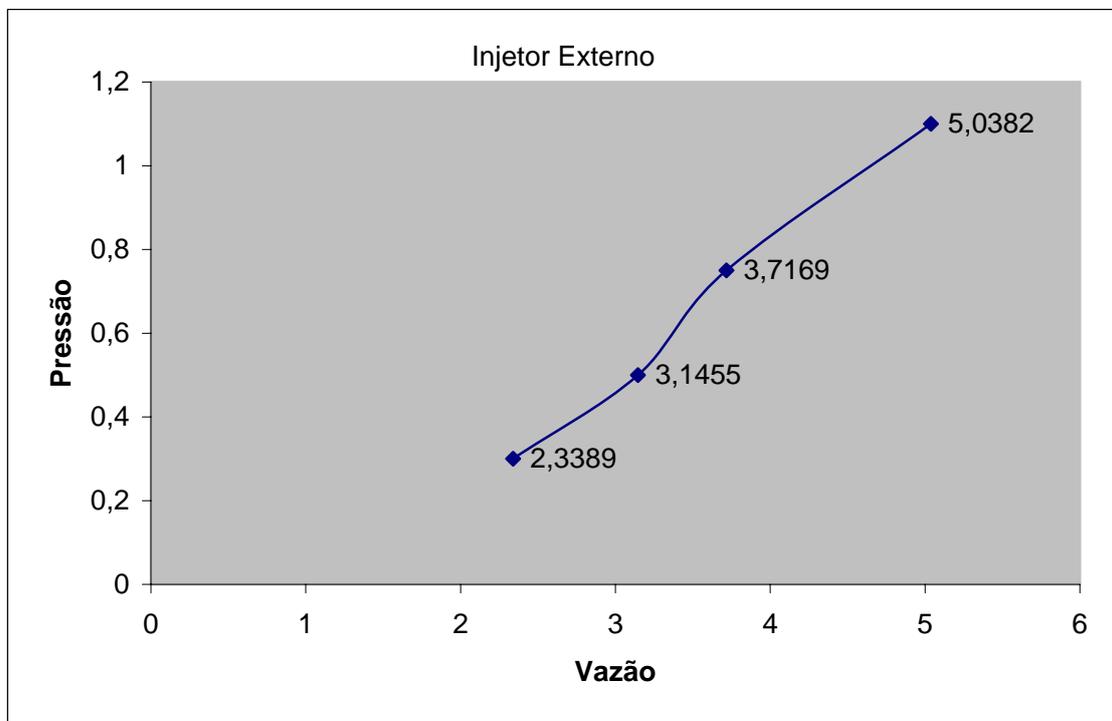
	Duração seg.dec	Volume Proveta cm + traço	Traços	Volume litros	Pressão Bar	Vazão l/min
A	13,06	34	4	0,279862	0,05	1,2857
	10,02	29	3	0,238043	0,05	1,4254
	10,46	38	3	0,336156	0,1	1,9282
	5,33	26	3	0,213917	0,15	2,4081
	5,28	28	4	0,23161	0,2	2,6319
	5,76	37	0	0,297554	0,25	3,0995
	4,16	26	4	0,215526	0,3	3,1085
	4,56	32	3	0,262169	0,35	3,8744
	4,06	28	3	0,230001	0,4	3,399
B	3,56	34	0	0,273428	0,6	4,6083



- A FORMADA UMA PEQUENA "CEBOLA"
 B A FOLHA LÍQUIDA JÁ NÃO É MAIS VISÍVEL

Tabela de Vazão do Injetor externo com 3 níveis livres, querosene 23/2/2004

	Duração seg.dec	Volume Proveta cm + traço	Traços	Volume litros	Pressão Bar	Vazão l/min
A	4,58	22	1	0,178532	0,3	2,3389
	4,51	29	2	0,236435	0,5	3,1455
	4,31	33	1	0,266994	0,75	3,7169
B	5,21	38+16	2	0,437485	1,1	5,0382



- A FORMADA UMA PEQUENA "CEBOLA"
 B A FOLHA LÍQUIDA JÁ NÃO É MAIS VISÍVEL



PETROBRAS
PETRÓLEO BRASILEIRO S.A.

**FICHA DE INFORMAÇÃO DE
SEGURANÇA SOBRE PRODUTO QUÍMICO**

Ficha No.:
0115

Produto: PARAFINA 140/145-1

Rev: 2
Data: JUN/95

1. IDENTIFICAÇÃO

NOME/MARCA COMERCIAL: Parafina 140/145-1
 NOME QUÍMICO: Parafina de petróleo
 SINONÍMIA: Parafina macrocristalina, cera de petróleo
 FAMÍLIA OU FUNÇÃO QUÍMICA: Hidrocarbonetos alifáticos saturados
 FÓRMULA QUÍMICA: N.A.

2. COMPOSIÇÃO

COMPONENTE	%	FICHA No.
Mistura de hidrocarbonetos parafínicos com baixos percentuais de hidrocarbonetos poliaromáticos.		

3. PROPRIEDADES FÍSICAS E QUÍMICAS (valores típicos)

ESTADO FÍSICO/APARÊNCIA/ODOR: Produto sólido, incolor e inodoro.
 PONTO DE EBULIÇÃO: 290 °C @ 101,325 kPa (760 mm Hg)
 PONTO DE FUSÃO: 61,4 °C (Método: ASTM D87)
 PRESSÃO DE VAPOR: N.D. (NÃO DISPONÍVEL)
 DENSIDADE DO VAPOR (ar=1): N.A. (NÃO APLICÁVEL)
 DENSIDADE (água=1): 0,78 @ 80 °C
 VISCOSIDADE: 5,53 cSt @ 90 °C
 Método: ASTM D-445
 VOLÁTEIS: N.D.
 TAXA DE EVAPORAÇÃO: N.A.
 pH: N.A.
 SOLUBILIDADE (Água): Insolúvel
 SOLUBILIDADE (Solv. orgânicos): 14,5 g/100g Tolueno @ 20 °C



PETROBRAS
PETRÓLEO BRASILEIRO S.A.

**FICHA DE INFORMAÇÃO DE
SEGURANÇA SOBRE PRODUTO QUÍMICO**

Ficha No.:
0115

Produto: PARAFINA 140/145-1

Rev: 2
Data: JUN/95

4. REATIVIDADE

ESTABILIDADE: (X) Estável () Instável
Condições determinantes de instabilidade: N.A.

TEMPERATURA DE DECOMPOSIÇÃO: N.D.
Produtos de Decomposição térmica: N.D.

POLIMERIZAÇÃO DESCONTROLADA: () Ocorre (X) Não Ocorre
Condições favoráveis à polimerização descontrolada: N.A.

MATERIAIS INCOMPATÍVEIS: Oxidantes fortes (p.ex: peróxidos,
cloratos, ácido crômico)

5. RISCOS DE INCÊNDIO E EXPLOÇÃO

PONTO DE FULGOR: 244 °C (Vaso Aberto) (Método: ASTM D93)

PONTO DE COMBUSTÃO: N.D.

PONTO DE AUTO-IGNIÇÃO: N.D.

LIMITES DE EXPLOSIVIDADE/INFLAMABILIDADE (%): Inferior N.A.
Superior N.A.

CLASSIFICAÇÃO:
() Inflamável
() Combustível
() Explosivo
() Oxidante
(X) Outros. Especificar: N.A.

AGENTES EXTINTORES:
() Água jato pleno
(X) Água neblina
() Espuma para álcool
(X) Espuma para hidrocarboneto
(X) Pó Químico
(X) CO2
() Outros. Especificar:

RECOMENDAÇÕES ESPECIAIS: Resfriar as embalagens com água na forma de neblina. Remover as embalagens ainda sem chamas da área de risco. Dependendo do estágio que estiver o incêndio, deve-se tomar cuidado no uso de água na forma de neblina ou espuma, pois pode ocorrer borbulhamento.

SANTA CRUZ INDUSTRIAL E COMERCIAL LTDA

FO NES / FAX : 6673-2987 - 6673-5066 - 6673-5067 - 6673-5046

AV: GUILHERME GIORGIN° 1320 - CEP 03422-001 - V. FORMOSA -SP.

CERTIFICADO DE ENSAIO

NUMERO: 1925-02 G

LOTE: 023/02

PRODUTO : PARAFINA 140/145-1 MICRONIZADA CODIGO: 81C

Local da amostragem: TQ 2201742

Data/Hora da amostragem: 01/07/02 19:20

Data/Hora do recebimento 01/07/02 20:00

Laboratorio: SEDEP - RLAM

Endereço: Rod. Ba 523-KM 4

São Francisco do Conde-BA - Cep: 43970-000

Tel. 71 604-2895 Fax 71 601-1014

CARACTERÍSTICA	MÉTODO	ESPECIFICAÇÃO	RESULTADO	UNIDADE
PONTO DE FUSÃO	D 87	60,0 a 62,8	61,90	grau C
COR SAYBOLT	D 156	+ 20min	+ 30	
TEOR DE ÓLEO	D 721	1,0 max.	0,55	% massa
TEMPERATURA OBSERVADA	X 076	Anotar	70,0	grau C
DENSIDADE A TEMP.OBSERV.	D 1298	Anotar	0,7790	
PONTO DE FULGOR	D 92	Anotar	234	grau C
PENETRAÇÃO	D 1321	15 max.	13,0	0,1 mm

DATA DA EMISSÃO = 01/07/2002 = 3:40 - VALIDADE "INDETERMINADA"

Os resultados deste Certificado de Ensaio referem-se à amostra acima especifica.

Este Certificado só pode ser reproduzido integralmente e com autorização do responsável pelo seu conteúdo.

ANEXO 10 - TIPOS DE ATOMIZADORES [2]

T I P O	DESCRI- ÇÃO	VANTAGENS	DESVANTAGENS	APLICAÇÕES
P R E S S U R E	PLAIN ORIFICE	SIMPLES, BARATO RIGIDO . ATOMIZAÇÃO FINA	ÂNGULO DE SPRAY ESTREITO SPRAY SOLIDO	MOTORES DIESEL E A JATO AFTERBURNERS E RAMJETS
	SIMPLEX	SIMPLES, BARATO, BOA ATOMIZAÇÃO, GRANDE ANG. DE SPRAY	PRECISA TER ALTAS PRESSÕES CONE ANG. VARIA COM PRES. DIFER. E DENSIDADE DO GÁS AMBIENTE	TURBINA GAS E FORNOS IND.
	DUPLEX	COMO O SIMPLEX, MAIS BOA ATOMIZA- ÇÃO P/ GRANDE NR. DE VEL. DE FLUXO	ESTREITAMENTO DO ANG. COM O AUMENTO DA VELOC. DO FLUXO DO LIQ.	QUEIMADORES DE TURB. A GAS
	DUAL ORIFICE	BOA ATOMIZAÇÃO RAZÃO DE GIRO ALTO COMO 50:1 ÂNGULO DO SPRAY REL. CONSTANTE	ATOMIZAÇÃO POBRE NA REG. TRANSIÇÃO DESENHO COMPLEXO BLOQUEIO NAS PEQUENAS PASSAGENS	NA AVIAÇÃO EM GERAL E TURBINAS INDUSTRIAIS A GAS
	SPILL RETURN	CONSTRUÇÃO SIMPLES BOA ATOMIZAÇÃO EM TODO FLUXO GRANDE RAZÃO DE GIRO FUROS GRANDES C/ MENOR RISCO DE OBSTRUÇÃO	ANG. SPRAY VARIA C/ VELOC.FLUXO REQUER ALTAS PRESSÕES COMPARA- DO C/ OUTROS BOCAIS PRESSURIZA- DOS EXCETO NA DESCARGA MÁXIMA	VARIOS TIPOS DE QUEIMADO- RES TEM BOM POTENCIAL P/ MIS- TURAS FRACAS E COMBUST. DE BAIXA ESTABIL.TÉRMICA
	FAN SPRAY	BOA ATOMIZAÇÃO FORMA ELIPTICA ESTREITA ÀS VEZES É VANTAJOSA	PRECISA SER SUPRIDO COM ALTAS PRESSÕES	OPERAÇÕES EM ALTAS PRESS. COMBUSTORES ANULARES
R O T A C I O N A L	DISCO GIRANDO	ATOMIZAÇÃO QUASE UNIFORME É POSSÍVEL COM PEQ. DISCOS GIRANDO A ALTAS VELOC. CONTROLE INDEP. DA QUALID DA ATOMIZAÇÃO E DA VEL.DO FLUXO	PRODUZ SPRAYS DE 360 GRAUS	SPRAY SECANDO PULVERIZAÇÃO DE PLANTAS
	COPO GIRATÓ- RIO	PERMITE MANIPULAR A MISTURA	TALVEZ PRECISE MAIS AR PERIFERIA	SPRAY SECANTE E REFRIGERA

T I P O	DESCRI- ÇÃO	VANTAGENS	DESVANTAGENS	APLICAÇÕES
A I R A S S I S T	MISTURA INTERNA	BOA ATOMIZAÇÃO GRANDES PASSAGENS IMPEDEM OBSTRU. PODE ATOMIZAR LIQ. DE ALTA VISCOSI	LIQ.PODE VOLTAR PELA LINHA DE AR REQUER DISPO MEDIÇÃO AUXILIAR REQUER NO INICIO AR EXTERNO SOB PRESSÃO OU VAPOR	FORNOS INDUSTRIAIS TURBINAS INDUST. A GAS
	MISTURA EXTERNA	IGUAL À DE MISTURA INTERNA, MAIS A CONSTRUÇÃO IMPEDE A VOLTA DO LÍQUIDO PELA LINHA DE AR	PRECISA AR OU VAPOR INICIAL NÃO PERMITE ALTAS RAZÕES LIQ/AR	FORNOS INDUSTRIAIS TURBINAS INDUST. A GAS
A I R B L A S T	PLAIN JET	BOA ATOMIZAÇÃO SIMPLES E BARATO	ESTREITO ANGULO DO SPRAY PERFOMANCE DE ATOMIZ. INFERIOR Q QUE O PREFILMING AIRBLAST	TURBINAS INDUST. A GAS
	PREFILMI NG	BOA ATOMIZAÇÃO ESPEC. EM ALTAS PRESSÕES AMBIENTAIS AMPLO ANGULO DE SPRAY	ATOMIZAÇÃO POBRE A BAIXAS VELO. DO AR	AMPLO CAMPO NA IND. E TURBINAS A GÁS DE AVIAÇÃO
U. S.		FINA ATOM. E BAIXA VEL DO SPRAY	BAIXAS VELOC. DE FLUXO SEM MANIP	MEDICAL/HUMID /ACID /COMB
E.		ATOMIZAÇÃO MUITO FINA	BAIXAS VELOC. DE FLUXO SEM MANIP	PINTURA / IMPRESSÃO

FOLHA DE REGISTRO DO DOCUMENTO

1 CLASSIFICAÇÃO/TIPO TM	2. DATA 05 de março de 2007	3. DOCUMENTO Nº CTA/ITA-IEF/TM-017/2006	4. Nº DE PÁGINAS 263
--------------------------------	------------------------------------	--	-----------------------------

5. TÍTULO E SUBTÍTULO:
Estudos sobre um injetor pressurizado bi-propelente do tipo swirl empregado em motores-foguete

6. AUTOR(ES):
Leopoldo Rocco Junior

7. INSTITUIÇÃO(ÕES)/ÓRGÃO(S) INTERNO(S)/DIVISÃO(ÕES):
Instituto Tecnológico de Aeronáutica. Divisão de Ensino Fundamental – ITA/IEF

8. PALAVRAS-CHAVE SUGERIDAS PELO AUTOR:
Injetor, swirl, swirl bi-propelente, câmara de vórtice, bocal, propelente líquido, tamanho de gota, parafina, folha líquida cônica oca, ângulo do spray cônico, pressão diferencial de injeção, peneiramento granulométrico, viscosidade, empuxo, impulso específico, dimensionamento do swirl.

9. PALAVRAS-CHAVE RESULTANTES DE INDEXAÇÃO:
Injeção de combustível; Câmaras de combustão; Motores foguetes a propelente líquido; Atomizadores; Método de malha turbilhonar; Propelentes de base dupla; Tamanho de gota; Injetores; Engenharia mecânica; Engenharia química

10. APRESENTAÇÃO: **X Nacional** **Internacional**
ITA, São José dos Campos, 2006, 263 páginas.

11. RESUMO:
O processo de injeção de combustíveis nas câmaras de combustão é de vital importância, sob diversos aspectos, para o funcionamento ideal de cada tipo de motor. O elemento responsável pela introdução de propelentes líquidos e gasosos na câmara de combustão de foguetes e pela transformação de massas líquidas em “sprays” é o injetor que converte a energia potencial dos propelentes em energia cinética, pela queda de pressão em seu interior, formando um jato ou folha líquida que se desintegra então em gotas[1]. Injetores pressurizados do tipo “swirl”, que podem ser mono ou bi-propelentes, são objeto de estudos constantes para compreender seu funcionamento em motores-foguete a propelente líquido (MFPL), pois produzem folhas líquidas cônicas e apresentam uma série de diferenças em relação aos do tipo axial em termos de melhora do processo de combustão como um todo. A rápida formação de um elevado número de gotas, de diâmetros convenientes, distribuídas em uma extensa região, favorece os mecanismos de vaporização devido à elevada superfície de todas elas, que rapidamente vaporizam e entram em combustão. Sua fabricação é um desafio para as técnicas de usinagem convencionais, dada a complexidade, dimensões, condições de trabalho e sua fixação no cabeçote injetor. Sua fabricação a partir de projetos preexistentes e a montagem de uma bancada que permitisse os testes dos mesmos, foi o objetivo deste trabalho, que gerou peças em latão e acrílico, que permitiram testes a frio com os fluidos querosene e óleo de corte para confirmar a formação do spray cônico oco e a quente com parafina fundida para confirmar a formação de gotas esféricas de tamanhos diversos, que foram medidas em projetor de perfil e analisadas pelo processo de peneiramento granulométrico, revelando a existência de gotas dentro da gama de tamanhos encontrados na literatura.

12. GRAU DE SIGILO:
(X) OSTENSIVO () RESERVADO () CONFIDENCIAL () SECRETO

Livros Grátis

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

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

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

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

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