

STEPHAN HENNINGS OCH

**OTIMIZAÇÃO DO PROCESSO DE
ADMISSÃO EM MOTORES DE COMBUSTÃO
INTERNA MONOCILÍNDRICOS**

Curitiba

Mai 2014

STEPHAN HENNINGS OCH

**OTIMIZAÇÃO DO PROCESSO DE ADMISSÃO EM
MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA
MONOCILÍNDRICOS**

Tese apresentada como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica, pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Pontifícia Universidade Católica do Paraná.

Pontifícia Universidade Católica do Paraná

Escola Politécnica

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

Orientador: Prof. Luís Mauro Moura, Dr.

Coorientador: Prof. José A. A. Velásquez Alegre, Dr.

Curitiba

Maior 2014

STEPHAN HENNINGS OCH

OTIMIZAÇÃO DO PROCESSO DE ADMISSÃO EM MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA MONOCILÍNDRICOS/ STEPHAN HENNINGS OCH. –

Curitiba, Maio 2014-

210 p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Prof. Luís Mauro Moura, Dr.

Coorientador: Prof. José A. A. Velásquez Alegre, Dr.

Tese (Doutorado) – Pontifícia Universidade Católica do Paraná

Escola Politécnica

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Maio 2014.

1. Motores de Combustão Interna. 2. Processo de Admissão. I. Prof. Dr. Luís Mauro Moura II. Pontifícia Universidade Católica do Paraná. III. PPGEM. IV. Otimização do Processo de Admissão em Motores de Combustão Interna Monocilíndricos

CDU 02:141:005.7

Tese de Doutorado sob o título “Otimização do processo de admissão em motores de combustão interna”, defendida por Stephan Hennings Och e aprovada em 31 de maio de 2014, em Curitiba, Paraná, pela banca examinadora constituída pelos doutores:

Prof. Dr. Luís Mauro Moura

Orientador

Pontifícia Universidade Católica do Paraná -
PUCPR

Prof. Dr. José A. A. Velásquez Alegre

Co-orientador

Universidade Tecnológica Federal do Paraná
- UTFPR

Prof. Dr. Ramón Molina Valle

Universidade Federal de Minas Gerais -
UFMG

Prof. Dr. Fernando Tadeu Bóçon

Universidade Federal do Paraná - UFPR

Profa. Dra. Viviana Cocco Mariani

Pontifícia Universidade Católica do Paraná -
PUCPR

Prof. Dr. Eric Domingues

Université de Rouen

Dedico esta tese aos meus familiares

...

Agradecimentos

Agradeço imensamente à Pontifícia Universidade Católica do Paraná, por tornar possível esta grande oportunidade de realizar o doutorado sanduíche em Rouen, experiência que me trouxe muitos aprendizados valiosos. Agradeço também imensamente ao meu orientador Prof. Dr. Luís Mauro, ao Prof. Dr. Fred Amorim, ao Prof. Dr. Vidal Martins, e ao Prof. Dr. Nathan Mendes por seu apoio.

Aos meus orientadores Prof. Dr. Luís Mauro Moura e Prof. Dr. José Antonio Velásquez pela amizade e pela orientação deste trabalho. Agradeço à Profa. Dra. Viviana Cocco Mariani e ao Prof. Dr. Leandro Coelho pela ajuda com a otimização.

Ao CORIA, em especial ao Prof. Dr. Eric Domingues, ao Prof. Dr. Bertrand Lecordier, à Profa. Dra. Corine Lacour, ao Prof. Dr. Ubiratan Freitas, ao Prof. Dr. Mourad Boukhalfa, diretor do Coria e ao Dr. Gilles Goudard pela, medição com o fio frio e Dr. Mattieu Doring com a ajuda no processamento paralelo, Cédric Chambrelan, Corentin Jouen, pela ajuda com o Labview, pela recepção durante este período de um ano do doutorado sanduíche, pelas orientações e pelo grande auxílio e confiança depositados nesta pesquisa.

A CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) pela conceição da bolsa de doutorado sanduíche PDSE 9115/12-9.

Aos colegas doutorandos: Sebastien Yon, Julien Lemetayer, Noémie Brémare, Hassan Ajrouche. Ao funcionário do banco motor Gary Coppein, cujo auxílio nos ensaios do laboratório foram de grande importância para a evolução desta pesquisa.

A minha mãe, a minha companheira Simone Krieger, pelo amor, incentivo e apoio incondicional.

E a todos que direta ou indiretamente fizeram parte da minha formação, o meu muito obrigado.

Resumo

O objetivo deste trabalho é analisar a otimização do rendimento volumétrico do motor através da alteração do comprimento dos dutos e do sincronismo de abertura das válvulas obtida por uma rotina computacional. A câmara de combustão é descrita por um modelo zero-dimensional e com uma zona de combustão para um motor de ignição por compressão e duas zonas de combustão de ignição por centelha, o fluido de trabalho é considerado uma mistura de gases perfeitos e as frações molares dos gases são obtidos considerando combustão em equilíbrio. Os modelos são representados, matematicamente por um sistema de equações ordinárias resolvidas numericamente pelo método de Runge-Kutta de quarta ordem. A transferência de calor é modelada através de correlações de Annand/Nishiwaki e Woschni. A taxa de liberação de energia do combustível é obtida através de funções de Wiebe. Para o escoamento nos coletores de admissão e exaustão, considera-se um gás perfeito e compressível e aplica-se as leis de conservação de massa, quantidade de movimento e energia 1D e transitório. Este sistema hiperbólico é resolvido através dos métodos de Lax-Friedrich, Lax-Wendroff, MacCormack onde aplica-se a metodologia de controle de fluxo TVD ao método de Lax-Wendroff. Nas condições de contorno utiliza-se o método das características considerando escoamento em válvulas e extremidade livre. Os resultados numéricos dos métodos foram confrontados com os resultados experimentais obtidos em um motor monocilíndrico AVL 5482 no banco de motores do Laboratório CORIA na França. O motor foi instrumentado com transdutor piezelétrico de pressão na câmara de combustão, transdutor piezoresistivo de pressão nos dutos de admissão e exaustão. A temperatura no duto de admissão foi medida através de um termorresistor de 2 μm de diâmetro. Os ensaios foram realizados variando a rotação e o comprimento dos dutos de admissão e exaustão em ciclos com e sem combustão. Utilizou-se o método de otimização Evolução Diferencial que permitiu estimar os parâmetros das correlações e de grandezas que não puderam ser medidas diretamente. Os resultados entre o modelo numérico e os experimentais apresentaram boa correlação, portanto validando o código desenvolvido. Dentre os métodos utilizados o de Lax-Wendroff e de MacCormack obtiveram melhores resultados sobretudo na predição da onda de temperatura no duto de admissão. Desenvolveu-se uma rotina paralelizada (vários núcleos de processamento) do método de otimização Evolução Diferencial, o que permitiu diminuir significativamente o tempo computacional. Foram otimizados os comprimentos dos dutos de admissão e exaustão para várias rotações. Também otimizou-se o sincronismo de abertura das válvulas de admissão e exaustão.

Palavras-chaves: Otimização. Eficiência Volumétrica. Modelo de duas zonas de combustão.

Abstract

The aim of this work is to create a computational routine that allows to optimize the volumetric efficiency of a IC engine through the change of ducts length and valves timing. The combustion chamber is described by a zero-dimensional model with one zone combustion for compression ignition engine and two zone combustion for spark ignition engine. The working fluid is considered a mixture of perfect gases and the molar fractions of the gases are obtained considering combustion at equilibrium. The models are represented mathematically by a system of ordinary equations solved numerically by the Runge-Kutta fourth-order method. The heat transfer between the gas and the walls is modeled by Anand/Nishiwaki and Woschni correlations. The rate of energy release from fuel is obtained by Wiebe functions. The gas present inside intake and exhaust ducts was considered a perfect compressible gas and was applied the physical laws from conservation of mass, momentum and energy for a 1D and non-stationary system. This hyperbolic system is solved by the Lax-Friedrich, Lax-Wendroff and MacCormack methods, and it was applied the TVD flow control for two-step Lax-Wendroff method. The method of characteristics is used to solve the boundary conditions, considering the flow through valves and open end. The numerical results of the methods were compared with experimental results obtained in a single-cylinder AVL 5482 engine in CORIA Laboratory. A piezoelectric pressure transducer was placed in the combustion chamber and a piezoresistive pressure transducer was installed in intake and exhaust ducts. The gas temperature inside intake duct was measured through a thermoresistor with $2\mu\text{m}$ diameter. The tests were performed by varying the rotation speed and the length of intake and exhaust ducts in engine cycles with and without combustion. The Differential Evolution optimization method was applied to estimate the parameters that could not be directly measured. The results from the model/numerical and experimental showed good correlation and therefore developed code was be validated. The two-step Lax-Wendroff and MarCormack method obtained better results especially in predicting the temperature wave in the intake duct. A parallelized program (multiple cores) from Differential Evolution optimization method was created which allowed significantly reduce the computational time. The optimization results confirm the experimental results and its shows that the increasing the speed of rotation the length ducts is decreased. It is also presents the results from intake and exhaust valves timing optimization.

Key-words: Optimization. Volumetric Efficiency. Two zone combustion model.

Lista de ilustrações

| | |
|---|----|
| Figura 1 – Efeito do vapor de combustível na pressão parcial do ar de entrada em função razão de equivalência (HEYWOOD, 1988). | 35 |
| Figura 2 – Efeito da razão de pressão exaustão e de admissão sobre a eficiência volumétrica para o ciclo ideal (HEYWOOD, 1988). | 36 |
| Figura 3 – Eficiência volumétrica em função da velocidade média do pistão (HEYWOOD, 1988). | 38 |
| Figura 4 – Efeito na eficiência volumétrica de diferentes fenômenos que afetam a vazão mássica de ar em função da rotação (HEYWOOD, 1988). | 39 |
| Figura 5 – Efeito do comprimento do duto de admissão na eficiência volumétrica em função da rotação. | 40 |
| Figura 6 – Efeito do tempo de abertura e do deslocamento da válvula na eficiência volumétrica em função da rotação (HEYWOOD, 1988). | 40 |
| Figura 7 – Onda de pressão simples. | 41 |
| Figura 8 – Esquema de um pulso de pressão inicial e refletido. | 42 |
| Figura 9 – Curva de pressão em função do tempo na porta da válvula de admissão. | 43 |
| Figura 10 – Pressão versus ângulo manivela. | 45 |
| Figura 11 – Variação da pressão em função do ciclo. | 46 |
| Figura 12 – Variação do torque e da eficiência volumétrica em função da mudança do avanço da abertura da válvula de admissão (VERHELST et al., 2010). | 50 |
| Figura 13 – Amplitude de pressão versus frequência para os casos estudados por Rodriguez e Valle (2006) | 50 |
| Figura 14 – Volume de controle diferencial do duto. | 53 |
| Figura 15 – Forças que atuam na superfície de controle. | 54 |
| Figura 16 – Esquema de Lax-Friedrich. | 61 |
| Figura 17 – Esquema de Lax-Wendroff de dois passos. | 63 |
| Figura 18 – Esquema de MacCormack. | 64 |
| Figura 19 – Desenho da válvula (lado esquerdo) e sua simplificação para este trabalho (lado direito). | 77 |
| Figura 20 – Identificação das regiões onde ocorrem as perdas de carga em um escoamento através de uma válvula (ISMAIL; BAKAR; SEMIN, 2008). | 83 |
| Figura 21 – c_s versus y/y_{lim} | 86 |
| Figura 22 – Direção do escoamento. | 86 |
| Figura 23 – Determinação da curva característica do lado direito. | 90 |
| Figura 24 – Determinação da linha de trajetória. | 91 |
| Figura 25 – Determinação da curva característica do lado esquerdo. | 92 |

| | |
|---|-----|
| Figura 26 – Volume de controle escolhido no qual se aplicou a primeira lei da termodinâmica. | 97 |
| Figura 27 – Esquema de uma câmara de combustão com a identificação dos dois volumes. | 102 |
| Figura 28 – Representação da fração de gases queimados, χ_b para $a_v = 6,908$ e diferentes valores de m_v | 106 |
| Figura 29 – Representação da fração de gases queimados, χ_b para $ma_v = 2,5$ e diferentes valores de a_v | 106 |
| Figura 30 – Representação da taxa de fração mássica de gases queimados, χ_b para $a_v = 6,908$ e diferentes valores de m_v | 106 |
| Figura 31 – Representação da taxa de fração mássica de gases queimados, χ_b para $m_v = 2,5$ e diferentes valores de a_v | 106 |
| Figura 32 – Evolução do coeficiente de transferência de calor médio em função do ângulo de manivela. | 109 |
| Figura 33 – Flutuação da vazão líquida na saída do injetor em função do comando de elevação da agulha utilizada. Banco de ensaios de alta pressão (200 bar) (DELAY, 2005) | 109 |
| Figura 34 – Modelo matemático da taxa de injeção de combustível na câmara de combustão. | 110 |
| Figura 35 – Eficiência volumétrica em função da rotação. | 114 |
| Figura 36 – Modelo parabólico de elevação da válvula. | 115 |
| Figura 37 – Modificação do modelo parabólico de elevação da válvula em função da razão de aceleração, r_{ac} | 115 |
| Figura 38 – Velocidade da válvula segundo o modelo de elevação parabólico. | 116 |
| Figura 39 – Modificação da velocidade da válvula em função da razão de aceleração, r_{ac} | 116 |
| Figura 40 – Aceleração da válvula segundo o modelo de elevação parabólico. | 117 |
| Figura 41 – Modificação da aceleração da válvula em função da razão de aceleração, r_{ac} | 117 |
| Figura 42 – Esquema do método de Evolução Diferencial. | 122 |
| Figura 43 – Motor utilizado. | 125 |
| Figura 44 – Instrumentação do motor AVL. | 128 |
| Figura 45 – Transdutor de pressão Kistler. | 128 |
| Figura 46 – Princípio de funcionamento do marcador angular óptico. | 129 |
| Figura 47 – Sistemas de medição de pressão absoluta nos dutos. | 129 |
| Figura 48 – Medição de Pressão a 1000 rpm. | 130 |
| Figura 49 – Medição de Pressão a 2000 rpm. | 130 |
| Figura 50 – Rotação = 1000 rpm. | 130 |
| Figura 51 – Rotação = 2000 rpm. | 130 |

| | |
|--|-----|
| Figura 52 – Transformada de Fourier da subtração da pressão mensurada e sua média para rotação de 1000 rpm. | 131 |
| Figura 53 – Transformada de Fourier da subtração da pressão mensurada e sua média para rotação de 2000 rpm. | 131 |
| Figura 54 – Resultado do processo de filtragem para rotação de 1000 rpm. | 131 |
| Figura 55 – Resultado do processo de filtragem para rotação de 2000 rpm. | 131 |
| Figura 56 – Pressão cilindro e incerteza a 1000 rpm. | 132 |
| Figura 57 – Pressão cilindro e incerteza a 1000 rpm. | 132 |
| Figura 58 – Ligação final do amplificador de carga. | 132 |
| Figura 59 – Cadeia do sinal da medição de pressão na câmara de combustão. | 133 |
| Figura 60 – Cadeia do sinal da medição de pressão no duto. | 134 |
| Figura 61 – Desenho CAD do motor fornecido pela AVL com a inclusão dos dutos projetados para este trabalho. | 135 |
| Figura 62 – Desenho CAD do duto de admissão. | 136 |
| Figura 63 – Desenho CAD do duto de exaustão. | 137 |
| Figura 64 – Detalhe do ponto de medição de pressão estática. | 137 |
| Figura 65 – Peça de adaptação da admissão (88 mm). | 138 |
| Figura 66 – Peça de adaptação da exaustão (62 mm). | 138 |
| Figura 67 – Duto de 150 mm. | 138 |
| Figura 68 – Duto de 250 mm. | 138 |
| Figura 69 – Duto de 300 mm. | 138 |
| Figura 70 – Duto de 400 mm. | 138 |
| Figura 71 – Instalação sensor de temperatura constituído por um fio de Platina-Ródio 10%, com diâmetro de 1,2 μm e comprimento de 2 mm. | 140 |
| Figura 72 – Fonte e amplificador. | 140 |
| Figura 73 – Cabeçote do motor AVL. | 141 |
| Figura 74 – Medição com o relógio comparador. | 141 |
| Figura 75 – Medição do ângulo do virabrequim. | 141 |
| Figura 76 – Deslocamento (lift) das válvulas experimental realizado no CORIA e o resultado fornecido empresa AVL. | 142 |
| Figura 77 – Deslocamento (lift) no eixo do ângulo de manivela da curva das válvulas. | 142 |
| Figura 78 – Termopar do tipo T instalado no duto. | 143 |
| Figura 79 – Sistema de aquisição de sinais NI RIO. | 143 |
| Figura 80 – Diagrama de bloco LabView. | 143 |
| Figura 81 – Interface gráfica LabView. | 144 |
| Figura 82 – Variação da temperatura no duto de admissão em função do tempo. | 145 |
| Figura 83 – Variação da temperatura no duto de exaustão em função do tempo. | 145 |
| Figura 84 – Perfil de temperatura no duto de admissão em função da coordenada z. | 145 |
| Figura 85 – Perfil de temperatura no duto de exaustão em função da coordenada z. | 145 |

| | |
|---|-----|
| Figura 86 – Evolução do erro relativo em função do ciclo. | 147 |
| Figura 87 – Evolução da eficiência volumétrica ao longo dos ciclos. | 147 |
| Figura 88 – Perfis de temperatura ao longo dos ciclos. | 148 |
| Figura 89 – Evolução da eficiência volumétrica ao longo dos ciclos. | 148 |
| Figura 90 – Evolução da pressão do gás no interior do cilindro ao longo do ciclo para diversos tamanhos de malha com rotação de 1000 rpm. | 148 |
| Figura 91 – Evolução da pressão do gás no interior do cilindro ao longo do ciclo para diversos tamanhos de malha com rotação de 3000 rpm. | 148 |
| Figura 92 – Evolução da temperatura do gás no interior do cilindro ao longo do ciclo para diversos tamanhos de malha com rotação de 1000 rpm. | 149 |
| Figura 93 – Evolução da temperatura do gás no interior do cilindro ao longo do ciclo para diversos tamanhos de malha com rotação de 3000 rpm. | 149 |
| Figura 94 – Massa total da mistura dos gases no cilindro em função do ângulo de manivela. | 150 |
| Figura 95 – Vazões mássicas através do injetor e das válvulas em função da duração de um ciclo. | 150 |
| Figura 96 – Temperatura da zona queimada, não queimada e temperatura do cilindro. | 150 |
| Figura 97 – Número de moles de ar, combustível e produtos de combustão durante o ciclo. | 150 |
| Figura 98 – Diagrama Pressão x Volume calculado com a identificação das fases do ciclo motor. | 151 |
| Figura 99 – Comparação da taxa de transferência de calor calculada através dos modelos de Annand e Woschni. | 151 |
| Figura 100 – Variação da pressão ao longo do duto de admissão em função do ângulo do virabrequim. | 152 |
| Figura 101 – Variação da velocidade ao longo do duto de admissão em função do ângulo do virabrequim. | 152 |
| Figura 102 – Variação da pressão ao longo do duto de exaustão em função do ângulo do virabrequim. | 152 |
| Figura 103 – Variação da velocidade ao longo do duto de exaustão em função do ângulo do virabrequim. | 152 |
| Figura 104 – Sinal de injeção. | 153 |
| Figura 105 – Sinal de ignição. | 153 |
| Figura 106 – Variação do torque conforme a variação de comprimento do duto de admissão e da rotação. | 155 |
| Figura 107 – Pressão no cilindro à 3000 rpm e 1 metro de comprimento do duto de admissão, caso com e sem combustão. As linhas pontilhadas representam a incerteza de medição. | 156 |

| | |
|--|-----|
| Figura 108 – Pressão no cilindro à 3000 rpm e 1,25 metro de comprimento do duto de admissão, caso com e sem combustão. As linhas pontilhadas representam a incerteza de medição. | 156 |
| Figura 109 – Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=3000 rpm e $L_{adm}=150$ mm). | 157 |
| Figura 110 – Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=3000 rpm e $L_{adm}=550$ mm). | 157 |
| Figura 111 – Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=3000 rpm e $L_{adm}=1000$ mm). | 157 |
| Figura 112 – Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=3000 rpm e $L_{adm}=1250$ mm). | 157 |
| Figura 113 – Variação do torque conforme a variação de comprimento do duto de exaustão e da rotação. | 159 |
| Figura 114 – Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula (N=2000 rpm e $L_{exa}=572$ mm). | 159 |
| Figura 115 – Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula (N=2000 rpm e $L_{exa}=1022$ mm). | 159 |
| Figura 116 – Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula (N=3000 rpm e $L_{exa}=572$ mm). | 160 |
| Figura 117 – Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula (N=3000 rpm e $L_{exa}=1022$ mm) | 160 |
| Figura 118 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=1000 rpm e $L_{adm}=150$ mm). | 160 |
| Figura 119 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=3000 rpm e $L_{adm}=150$ mm). | 160 |
| Figura 120 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=1000 rpm e $L_{adm}=330$ mm). | 161 |
| Figura 121 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=3000 rpm e $L_{adm}=330$ mm). | 161 |
| Figura 122 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=1000 rpm e $L_{adm}=550$ mm). | 161 |
| Figura 123 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=3000 rpm e $L_{adm}=550$ mm). | 161 |
| Figura 124 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=1000 rpm e $L_{adm}=850$ mm). | 162 |
| Figura 125 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=3000 rpm e $L_{adm}=850$ mm). | 162 |
| Figura 126 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=1000 rpm e $L_{adm}=1000$ mm). | 162 |

| | |
|---|-----|
| Figura 127 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=3000 rpm e $L_{adm}=1000$ mm). | 162 |
| Figura 128 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=1000 rpm e $L_{adm}=550$ mm). | 163 |
| Figura 129 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=1500 rpm e $L_{adm}=550$ mm). | 163 |
| Figura 130 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=2000 rpm e $L_{adm}=550$ mm). | 164 |
| Figura 131 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=2500 rpm e $L_{adm}=550$ mm). | 164 |
| Figura 132 – Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula (N=3000 rpm e $L_{adm}=550$ mm). | 164 |
| Figura 133 – Transformada de Fourier do sinal de pressão no duto de admissão a 3000 rpm e comprimento do duto de 150 mm. | 165 |
| Figura 134 – Transformada de Fourier do sinal de pressão no duto de admissão a 1000 rpm e comprimento do duto de 300 mm. | 165 |
| Figura 135 – Transformada de Fourier do sinal de pressão no duto de admissão a 1000 rpm e comprimento do duto de 550 mm. | 166 |
| Figura 136 – Transformada de Fourier do sinal de pressão no duto de admissão a 1600 rpm e comprimento do duto de 850 mm. | 166 |
| Figura 137 – Transformada de Fourier do sinal de pressão no duto de admissão a 1000 rpm e comprimento do duto de 1000 mm. | 166 |
| Figura 138 – Transformada de Fourier do sinal de pressão no duto de admissão a 3000 rpm e comprimento do duto de 1000 mm. | 166 |
| Figura 139 – Validação nos dutos a 2000 rpm $L_{adm} = 550$ mm e $L_{esc} = 380$ mm. . . | 167 |
| Figura 140 – Validação nos dutos a 2000 rpm $L_{adm} = 550$ mm e $L_{esc} = 380$ mm na posição de 25 mm. | 167 |
| Figura 141 – Comparação entre os valores experimentais e numéricos a 2000 rpm $L_{adm} = 550$ mm e $L_{esc} = 380$ mm na posição de 350 mm. | 168 |
| Figura 142 – Comparação entre os valores experimentais e numéricos a 2000 rpm $L_{adm} = 550$ mm e $L_{esc} = 380$ mm na posição de 25 mm. | 168 |
| Figura 143 – Eficiência volumétrica versus comprimento do duto de admissão para diferentes rotações. | 170 |
| Figura 144 – Curva da pressão no interior do cilindro e na porta da válvula versus ângulo de manivela a 1000 rpm. | 171 |
| Figura 145 – Curva da pressão no interior do cilindro e na porta da válvula versus ângulo de manivela a 1000 rpm. | 171 |
| Figura 146 – Vazão mássica na porta de admissão e exaustão a 1000 rpm. | 172 |
| Figura 147 – Vazão mássica na porta de admissão e exaustão a 3000 rpm. | 172 |

| | |
|--|-----|
| Figura 148–Curva de pressão no cilindro e na porta da válvula versus ângulo de manivela a 1000 rpm. | 174 |
| Figura 149–Curva de vazão mássica através das válvulas versus ângulo de manivela a 1000 rpm. | 174 |
| Figura 150–Curva de pressão no cilindro e na porta da válvula versus ângulo de manivela a 3000 rpm. | 174 |
| Figura 151–Curva de vazão mássica através das válvulas versus ângulo de manivela a 3000 rpm. | 174 |
| Figura 152–Convergência da eficiência volumétrica. | 175 |
| Figura 153–Comparação do resultado da expressão 6.6 com o dados calculados. . . | 177 |
| Figura 154–Curva de pressão no cilindro e na porta da válvula de admissão na condição otimizada e de referência para rotação de 1000 rpm. Caso: otimização do comprimento do duto. | 178 |
| Figura 155–Curva de pressão no cilindro e na porta da válvula de admissão na condição otimizada e de referência para rotação de 3000 rpm. Caso: otimização do comprimento do duto. | 178 |
| Figura 156–Curva de vazão mássica através das válvulas na condição otimizada e de referência para rotação de 1000 rpm. Caso: otimização do comprimento do duto. | 179 |
| Figura 157–Curva de vazão mássica através das válvulas na condição otimizada e de referência para rotação de 3000 rpm. Caso: otimização do comprimento do duto. | 179 |
| Figura 158–Comparativo dos valores otimizados da eficiência volumétrica em função da rotação do motor para o caso de comprimento de dutos para o caso em que o comprimento dos dutos são tomados como variáveis de projeto.179 | 179 |
| Figura 159–Curva de pressão no cilindro e na porta da válvula de admissão para rotação de 1000 rpm. Caso: otimização do sincronismo de abertura e fechamento das válvulas. | 181 |
| Figura 160–Curva de vazão mássica através das válvulas para rotação de 1000 rpm. Caso: otimização do sincronismo de abertura e fechamento das válvulas. 181 | 181 |
| Figura 161–Curva de pressão no cilindro e na porta da válvula de admissão para rotação de 3000 rpm. Caso: otimização do sincronismo de abertura e fechamento das válvulas. | 182 |
| Figura 162–Curva de vazão mássica através das válvulas para rotação de 3000 rpm. Caso: otimização do sincronismo de abertura e fechamento das válvulas. 182 | 182 |
| Figura 163–Comparativo dos valores otimizados da eficiência volumétrica em função da rotação do motor para o caso de comprimento de dutos para o caso em que o comprimento dos dutos são tomados como variáveis de projeto.183 | 183 |
| Figura 164–Esquema do problema <i>Shock Tube</i> | 195 |

| | |
|--|-----|
| Figura 165 – Propagação das ondas no diagrama $z \times t$ para o problema <i>Shock Tube</i> . | 196 |
| Figura 166 – Comparação entre a solução exata e o método de Lax-Friedrich aplicados ao <i>Shock Tube</i> . | 197 |
| Figura 167 – Comparação entre a solução exata e o método de Lax-Wendroff de 2 passos aplicados ao <i>Shock Tube</i> . | 198 |
| Figura 168 – Comparação entre a solução exata e o método de MacCormack aplicados ao <i>Shock Tube</i> . | 199 |
| Figura 169 – Comparação entre a solução exata e o método de Lax-Wendroff de 2 passos com limitador de fluxo aplicados ao <i>Shock Tube</i> . | 200 |
| Figura 170 – Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=150$ mm). | 205 |
| Figura 171 – Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=300$ mm). | 205 |
| Figura 172 – Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=300$ mm). | 205 |
| Figura 173 – Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=550$ mm). | 205 |
| Figura 174 – Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=850$ mm). | 206 |
| Figura 175 – Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=850$ mm). | 206 |
| Figura 176 – Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=1000$ mm). | 206 |
| Figura 177 – Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=1250$ mm). | 206 |
| Figura 178 – Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=1000$ rpm e $L_{exa}=572$ mm). | 207 |
| Figura 179 – Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=1000$ rpm e $L_{exa}=1022$ mm). | 207 |
| Figura 180 – Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=1500$ rpm e $L_{exa}=572$ mm). | 207 |
| Figura 181 – Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=1500$ rpm e $L_{exa}=1022$ mm). | 207 |
| Figura 182 – Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=2500$ rpm e $L_{exa}=572$ mm). | 208 |
| Figura 183 – Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=2500$ rpm e $L_{exa}=1022$ mm). | 208 |
| Figura 184 – Diagrama Pressão x Volume a 2600 rpm. | 209 |
| Figura 185 – Diagrama Temperatura x Volume a 2600 rpm. | 209 |

| | |
|--|-----|
| Figura 186–Massa contida no cilindro a 2600 rpm. | 209 |
| Figura 187–Relação de equivalência a 2600 rpm. | 209 |
| Figura 188–Vazão mássica na válvula de admissão a 2600rpm. | 210 |
| Figura 189–Vazão mássica na válvula de exaustão a 2600rpm. | 210 |

Lista de tabelas

| | |
|--|-----|
| Tabela 1 – Fontes de perda de energia mecânica (ISMAIL; BAKAR; SEMIN, 2008). | 83 |
| Tabela 2 – Características básicas do motor. | 126 |
| Tabela 3 – Características técnicas do transdutor de pressão piezoeletrico AVL GU22C calibrado em 15/02/2011. | 127 |
| Tabela 4 – Característica técnicas do conversor A/D AVL Indimodul 622. | 127 |
| Tabela 5 – Características técnicas do transdutor piezoresistivo com seu amplificador. | 128 |
| Tabela 6 – Configurações dos comprimentos dos dutos. | 140 |
| Tabela 7 – Configurações dos experimentos realizados. | 153 |
| Tabela 8 – Resultados médios de 100 ciclos consecutivos variando-se a rotação e o comprimento do duto de admissão. O duto de exaustão é fixo em 380 mm. SC - Sem Combustão, CC - Com Combustão. | 154 |
| Tabela 9 – Configurações dos comprimentos dos dutos. | 158 |
| Tabela 10 – Resultados médios de 100 ciclos consecutivos variando-se a rotação e o comprimento do duto de exaustão. O duto de admissão é fixo em 400 mm. SC - Sem Combustão, CC - Com Combustão. | 158 |
| Tabela 11 – Variação da temperatura média do motor. | 163 |
| Tabela 12 – Frequências de ressonância do duto. | 166 |
| Tabela 13 – Principais dados do motor. | 169 |
| Tabela 14 – Resultados de eficiência volumétrica otimizada com o comprimento do duto de admissão como parâmetro. | 170 |
| Tabela 15 – Resultados da otimização da eficiência volumétrica com o comprimento do duto de admissão e exaustão como variável de projeto. | 172 |
| Tabela 16 – Resultados da otimização da eficiência volumétrica com o sincronismo das válvulas de admissão e exaustão como parâmetro. | 173 |
| Tabela 17 – Resultados da otimização da eficiência volumétrica com o comprimento do duto de admissão e exaustão como parâmetro. | 174 |
| Tabela 18 – Resultados da otimização da eficiência volumétrica do Motor AVL 5482 com os comprimentos dos dutos escolhidos como variável de projeto. | 176 |
| Tabela 19 – Resultados da otimização da eficiência volumétrica do Motor AVL 5482 com os momentos de abertura de fechamento das válvulas. | 180 |
| Tabela 20 – Condições de Contorno e Parâmetros. | 196 |

Lista de abreviaturas e siglas

| | |
|------------|---|
| <i>avo</i> | Avanço à abertura da válvula de admissão (<i>Admission Valve Open</i>) |
| <i>avc</i> | Retardo ao fechamento da válvula de admissão (<i>Admission Valve Close</i>) |
| CAD | Projeto assistido por Computador (<i>Computater Aided Desing</i>) |
| CFD | Dinâmica dos Fluidos Computacional <i>Computational Fluid Dynamics</i> |
| CFL | <i>Courant-Friedrich-Lewy number</i> |
| CI | <i>Compression-Ignition</i> |
| <i>evo</i> | Avanço à abertura da válvula de admissão (<i>Exhaust Valve Open</i>) |
| <i>evc</i> | Retardo ao fechamento da válvula de exaustão (<i>Exhaust Valve Close</i>) |
| HCCI | <i>Homogeneous Charge Compression Ignition</i> |
| IC | Combustão Interna <i>Internal Combustion</i> |
| LW1S | Método de Lax-Wendroff de um passo (<i>Lax-Wendroff One Step</i>) |
| LW2S | Método de Lax-Wendroff de dois passos (<i>Lax-Wendroff Two Step</i>) |
| MacCor | Método de MacCormark |
| MC | Método da Características |
| MUSCL | <i>Monotone Upstream-centered Schemes</i> |
| <i>PMI</i> | Ponto morto inferior |
| <i>PMS</i> | Ponto morto superior |
| <i>rpm</i> | Rotações por minuto |
| SI | Ignição por Centelha (<i>Spark-Ignition</i>) |
| TVD | <i>Total Variation Diminishing</i> |

Lista de símbolos

| | |
|-----------|---|
| A | Área [m ²] |
| c_P | Calor específico à pressão constante [J/(kg.K)] |
| c_V | Calor específico a volume constante [J/(kg.K)] |
| c | Velocidade do som [m/s] |
| c_A | Nível de entropia [m/s] |
| C_D | Coefficiente de descarga [-] |
| C_s | Coefficiente de seção de área transversal [-] |
| D | Diâmetro interno do duto [m] |
| E | Energia [J] |
| f | Fator de atrito de Fanning [-] |
| F | Força [N] |
| G | Ganho [-] |
| h | Entalpia específica [J/kg] |
| k | Relação de calores específicos c_P/c_v [-] |
| k_c | Condutividade térmica [W/(m.K)] |
| i | Corrente elétrica [A] |
| m | Massa [kg] |
| \dot{m} | Vazão mássica [kg/s] |
| M | Número de Mach [-] |
| Nu | Número de Nusselt [-] |
| P | Pressão [bar] |
| Pr | Número de Prandtl [-] |
| q | Carga elétrica [C] |

| | |
|---------------|---|
| \dot{q} | Taxa de transferência de calor por unidade de massa [W/kg] |
| Q | Taxa de transferência de energia na forma de calor [J] |
| R | Constante particular do gás [J/(kg.K)] |
| Re | Número de Reynolds [-] |
| S | Sensibilidade [pC/bar ou V/bar] |
| t | Tempo [s] |
| T | Temperatura [K] |
| T_w | Temperatura da parede [K] |
| u | Energia interna específica [J/kg] |
| U | Diferença de Potencial Elétrico [V] |
| V | Volume [m ³] |
| w | Velocidade [m/s] |
| w_p | Velocidade média do pistão [m/s] |
| W | Trabalho mecânico [J] |
| y | Elevação instantânea da válvula [mm] |
| z | Coordenada espacial [m] |
| α | Ângulo [graus] |
| β | Variável de Riemann [m/s] |
| γ | Variável de Riemann [m/s] |
| ε | Taxa de compressão [-] |
| θ | Ângulo de manivela [graus] |
| λ | Variável de Riemann [m/s] |
| μ | Viscosidade dinâmica [Pa.s] |
| ρ | Massa específica [kg/m ³] |
| ψ | Relação das áreas na seção da garganta e no extremo do duto [-] |
| π | Número pi [-] |

Sumário

| | | |
|------------|--|-----------|
| | Introdução | 24 |
| 1 | REVISÃO BIBLIOGRÁFICA | 28 |
| 1.1 | Introdução | 28 |
| 1.2 | Processos de admissão e exaustão em motores de quatro tempos . | 28 |
| 1.2.1 | Fase de exaustão | 29 |
| 1.2.2 | Fase de admissão | 30 |
| 1.3 | Influência Acústica do Escoamento Pulsante | 31 |
| 1.4 | A Eficiência Volumétrica | 33 |
| 1.4.1 | Efeitos Quasi-Estacionários | 34 |
| 1.4.1.1 | Fração de combustível vaporizado, calor de vaporização e transferência de calor | 36 |
| 1.4.1.2 | Efeito da razão de pressão da exaustão pela admissão e taxa de compressão | 36 |
| 1.4.2 | Efeitos Combinados Quasi-Estáticos e Dinâmicos | 36 |
| 1.4.2.1 | Perdas por atrito | 37 |
| 1.4.2.2 | Inércia dos gases (<i>Ram effect</i>) | 37 |
| 1.4.2.3 | Fluxo reverso no processo de admissão | 37 |
| 1.4.2.4 | Sintonia(<i>Tuning</i>) | 37 |
| 1.4.2.5 | Variação da velocidade de rotação, área de passagem, elevação e duração da abertura da válvula | 38 |
| 1.5 | Pulso de pressão | 40 |
| 1.6 | Influência do diâmetro e comprimento dos dutos | 45 |
| 1.7 | Otimização e Modelo para Otimização | 46 |
| 2 | MODELOS MATEMÁTICOS PARA OS PROCESSOS QUE OCOR- REM NOS DUTOS | 51 |
| 2.1 | Métodos de Solução | 60 |
| 2.2 | Comparação entre os métodos | 67 |
| 2.3 | Método das Características | 69 |
| 2.4 | Crítério de Estabilidade de Neumann | 74 |
| 2.5 | Transferência de calor para as paredes do duto | 74 |
| 2.6 | Condições de Contorno | 76 |
| 2.6.1 | Saída de gás do duto através de uma válvula | 77 |
| 2.6.2 | Saída de gás através de um extremo livre | 79 |
| 2.6.3 | Entrada de gás ao duto através de uma válvula | 79 |
| 2.6.4 | Entrada de gás no duto através de um extremo livre | 82 |
| 2.6.5 | Extremo fechado do duto | 82 |

| | | |
|------------|--|------------|
| 2.7 | Cálculo da vazão mássica que atravessa as válvulas | 82 |
| 2.7.1 | Determinação da direção do escoamento | 86 |
| 2.7.1.1 | Condições para a mudança de sentido do escoamento | 87 |
| 2.7.1.2 | Saída de gás através de uma válvula | 88 |
| 2.7.1.3 | Saída de gás através de um extremo livre | 88 |
| 2.7.1.4 | Entrada de gás ao duto através de uma válvula | 88 |
| 2.7.1.5 | Entrada de gás ao duto através de um extremo livre | 89 |
| 2.7.1.6 | Extremo fechado do duto | 90 |
| 2.8 | Determinação das curvas características nos extremos de dutos | 90 |
| 3 | MODELOS MATEMÁTICOS PARA OS PROCESSOS QUE OCOR- | |
| | REM NA CÂMARA DE COMBUSTÃO | 93 |
| 3.1 | Análise pela Primeira Lei da Termodinâmica | 94 |
| 3.2 | Modelo de uma zona de combustão aplicada à motores de ignição | |
| | por compressão | 96 |
| 3.3 | Modelo de duas zonas para motor de ignição por centelha | 100 |
| 3.4 | Taxa de transferência de calor | 106 |
| 3.5 | Taxa de introdução de combustível instantânea na câmara de com- | |
| | bustão | 108 |
| 4 | METODOLOGIA DE OTIMIZAÇÃO DO PROCESSO DE ADMIS- | |
| | SÃO | 112 |
| 4.1 | Implementação do cálculo da eficiência volumétrica | 112 |
| 4.2 | Variáveis de Projeto | 114 |
| 4.2.1 | Método de Otimização | 118 |
| 4.2.2 | O dilema manipulação/exploração | 120 |
| 4.3 | Descrição do Método Utilizado | 121 |
| 4.4 | Código de Otimização e Estratégia de Paralelização | 123 |
| 5 | METODOLOGIA EXPERIMENTAL | 125 |
| 5.1 | Aparato Experimental para a Obtenção da Pressão nos Dutos e na | |
| | Câmara de Combustão | 126 |
| 5.2 | Incerteza de medição | 133 |
| 5.3 | Projeto e Fabricação dos Dutos | 135 |
| 5.4 | Medição de temperatura do gás no interior do duto | 137 |
| 5.5 | Resultados experimentais de deslocamento das válvulas | 139 |
| 5.6 | Medição da Temperatura da Parede do Duto | 142 |
| 6 | RESULTADOS | 146 |
| 6.1 | Resultados Numéricos | 146 |
| 6.1.1 | Critério de Convergência | 146 |

| | | |
|-------|---|----------------|
| 6.1.2 | Análise do Modelo Numérico | 149 |
| 6.2 | Resultados Experimentais | 153 |
| 6.3 | Frequência da onda de pressão | 164 |
| 6.4 | Comparação do modelo numérico com os dados experimentais . . . | 167 |
| 6.5 | Otimização do Modelo de Uma Zona para Motor de Ignição por Compressão | 169 |
| 6.6 | Otimização do Modelo de Duas Zonas de Combustão para Motor de Ignição por Centelha | 175 |
| | Conclusão | 184 |
| | Referências | 186 |
| | A – DETERMINAÇÃO DO VOLUME DA CÂMARA DE COMBUS- TÃO | 192 |
| | B – DETERMINAÇÃO DA ÁREA DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR | 194 |
| | C – SHOCK TUBE | 195 |
| C.1 | Resultados dos Métodos Numéricos Aplicados ao Problema Teste . | 196 |
| | D – DADOS DO MOTOR AVL 5482 | 202 |
| | E – RESULTADOS DE PRESSÃO NO DUTO DE ADMISSÃO NA POSIÇÃO DE 25 MM | 205 |
| | F – COMPARAÇÃO COM UM MODELO DA LITERATURA . . . | 209 |

Introdução

Motores de combustão interna remetem às datas de 1876, quando Nicolaus A. Otto (1832-1891) desenvolveu o motor de ignição por centelha, e 1892, quando Rudolf Diesel (1858-1913) inventou o motor de combustão por compressão. Ao longo dos anos, esses motores foram sendo aperfeiçoados no mesmo ritmo em que se aumentou o conhecimento dos processos que os funcionam. Nas últimas décadas, viu-se um aumento na pesquisa de motores de combustão interna com o objetivo de diminuir a poluição do ar e o consumo de combustível, entre outras exigências do mercado (HEYWOOD, 1988).

O propósito dos motores de combustão interna é a produção de potência a partir da energia química contida nos combustíveis. O trabalho realizado pelo fluido condido no cilindro do motor é transferido para os componentes mecânicos e convertido em potência de rotação no eixo. Por causa de sua simplicidade, robustez e elevada relação potência/peso, esses motores encontram ampla aplicação em transportes (terrestre, marítimo e aéreo) e produção de energia elétrica.

O primeiro motor comercial foi construído por J. J. E. Lenoir (1822-1900). Esse motor admitia ar e gás durante a primeira metade do curso do pistão, a mistura era então inflamada por uma centelha e se expandia durante a segunda parte do curso. Os gases de combustão eram então expulsos pelo movimento do pistão no sentido contrário. O motor de Lenoir produzia 6 hp de potência no eixo com uma eficiência de 5%. Foram construídos em torno de 5000 exemplares entre 1860 até 1865.

Maior sucesso que a máquina de Lenoir, teve o motor de Nicolas Otto (1832-1891). Para ter um motor mais eficiente e com menor peso, Otto dividiu o ciclo em quatro fases. A primeira sendo a admissão do ar e combustível, seguida da fase de compressão da carga. Inicia-se então a combustão no processo de expansão, e finaliza-se com o processo de exaustão. Em 1890, em torno de 50.000 desses motores tinha sido vendidos na Europa e nos Estados Unidos.

Em 1892, um engenheiro alemão chamado Rudolf Diesel, patenteou um novo motor de combustão interna. A ideia de Diesel era injetar o combustível líquido na câmara de combustão que contém ar quente devido ao processo de compressão. Essa nova ideia permitiu que o motor tivesse maior taxa de compressão sem detonação (*knock*). Devido ao esforço de Diesel e os recursos da M.A.N. (Machinenfabrik Augsburg-Nürnberg) foi possível desenvolver uma máquina real com este princípio de funcionamento.

Os combustíveis tiveram o maior impacto no desenvolvimento dos motores. No início os motores geravam potência mecânica queimando gás. A gasolina e frações leves de óleo cru se tornaram disponíveis no final do século XIX e vários tipos de aditivos foram

desenvolvidos para vaporizar o combustível e se misturar com o ar.

Para poder trabalhar com taxas de compressão mais elevadas e por consequência aumentar a eficiência térmica do motor, foi desenvolvida pela GM (General Motors) uma gasolina com um elemento antidetonante conhecido como chumbo-tetraetil.

Em 1952, Haagen-Smit demonstrou que o problema do *smog* (*smoke* + *fog*) era provocado pela reação entre o óxido de nitrogênio e hidrocarbonetos na presença da luz solar. Depois disso ficou claro que os veículos equipados com motores de combustão interna eram responsáveis pela poluição.

Durante os anos de 1970, o preço do petróleo cru aumentou rapidamente e os engenheiros começaram a se preocupar com a disponibilidade de petróleo em longo prazo, já que se trata de uma fonte não renovável. Por isso, observou-se uma enorme pressão sobre o aumento da eficiência dos motores. Muitos estudos têm sido feitos com o objetivo de utilizar outras fontes no lugar da gasolina e do óleo diesel. São exemplos: os combustíveis de fonte não petrolífera, gás natural, metanol e etanol, assim como também gasolina e diesel sintético feitos de óleo de xisto ou carvão, além do hidrogênio como uma possibilidade para o futuro.

A eficiência dos motores de combustão interna depende profundamente do aproveitamento dos fenômenos inerciais e pulsantes que ocorrem nos dutos de admissão e exaustão. A otimização das condições de trabalho dos motores de combustão interna passa necessariamente por uma análise profunda das diversas variáveis envolvidas nesse processo. Assim, por exemplo, os sistemas de admissão e exaustão podem ser dimensionados e ter suas configurações geométricas definidas de acordo com as características que se deseja privilegiar, como consumo de combustível, potência máxima, rendimento volumétrico ou torque a baixas rotações.

O parâmetro usado para mensurar a efetividade do processo de admissão é a eficiência volumétrica. A eficiência volumétrica é somente usada em um motor de quatro tempos, o qual tem um processo distinto de admissão. Ele é definido como a razão da vazão mássica de ar admitido pelo sistema de admissão pela vazão em massa ocupado no volume deslocado em condições atmosféricas locais.

O projeto acústico do sistema de admissão tem sido o tópico predominante na pesquisa de motores de combustão interna de ignição por centelha com aspiração natural (HEYWOOD, 1988). Já o sistema de admissão dos motores Diesel não necessita ser ajustada, uma vez que a carga no cilindro pode ser assegurada por meio de um turboalimentador. Assim, os critérios para o projeto da linha de admissão em motores Diesel estão geralmente limitados a minimizar as perdas de pressão. Sistemas de um único compressor foram levados ao seu limite (*surge* e *over-speed*) e agora são necessários sistemas com duplo estágio ou sistemas sequenciais. Além disso, a temperatura do gás na saída do

compressor, que aumenta com a relação de pressão, é um problema para peças feitas de plástico e alumínio. Assim, o ajuste de coletor de admissão pode aumentar o fluxo de massa de ar, sem aumentar a pressão de alimentação, atenuando todos os problemas acima mencionados (TORREGROSA et al., 2011).

A otimização do sistema de admissão no caso de motores diesel turboalimentados é um problema multidisciplinar complexo. Esse sistema é normalmente composto por uma série de elementos incluindo o filtro de ar, o compressor, o *intercooler*, dutos, volumes e curvas para a interligação. O comportamento de alguns desses elementos é não linear e afeta as condições de operação (TORREGROSA et al., 2011).

O projeto da linha de admissão requer muitos testes, entretanto, a indústria necessita que o projeto seja feito rapidamente, realizável e com o menor custo de produção. Embora os testes de motores sejam amplamente utilizados para este fim, são caros e requerem o protótipo do motor em fase avançada do desenvolvimento (TORREGROSA et al., 2011).

O desempenho de motores de combustão interna depende de vários parâmetros de projeto, tais como geometria da válvula, tamanho e comprimento do duto, do deslocamento da válvula e do diagrama de distribuição. Na verdade, estes parâmetros exercem influência sobre a eficiência volumétrica e, por consequência, o torque, a potência e o consumo específico de energia (LAFORGIA; FICARELLA, 1989).

O objetivo desta tese é construir um modelo matemático dos processos de admissão, compressão, combustão-expansão e exaustão de um motor monocilíndrico. Este modelo deve ser capaz de reproduzir de forma adequada e confiável a influência dos principais parâmetros operacionais do motor e, para tanto, deverá ser aferido com dados experimentais obtidos em motores e em modelos físicos. Utilizar o modelo matemático a que se refere o item anterior, em associação com rotinas de otimização multi-variável, para determinar as características de operação ótima do motor, com atenção particular aos seguintes parâmetros:

1. Sincronismo ótimo de abertura e fechamento das válvulas;
2. Geometria ótima dos coletores de admissão e exaustão;

Esta tese é dividida em seis capítulos. O segundo capítulo traz uma introdução sobre os parâmetros que afetam a eficiência volumétrica e uma revisão sobre o efeito pulsante do gás no interior de coletores de motores. No capítulo três, apresenta-se uma revisão do estado da arte da simulação numérica em dutos. São apresentadas as equações governantes, bem como as hipóteses simplificadores para a aplicação em coletores de motores alternativos. Uma revisão dos métodos numéricos aplicados a captura do choque é também apresentado. Apresenta-se uma revisão dos modelos aplicados no interior do

duto e em especial, o método zero dimensional com uma zona de combustão usado em motores de ignição por centelha e duas zonas de combustão para motores de ignição por centelha. No capítulo quatro é apresentado a metodologia numérica de otimização. No capítulo cinco é apresentado a metodologia experimental utilizado com o objetivo de validar o modelo/código computacional. Os resultados são apresentados e discutidos no capítulo seis. E no capítulo sete é concluído e discuti-se propostas de trabalhos futuros.

1 Revisão Bibliográfica

1.1 Introdução

O objetivo do processo de admissão, exaustão ou o processo de lavagem do cilindro é remover os gases queimados no final da expansão e admitir uma nova carga para o próximo ciclo. É de conhecimento comum que a potência indicada a uma dada rotação é proporcional a vazão mássica de ar. Assim, introduzindo o máximo de massa e mantendo-a dentro do cilindro, é o primeiro objetivo dos processos de trocas gasosas. O rendimento do processo de trocas gasosas é caracterizado pela eficiência volumétrica para um motor de quatro tempos. A eficiência volumétrica de um motor quatro tempos depende do projeto dos subsistemas, como por exemplo: dutos, válvula borboleta, bifurcações, válvulas, porta da válvula e naturalmente as condições de operação. Por isso, o estudo do fluxo de gás através desses componentes se torna importante na determinação dessa eficiência. Alguns motores são dotados de *supercharge* e turbocompressores para aumentar a vazão de ar em motores, e portanto, a potência específica.

Para um motor de ignição por centelha, a carga é o combustível, ar e exaustão recirculada (se usado para o controle de emissões), então a preparação da mistura é também um objetivo importante no processo de admissão. A preparação da mistura inclui a realização de uma composição apropriada da mistura e realizar uma distribuição equilibrada de ar, combustível e gases recirculados em todos os cilindros. Em motores de ignição por compressão, somente o ar (ou ar e gases recirculados) são admitidos. A preparação da mistura é realizada diretamente no cilindro, mas fenômenos que acontecem no processo de admissão afetam a preparação da mistura no cilindro. O terceiro objetivo do processo de trocas gasosas é organizar o campo de vazão para dentro do cilindro, o qual fornecerá um processo de combustão suficientemente rápido para uma satisfatória operação do motor (HEYWOOD, 1988).

1.2 Processos de admissão e exaustão em motores de quatro tempos

Os componentes em um motor de combustão por centelha são constituídos por: filtro de ar, um carburador ou uma válvula borboleta ou um injetor de combustível e uma válvula borboleta ou uma válvula borboleta com injetores de combustíveis individuais em cada porta, porta da válvula e a válvula. Durante o processo de admissão ocorre uma perda de carga em cada um dos componentes citados anteriormente. O sistema de exaustão

é composto por: válvula, porta da válvula, duto de exaustão, conversor catalítico para o controle de emissões e *muffler* ou silenciador.

A perda de carga ao longo do sistema de admissão depende da velocidade de rotação do motor, da resistência ao fluxo de massa em cada componente deste sistema, a área da secção transversal e a massa específica da carga. Uma prática comum é aumentar a fase de abertura das válvulas de admissão e exaustão durante as fases de admissão e exaustão, para propiciar um esvaziamento de gases queimados e enchimento da nova carga do cilindro, aproveitando a inércia dos gases no sistema de admissão e exaustão. Normalmente, o processo de exaustão começa entre 40 e 60 graus antes do ponto morto inferior. Portanto, o processo de exaustão antes do pistão chegar no ponto morto inferior é realizado pela diferença de pressão entre os gases na câmara de combustão e a pressão nos dutos de exaustão. Este processo é chamado de exaustão natural (*blowdown*), enquanto que o processo de exaustão que ocorre após o pistão chegar ao ponto morto inferior é chamado de exaustão forçada (*displacement*), porque o pistão irá "varrer" a câmara de combustão até chegar ao ponto morto superior. Tipicamente, a válvula de exaustão fecha de 15 a 30 graus antes do ponto morto superior e a válvula de admissão abre de 10 a 20 graus antes do ponto morto superior. Percebe-se então, que durante um determinado intervalo as duas válvulas estão abertas, a este intervalo é chamado de cruzamento de válvulas (*overlap period*). Motores que trabalham em alta rotação, longo período de cruzamento de válvula e longos períodos de abertura de válvulas apresentam altos valores de eficiência volumétrica (HEYWOOD, 1988).

O pistão agora se move do ponto morto superior para o inferior, causando um aumento do volume e conseqüentemente, uma diminuição da pressão. A pressão na câmara de combustão fica menor que a pressão do duto de admissão levando a um escoamento da carga para o interior do cilindro. A válvula de admissão normalmente fica aberta entre 50 a 70 graus após o ponto morto inferior para que o fluxo de massa continue aproveitando melhor o efeito da inércia dos gases (HEYWOOD, 1988).

Diferencialmente do motor de ignição por centelha, o motor de ignição por compressão não apresenta carburador ou injetores nos dutos/portas e válvula borboleta. Motores de ignição por compressão normalmente apresentam um turbocompressor.

1.2.1 Fase de exaustão

Na fase de exaustão, deseja-se retirar os gases de combustão do cilindro para posteriormente admitir uma nova carga. Dois fenômenos irão explicar e acompanhar o esvaziamento, no início o efeito respiração devido a pressão elevada no interior do cilindro, e posteriormente o efeito de repulsão devido a elevação do pistão.

No início da abertura da válvula de exaustão, o esvaziamento do cilindro é feito

pelo efeito da pressão do gás. Duas fases podem ser distinguidas:

1. estabelecimento do regime sônico no nível da válvula, em efeito, a seção de passagem da válvula é pequena e a razão de pressão entre o cilindro e o escape permite estabelecer este regime;
2. depois a seção de passagem da válvula aumenta, o cilindro se esvazia e a pressão no cilindro diminui; existe então a passagem para o regime subsônico.

O cilindro continua a se esvaziar, a pressão no cilindro se aproxima da pressão de exaustão e o esvaziamento continua sob o efeito da elevação do pistão. Esta fase termina em geral depois do PMS, para levar em conta o efeito da inércia do gás (evc). Porém, este efeito de inércia depende da velocidade do gás, e portanto, do regime do motor. Isto explica o risco da reaspiração de gases queimados em baixo regime (em razão ao fechamento tardio da válvula, o pistão começa a fase de depressão do cilindro) ou o risco de esvaziamento incompleto a alto regime (a válvula de exaustão fecha então muito cedo) (HEYWOOD, 1988).

1.2.2 Fase de admissão

A válvula de admissão começa a abrir antes do PMS enquanto que a válvula de escape ainda esta aberta, é a fase de cruzamento de válvulas.

Segundo as pressões do gás no escapamento, no cilindro ou na admissão, pode haver condições para que os gases queimados saiam pela válvula de exaustão (contra-varredura) ou fiquem no cilindro e a transferência de ar para o escapamento (sobre varredura). A contra-varredura se encontra em particular em cargas parciais de motores de ignição por centelha, onde a válvula borboleta na admissão cria uma perda de carga (para diminuir a vazão de ar que atravessa o motor), e abaixa o nível de pressão do coletor abaixo da pressão atmosférica, e portanto, abaixo da pressão do cilindro (ela pode abaixar até 0,25 bar na rotação mínima) (HEYWOOD, 1988).

Em plena carga, esta recirculação interna é geralmente menor, mas ela pode ser acentuada se, no momento do cruzamento, a pressão acústica no escape está no seu máximo e então, a pressão acústica na admissão está no mínimo. No caso inverso, pode-se ter um efeito de varredura dos gases queimados pelo gás novo, o que leva a uma melhora do enchimento e uma diminuição dos gases queimados residuais (e também um ganho na combustão).

Nos veículos convencionais equipados com um motor de ignição por centelha, a busca de uma boa estabilidade à rotação mínima conduz a adotar um pequeno cruzamento de válvulas, a fim de minimizar a quantidade de gases residuais reciclados a baixa carga,

quantidade que é sempre muito elevada (reaspiração pela admissão). Em contrapartida, a cargas intermediárias (entre mínima e carga total), pode conduzir ao aumento da quantidade de gases queimados reciclados (por exemplo por um sistema EGR: *Exhaust gas recirculation*) para reduzir a emissão dos óxidos de nitrogênio.

A taxa de recirculação natural interna diminui quando o regime aumenta e depende pouco da taxa de compressão do motor. Ele aumenta rapidamente com o gradiente de pressão instantânea entre o escape e a admissão no PMS e varia de maneira parabólica com a permeabilidade (seção média eficaz) da fase de cruzamento.

Entre o ponto morto superior PMS e o fechamento da admissão (*avc*) existe o aumento do volume gerado pela descida do pistão que coloca o cilindro em depressão em relação a admissão. Uma quantidade de gás penetra no cilindro (esta vazão é constituída por eventuais gases rejeitados, depois por gases novos). Uma parte dos gases novos pode ser rejeitada na exaustão antes do fechamento do escape, em função dos níveis relativos de diferentes pressões, assim que a aerodinâmica interna do cilindro (que pode favorizar mais ou menos um curto circuito entre a admissão e o escapamento) (HEYWOOD, 1988).

Em seguida, a válvula de escape se fecha (*evc*). O pistão continua a diminuir a pressão no cilindro, e a admissão segue depois do PMI até o *avc*, para beneficiar dos efeitos de inércia do gás (que dependem da velocidade do gás e portanto do regime do motor). Valores maiores de *avc* melhoram as performances a alta rotação, mas degradam a baixa rotação (rejeição no final da admissão e portanto, perda de enchimento).

Seguem então as fases de compressão e de combustão/expansão. De uma maneira geral, a distribuição pode ser caracterizada pela permeabilidade, os avanços e retardo de abertura e fechamentos das válvulas e portanto do cruzamento resultante. Estas mudanças tem por objetivo levar em conta os efeitos de inércia do gás no interior dos dutos.

1.3 Influência Acústica do Escoamento Pulsante

A curva de enchimento pode ser estabelecida a partir de uma curva de base, determinada pela geometria do motor (geometria do bloco, partes móveis, distribuição, coletor de admissão), enchimento devido ao escoamento propriamente dito com perdas de carga e transferência de calor. Esta curva é amplificada e modulada de uma parte, pelo efeito de inércia da coluna gasosa contida no duto de admissão e exaustão; de outra parte, pelos fenômenos acústicos (oscilações do gás no interior do duto), oscilações em 1/4 de onda com os estados de ressonância ligados à mesma (o pico de pressão na entrada da válvula, o que pode conduzir a uma sobrealimentação acústica). O comprimento dos tubos determina a fase das ondas, a secção transversal determina a amplitude.

Em um motor quatro tempos durante a admissão, encontram-se dois momentos:

a geração de movimento do ar no interior do duto e o fim da admissão. O aumento da velocidade do ar no duto ocorre pela diminuição de pressão no cilindro. A porção de gás à montante da válvula se expande e alimenta parcialmente o cilindro. A fatia de gás que a precede se expande em seguida e assim por diante. Uma onda de rarefação se propaga até o extremo aberto. Esta onda é refletida em onda de compressão, com mudança de sinal ou de fase, retorna em direção ao cilindro (ela cria uma chamada de ar atmosférico, que preenche passo a passo, o vácuo parcial que é criado dentro do duto) e coloca em movimento o ar contido no duto. Esta onda de pressão resulta em uma sobrealimentação, se ela chega justamente antes do fechamento da válvula de admissão.

A duração desta fase corresponde ao tempo de ir e vir da onda acústica. A amplitude depende da relação:

$$\frac{\omega V_0}{cS}$$

sendo ω é a rotação do motor, V_0 a cilindrada (volume deslocado), S a área da secção transversal ao escoamento e c a velocidade do som (HANRIOT, 2001).

Durante o período chamado de fim da admissão, o pistão começa em seguida a diminuir a velocidade e, vizinhança do PMI, o volume do cilindro varia pouco, a pressão no cilindro é ainda menor que a pressão atmosférica. Depois do pistão subir novamente, o volume do cilindro começa a diminuir, o que aumenta a pressão no cilindro. Porém, a energia cinética do ar contido no tubo é suficiente para permitir a sequencia do enchimento (efeito Kadenacy). É necessário que a pressão no cilindro torne-se bem superior a pressão atmosférica para frear o movimento do ar no duto e comesse a inverter o fluxo.

O aumento da velocidade não é instantânea. É uma reserva de energia que se espera recuperar no final da admissão. Em consequência, deve-se favorecer a menor secção da porta de admissão (conduto da válvula perto da válvula) possível. Na realidade, são as perdas de carga e a secção máxima de passagem da válvula que constituem os limites naturais (HANRIOT, 2001).

A orientação dos projetos atuais é de desenvolver portas com perda de carga mínima, com árvores de came pouco aberta mas muito permeável (grande deslocamento, fortes acelerações com secções grandes de passagem na válvula).

O tempo necessário para frear o volume de ar e inverter seu movimento depende do período de oscilação do ressonador de Helmholtz, constituído por um cilindro e um tubo de alimentação. Deve-se fechar a válvula de admissão no momento onde a velocidade de admissão se anula, se não quiser observar uma perda de enchimento (alto valor de avc).

Em resumo, para altas rotações, o enchimento é reduzido pelo atrito do escoamento de gás no interior do duto (as perdas de carga variam com o quadrado da rotação). Para

regimes de baixa rotação, o avc tem uma importância preponderante (refluxo entre PMI e avc).

Oscilações no duto ocorrem durante o período em que a válvula se encontra fechada. O gás no interior do duto oscila nos seus modos próprios ($1/2$ da onda e $3/4$ da onda), cada um destes modos corresponde a um tubo aberto em uma extremidade e a outra fechada (a duração depende do comprimento e da amplitude das condições no tubo no momento do fechamento da válvula).

Para a fase de exaustão, pode-se considerar dois tempos durante ela: a extração natural e a forçada durante o qual o pistão participa da extração dos gases de combustão (em motores 2 tempos, somente existe a primeira fase). A extração natural ocorre no momento da abertura da válvula de exaustão no qual a pressão no interior cilindro é superior a pressão no tubo. Uma onda de pressão vai percorrer o tubo (fenômeno simétrico ao da admissão). Esta última pode voltar em rarefação (reflexão na atmosfera) e favorecer assim o esvaziamento do cilindro (HANRIOT, 2001).

Para motores usuais, o cruzamento da curva da came apresenta uma duração pequena. Nestas condições, a acústica do escape não tem uma influência significativa no enchimento.

A reabertura da válvula de admissão, para um monocilíndrico alimentado por um tubo de comprimento pequeno (por exemplo 0,50 m), o período de oscilação do tubo é pequena. Entre o fechamento e a abertura da admissão, o gás contido no interior do cilindro tem tempo de realizar em torno de 10 idas e vindas, correspondendo a 19 reflexões, cujas 10 são à atmosfera.

1.4 A Eficiência Volumétrica

O comportamento do sistema de admissão e exaustão são importantes porque são os sistemas que governam a vazão de ar em direção ao cilindro do motor. Admitir o máximo de ar na carga máxima para qualquer rotação e manter a massa dentro do cilindro é o primeiro objetivo de projeto. Quanto mais massa se admite, mais combustível pode ser introduzido e portanto mais potência produzirá.

A eficiência volumétrica é utilizada para medir o rendimento do sistema de admissão e exaustão em relação ao bombeamento de ar do motor de combustão interna de quatro tempos. Ela é definida como sendo a razão da vazão mássica real de ar admitida pela vazão mássica de ar que seria obtida em uma condição onde a câmara de combustão estaria aberta para a atmosfera. A velocidade de rotação é dividida por dois, pois conta-se somente

o percurso de descida do pistão. A expressão matemática resulta em:

$$\eta_v = \frac{2\dot{m}_a}{\rho_{a,o}V_d N} \quad (1.1)$$

sendo \dot{m}_a a vazão mássica de ar admitido, $\rho_{a,o}$ a massa específica do ar na condição ambiente, V_d o volume deslocado e N a velocidade de rotação. As variáveis que afetam a eficiência volumétrica são o combustível, o projeto do motor e as variáveis de operacionais (HEYWOOD, 1988):

1. Tipo de combustível, razão combustível-ar, fração de combustível vaporizado no sistema de admissão e o calor de vaporização do combustível;
2. Temperatura da mistura é influenciada pela transferência de calor;
3. Razão de pressão no duto de admissão e escape;
4. Razão de compressão;
5. Velocidade de rotação do motor;
6. Projeto do duto e portas das válvulas de admissão e exaustão;
7. Geometria, tamanho, deslocamento e tempo de abertura e fechamento das válvulas de admissão e exaustão.

O efeito de vários grupos de variáveis citados acima são essencialmente descritos pelo regime estacionário, ou seja, o seu impacto independe da rotação e podem ser adequadamente descritos em termos da rotação média do motor. Entretanto, muitas dessas variáveis têm efeitos e dependência do escoamento transitório e no fenômeno de onda de pressão.

Quando um gás flui através de um sistema de dutos, câmaras, portas e válvulas, estão presentes forças de atrito, pressão e inércia. A importância relativa dessas forças depende da velocidade do gás, tamanho e forma das passagens e suas junções. Os fenômenos que afetam a eficiência volumétrica são identificados a seguir:

1.4.1 Efeitos Quasi-Estacionários

Para um ciclo ideal, pode encontrar-se uma expressão para a eficiência volumétrica em função das seguintes variáveis: pressão da mistura na admissão P_i , temperatura na T_i , razão com combustível-ar (F/A), taxa de compressão r_c , pressão na exaustão P_e , massa

molar da mistura M , massa molar do ar, M_a e razão de calores específicos γ . $P_{a,o}$ e $T_{a,o}$ são a pressão e temperatura na condição ambiente, respectivamente.

$$\eta_v = \left(\frac{M}{M_a}\right) \left(\frac{P_i}{P_{a,o}}\right) \left(\frac{T_{a,o}}{T_i}\right) \frac{1}{[1 + (F/A)]} \left\{ \frac{r_c}{r_c - 1} - \frac{1}{\gamma(r_c - 1)} \left[\left(\frac{P_e}{P_i}\right) + (\gamma - 1) \right] \right\} \quad (1.2)$$

Em motores de ignição por centelha, a presença de vapor de combustível (e vapor de água) no sistema de admissão reduz a pressão total da mistura. Para misturas de ar, vapor de água e gás ou combustível evaporado pode-se escrever a pressão no sistema de admissão como a soma de cada uma das pressões parciais de cada componente (HEYWOOD, 1988):

$$P_i = P_{a,i} + P_{f,i} + P_{w,i} \quad (1.3)$$

Utilizando a lei dos gases ideais, tem-se:

$$\frac{P_{a,i}}{P_i} = \left[1 + \left(\frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_a}\right) \left(\frac{M_a}{M_f}\right) + \left(\frac{\dot{m}_w}{\dot{m}_a}\right) \left(\frac{M_a}{M_w}\right) \right]^{-1} \quad (1.4)$$

A correção do vapor de água é normalmente pequena ($\leq 0,03$). Esta razão, $P_{a,i}/P_i$, para vários combustíveis comuns como função de (m_f/m_a) é mostrada na Figura 1. Note que (m_f/m_a) só será igual a relação combustível-ar de operação do motor se o combustível estiver completamente vaporizado.

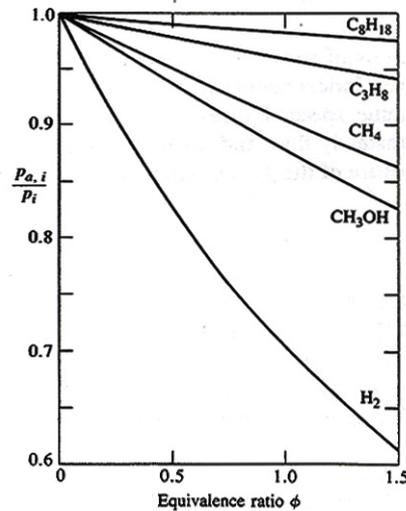


Figura 1: Efeito do vapor de combustível na pressão parcial do ar de entrada em função razão de equivalência (HEYWOOD, 1988).

Para combustíveis líquidos convencionais como a gasolina, o efeito do vapor de combustível e sua razão combustível-ar é pequena. Para combustíveis gasosos e para o vapor de metanol, a eficiência volumétrica é significativamente reduzida pelo vapor de combustível na mistura de admissão.

1.4.1.1 Fração de combustível vaporizado, calor de vaporização e transferência de calor

Dados experimentais mostram que a redução de temperatura acompanhado pela evaporação do combustível líquido, somada a redução de pressão parcial do ar devido ao acréscimo da pressão parcial do combustível, para uma mesma taxa de transferência de calor, a eficiência volumétrica com combustível evaporando é levemente superior. A expressão do ciclo ideal mostra que o efeito da variação da temperatura do gás, medido na entrada do cilindro, é dado pelo fator $(T_{a,0}/T_i)$. Dados de teste de motores indicam que a dependência da eficiência volumétrica depende da raiz quadrada da razão de temperaturas (HEYWOOD, 1988).

1.4.1.2 Efeito da razão de pressão da exaustão pela admissão e taxa de compressão

Quando a razão de pressão (P_e/P_i) e a taxa de compressão variam, a fração do volume ocupado pelo gás residual na pressão de admissão também varia. Quando esse volume aumenta, a eficiência volumétrica diminui. Esses efeitos na eficiência volumétrica do gás ideal são dados pelo termo entre colchetes na Equação 1.2. Esses efeitos são mostrados na Figura 2, considerando $\gamma = 1,3$.

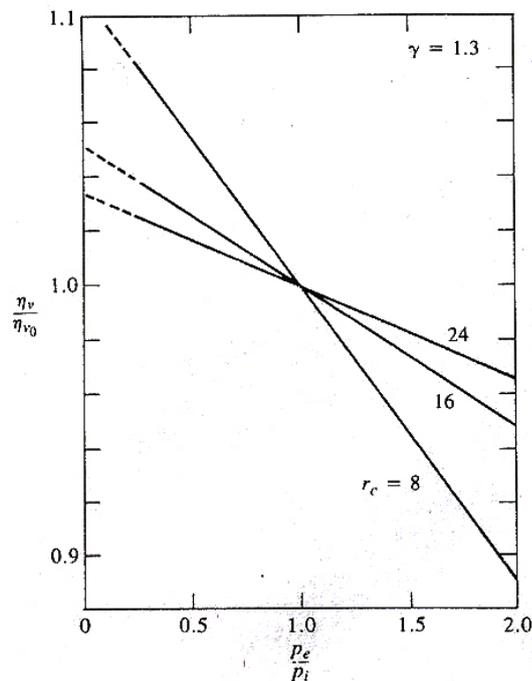


Figura 2: Efeito da razão de pressão exaustão e de admissão sobre a eficiência volumétrica para o ciclo ideal (HEYWOOD, 1988).

1.4.2 Efeitos Combinados Quasi-Estáticos e Dinâmicos

Quando o fluxo de gás escoar em regime transiente através de um sistema de dutos, câmaras, portas e válvulas têm-se forças de atrito, pressão e inércia. A importância relativa

dessas forças depende da velocidade do gás, do tamanho, forma dessas passagens e das suas uniões. Ambos os efeitos quase-estático e dinâmicos são significativos. Enquanto os efeitos de mudanças na rotação do motor, na geometria do conduto de admissão e exaustão, portas e válvulas são interrelacionados. Pode-se identificar vários fenômenos separados que afetam a eficiência volumétrica.

1.4.2.1 Perdas por atrito

Durante o curso de admissão, a pressão no cilindro é menor que a pressão atmosférica devido ao atrito de cada uma das partes que constituem o sistema de admissão, em uma quantidade que depende do quadrado da velocidade. A queda de pressão é a soma da perda de pressão em cada um dos componentes do sistema de admissão: filtro de ar, carburador e válvula, coletor, porta de entrada e válvula de admissão. Essas perdas têm geralmente pequenas magnitudes e as partes que mais contribuem para a queda de pressão são a porta da válvula e a válvula.

1.4.2.2 Inércia dos gases (*Ram effect*)

A pressão na entrada do coletor varia durante cada intervalo de tempo devido à variação da velocidade do pistão, variação da área de abertura da válvula e efeitos do escoamento de gás transitório que resulta dessas variações geométricas. Em velocidades de rotação mais elevadas, a inércia do gás no duto de admissão faz com que haja a entrada de massa na câmara de combustão mesmo com o pistão já se deslocando ao ponto morto superior. Para aproveitar esse efeito fecha-se a válvula de admissão em torno de 40 a 60 graus após o ponto morto inferior.

1.4.2.3 Fluxo reverso no processo de admissão

Como visto no item anterior, fecha-se a válvula de admissão de 40 a 60 graus após o pistão atingir o PMI para se obter vantagem do efeito de inércia dos gases. Mas esse efeito é efetivo em altas rotações, já em rotações mais baixas, o pistão tem uma velocidade média menor, o que faz com que o efeito de inércia dos gases seja também menor. Assim, a força da pressão do gás dentro da câmara de combustão é maior que o de inércia o que faz com que haja o refluxo indesejável na válvula de admissão.

1.4.2.4 Sintonia (*Tuning*)

O fluxo pulsante de cada cilindro no processo de exaustão cria ondas de pressão no sistema de escape. Essas ondas de pressão propagam-se com a velocidade do som relativo ao movimento do gás. As ondas de pressão interagem com as junções dos dutos, no fim do coletor de exaustão e no interior do duto. Essas interações causam ondas de pressão que podem ser refletidas na direção na câmara de combustão. Em motores multicilíndricos, a

onda de pressão gerada por cada cilindro é transmitida através da exaustão, e refletida a partir do final do duto. Essas ondas de pressão podem ajudar ou inibir o processo de troca gasosa. Quando elas ajudam o processo, reduzindo a pressão na porta da válvula de exaustão, o processo é conhecido como sintonia.

1.4.2.5 Variação da velocidade de rotação, área de passagem, elevação e duração da abertura da válvula

O efeito de fluxo de massa na eficiência volumétrica depende da velocidade da mistura no duto de admissão, porta e válvula. A velocidade local para fluxo quase-estático é igual à vazão volumétrica dividida pela área da seção transversal local. Desde o sistema de admissão e dimensões da válvula como uma escala do diâmetro do cilindro, velocidade da mistura no sistema de admissão são funções da velocidade do pistão. Portanto, a eficiência volumétrica é uma função da rotação. Para diferentes motores, podem ser comparados na mesma velocidade média do pistão. A Figura 3 mostra uma curva típica da eficiência volumétrica versus velocidade média do pistão para um motor diesel automotivo de quatro cilindros, e injeção indireta com um motor de ignição por centelha de seis cilindros. A eficiência volumétrica dos motores de ignição por centelha são normalmente menores que valores encontrados em motores diesel devido às perdas de carga no carburador e na válvula borboleta, aquecimento do duto de admissão, presença de vapor de combustível e uma fração de gás residual maior. A curva diesel, com seus dois picos, mostra o efeito de sistemas de admissão em sintonia.

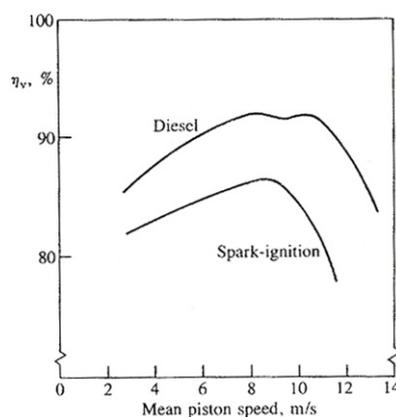


Figura 3: Eficiência volumétrica em função da velocidade média do pistão (HEYWOOD, 1988).

O formato da curva desta eficiência volumétrica em função da velocidade do pistão pode ser explicada com a ajuda da Figura 4. Esta figura, em forma esquemática, mostra o efeito da eficiência volumétrica com cada diferente fenômeno descrito nesta sessão variando com a rotação. Efeitos não dependentes da rotação (como a pressão de vapor do combustível) reduzem o η_v abaixo de 100% (curva A). Aquecimento da carga no duto e

no cilindro reduzem a curva A para a curva B. Isto tem um grande efeito em motores de baixa rotação devido ao grande tempo de residência do gás. Perdas por atrito aumentam com o quadrado da rotação do motor, e fazem reduzir a curva B para a curva C. No caso de rotação elevadas em motores, o escoamento durante o fim do processo de admissão atinge a velocidade do som, tornando-se um escoamento bloqueado (*choked*). Uma vez ocorrido isto, um aumento da rotação não irá aumentar a vazão significativamente, e então a eficiência volumétrica diminui rapidamente (curva C para a D). A inserção do efeito *ram*, em rotações elevadas, traz a curva D para a E. O atraso no fechamento da válvula de admissão, aumenta o enchimento do cilindro em elevadas rotações. Mas reduz o η_v com rotações baixas devido ao refluxo na válvula de admissão (curva C e D para F). Finalmente, a sintonia na admissão e/ou na exaustão pode aumentar a eficiência volumétrica (um aumento substancial) em todo o domínio da rotação, curva F para G.

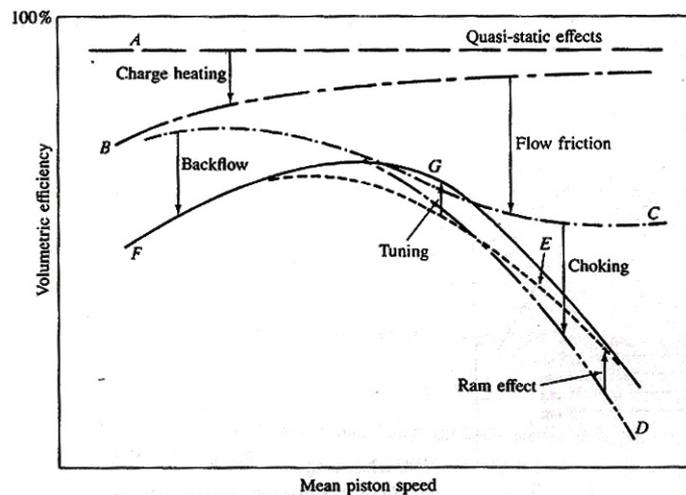


Figura 4: Efeito na eficiência volumétrica de diferentes fenômenos que afetam a vazão mássica de ar em função da rotação (HEYWOOD, 1988).

Um exemplo do efeito da sintonia no duto de admissão na eficiência volumétrica, é mostrada na Figura 5. Em um escoamento transitório de um processo de trocas gasosas de um motor de ignição por centelha de quatro cilindros, o tamanho do duto de admissão faz aumentar sucessivamente através de um fator de 2. O tamanho de 34 cm de comprimento produz uma desejável eficiência volumétrica em rotações intermediárias. O maior duto faz aumentar rapidamente a vazão de ar a baixa rotação, mas a perda de η_v em rotações elevadas torna-se inaceitável.

A Figura 6 mostra dados de um motor de ignição por centelha de quatro cilindros ilustrando o efeito da variação do tempo e do deslocamento da válvula na eficiência volumétrica em função da rotação. Adiantando o fechamento da válvula de admissão em relação ao normal reduz a perda pelo refluxo em baixas rotações e aumenta a η_v . A penalidade é a redução de vazão de ar em alta rotação. Atrasar o fechamento da

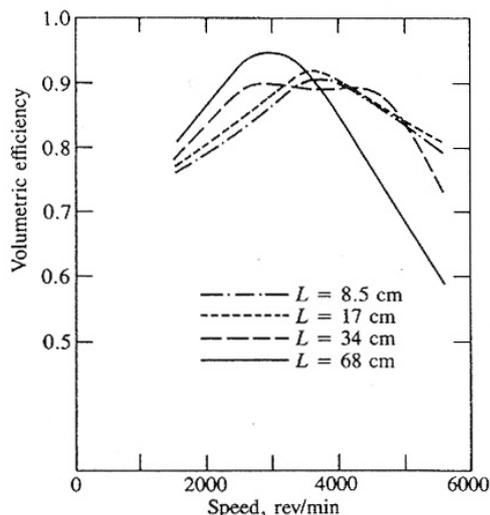


Figura 5: Efeito do comprimento do duto de admissão na eficiência volumétrica em função da rotação (HEYWOOD, 1988).

válvula de admissão em relação ao normal é somente vantajoso em rotações muito elevadas. Pequenos deslocamentos de válvulas restringem significativamente a operação em rotações intermediárias e altas.

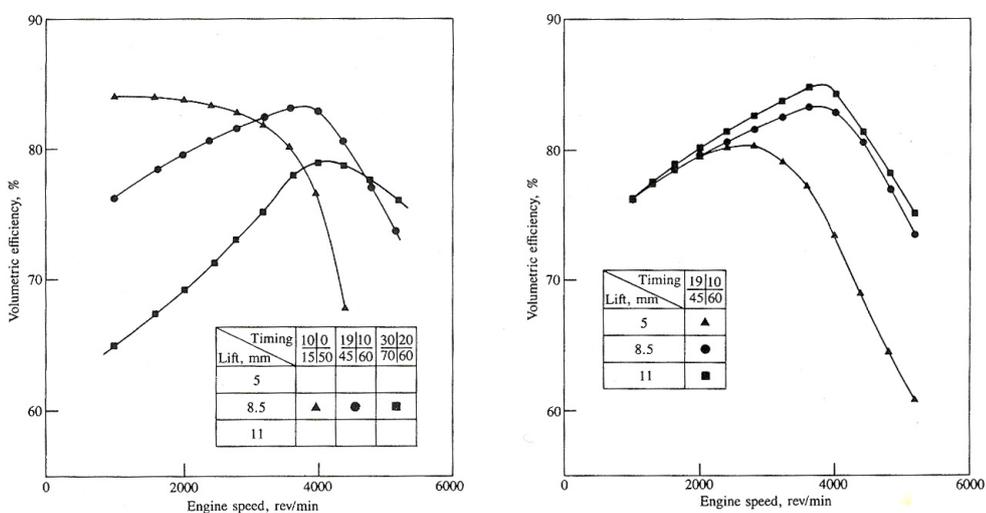


Figura 6: Efeito do tempo de abertura e do deslocamento da válvula na eficiência volumétrica em função da rotação (HEYWOOD, 1988).

1.5 Pulso de pressão

O projeto preliminar da linha de admissão é minimizar a perda de carga. Entretanto, pode-se aumentar a eficiência volumétrica aproveitando as ondas de pressão, que são geradas pelo processo de troca gasosa da câmara de combustão. Enquanto a frequência da onda tem relação direta com a rotação, forma e amplitude da onda dependem da trajetória de

propagação, comprimento de duto, volumes e junção de dutos. Os distúrbios produzidos por essas discontinuidades tem um grande impacto no processo de trocas gasosas e por consequência, na eficiência volumétrica (TORREGROSA et al., 2011). Os primeiros estudos que mostraram a influência do movimento alternativo do pistão sobre a geração dos pulsos de pressão nos coletores de admissão e de escape foram realizados no ano de 1938 por Morse. Esse autor foi também o primeiro a verificar que este fenômeno poderia ser aproveitado no aumento de rendimento volumétrico (HANRIOT, 2001). Historicamente, as equações governantes do escoamento de um fluido em uma dimensão e regime transitório foram desenvolvidas com o objetivo do estudo da influência da geometria do sistema de admissão e exaustão no desempenho de motores de combustão interna.

Uma onda de pressão em um motor de combustão interna é gerada devido à movimentação do sistema biela-manivela e da movimentação das válvulas. Quando ocorre a abertura da válvula de exaustão, a pressão do cilindro é maior que a pressão do gás que está no duto. As moléculas de gás presentes na câmara de combustão expandem-se sobre as moléculas que estão na porta da válvula, portanto comprimindo-as. A esse fenômeno, se dá o nome de onda de compressão. A camada que foi comprimida agora apresenta uma pressão maior que a camada mais à frente, portanto ela irá expandir sobre a camada adjacente provocando a onda de expansão. Isso acontece de seção em seção ao longo do duto como mostrado na Figura 7. Esse processo de múltiplas compressões e expansões pode ser caracterizado como uma perturbação do gás, e essa perturbação viaja a uma velocidade denominada de velocidade de propagação da perturbação de pressão, ou velocidade do som (HANRIOT, 2001).

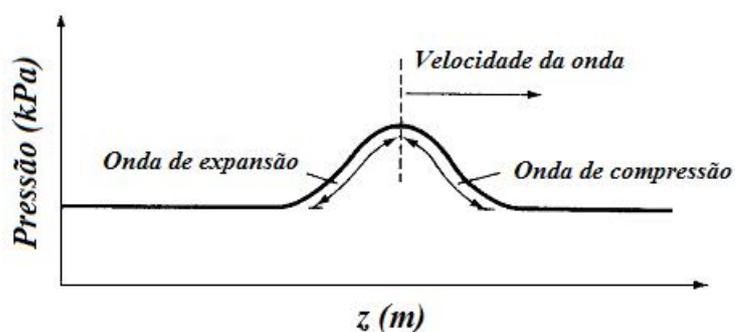


Figura 7: Onda de pressão simples (STONE, 1993).

Suponha-se um duto contendo gás inicialmente em repouso. O pistão se move do ponto morto superior para o inferior. Com isso, a pressão na câmara de combustão cai em relação à pressão no duto de admissão, criando uma onda de rarefação. Esse pulso de rarefação viaja ao longo do duto até ser refletido em algum ponto do duto de admissão. Este ponto pode ser uma junção de dutos ou um extremo livre. Se a reflexão ocorrer em um extremo livre, a onda de rarefação volta com sua amplitude invertida, ou seja, ela chega como um vale e retorna com um pico. Neste retorno, a onda "carrega" a massa do

extremo livre para o cilindro.

A pressão instantânea no duto de admissão é obtida pela soma do pulso original com o pulso refletido (PAYRI; DESANTES; TORREGROSA, 1995), como mostra a Figura 8. Nota-se também na figura que a distância entre o pulso original e o pulso refletido pode ser mensurada pelo ângulo de fase, θ . Nota-se que a Figura 8 não representa adequadamente a realidade, considerando-se que a duração do processo de formação do pulso original é de 180 graus do virabrequim, sendo que o processo inicia-se no ponto morto superior e termina no ponto morto inferior. Outra simplificação nesta figura é que se considera que a composição dos pulsos é linear. Se o escoamento for considerado sem atrito, a onda refletida apresentará a mesma magnitude e perfil da onda original.

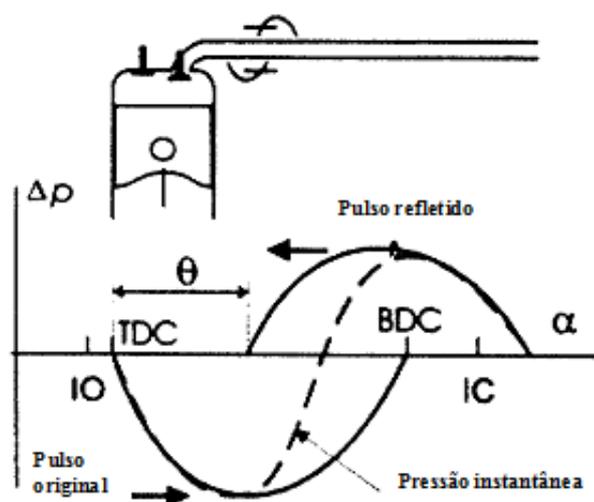


Figura 8: Esquema de um pulso de pressão inicial e refletido (HANRIOT, 2001).

Já considerando-se o atrito, há uma redução de energia mecânica do pulso, fazendo com que sua amplitude diminua em cada reflexão. O ângulo de fase pode ser alterado, variando a velocidade de propagação do pulso, o comprimento do duto de admissão e a velocidade de rotação do motor. Em um motor monocilíndrico, pode-se encontrar o ponto ótimo do ângulo de fase, ajustando o comprimento do duto de admissão (HANRIOT, 2001).

O ar se move em direção ao cilindro com uma velocidade que é menor que a velocidade com que a onda de rarefação se desloca em direção oposta que é a velocidade do som no ar. Quando a onda de rarefação chega ao extremo livre, ela é refletida como uma onda de compressão. Portanto, a perturbação agora desloca-se do extremo livre para a câmara de combustão. Nesta onda de compressão, que apresenta grande conteúdo de massa, ocorrerá o preenchimento da câmara de combustão com ar em sucessivas ondas de pressão.

Em resumo, quando a válvula de admissão abre uma onda de rarefação, esta onda

propaga-se na velocidade do som no ar da câmara de combustão em direção extremo livre. Após encontrar o extremo livre, ela é refletida carregando a massa para o cilindro. Para que haja a obtenção de maior eficiência volumétrica, para um determinado comprimento de duto e uma certa rotação, deve-se fechar a válvula de admissão no exato momento em que a onda de compressão entra na câmara de combustão (Figura 9).

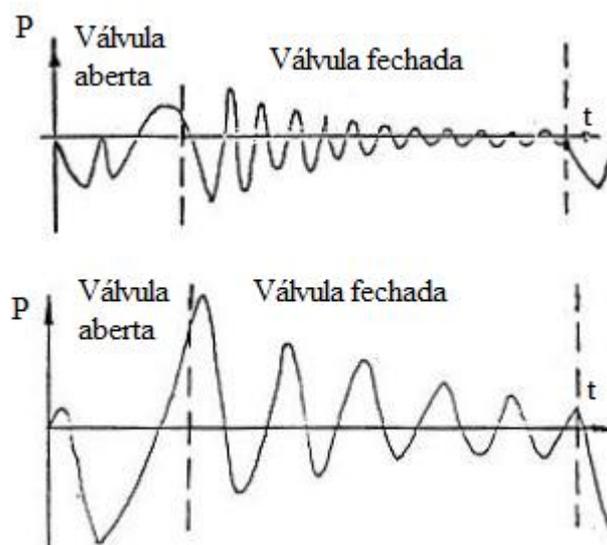


Figura 9: Curva de pressão em função do tempo na porta da válvula de admissão (HAN-RIOT, 2001).

A Figura 10 ilustra uma relação teórica envolvendo a variação da pressão na porta da válvula em função do ângulo de manivela. Nesta figura, é possível observar o efeito do ângulo de fase no formato da onda e por consequência, na quantidade de massa que entra na câmara de combustão. Na Figura 10(a) o ângulo de fase é 90 graus, ou seja, o pulso refletido demora 90 graus de rotação no virabrequim para chegar novamente na porta da válvula. Nota-se que para um ângulo menor que 90 graus, a pressão instantânea é somente comandada pela onda de rarefação provocada pelo movimento do pistão em direção ao ponto morto inferior. A partir do ângulo de 90 graus, onda de pressão chega à porta da válvula e se soma com a onda de rarefação, que neste momento já começa a aumentar de magnitude, e apresentar um aumento significativo de pressão instantânea, encontrando seu pico no ângulo de 180 graus. Após 180 graus, observa-se que a pressão instantânea ainda é maior que a pressão da câmara de combustão, possibilitando ainda a entrada de massa na câmara de combustão, mesmo com o pistão se movimentando ao ponto morto superior. Nota-se também nesta figura que a válvula de admissão fecha quando a pressão da câmara de combustão iguala-se a pressão instantânea na porta da válvula. A área hachurada no gráfico representa a diferença entre a pressão instantânea na porta da válvula de admissão com a pressão na câmara de combustão ao longo do ângulo do virabrequim. Ela é construída até o momento em que as duas pressões são iguais e é justamente neste

intervalo que a massa entra na câmara de combustão, já que o gradiente de pressão é negativo na direção da porta da válvula de admissão para a câmara de combustão.

A Figura 10(b), mostra uma curva de pressão para o caso em que o ângulo de fase é 60 graus. Para este caso, nota-se que quando a onda de compressão chega à porta da válvula, o pulso primário ainda esta reduzindo. Após 90 graus a onda de compressão continua aumentando e a onda primária começa a aumentar fazendo crescer rapidamente a pressão instantânea, propiciando o aumento da vazão mássica em direção à câmara de combustão. Após 120 graus acontece a segunda reflexão, que é invertida, ou seja, começa decrescente e faz com que a pressão instantânea diminua rapidamente a ponto de chegar à mesma magnitude que a pressão do cilindro. Neste ponto a vazão mássica atinge o valor nulo. Mas a pressão na porta da válvula continua a diminuir e a pressão na câmara de combustão aumenta, pois o pistão esta se movendo em direção ao ponto morto superior. Como a válvula de admissão ainda está aberta, ocorrerá uma extração de massa do cilindro. Esse efeito reduzirá a eficiência volumétrica.

No último caso, Figura 4(c), o ângulo de fase vale 120 graus. Portanto, o primeiro pulso refletido ocorre neste ângulo e faz com que a curva de pressão instantânea cresça rapidamente, aumentando dessa forma a vazão mássica. Quando o pistão chega no ponto morto superior, a pressão instantânea ainda é superior a pressão na câmara de combustão, favorecendo a entrada de ar. Nota-se também que a mesma conclusão é obtida no ângulo em que a válvula de admissão fecha. Comparando com a curva do ângulo de fase de 90 graus (Figura 10(a)), pode-se observar que o aumento da diferença de pressão ocorre posteriormente para o ângulo de fase de 120 graus. Isto significa que o aumento efetivo da vazão mássica ocorre mais atrasado para o ângulo de fase de 120 graus. Outro fato importante é que para o ângulo de fase de 120 graus, observa-se que quando este está no ápice, a válvula de admissão fecha. Ou seja, para este caso, não se aproveita todo o efeito da onda de pressão. Para este caso seria interessante fechar a válvula um pouco mais tarde. Segundo Hanriot (2001), os valores ótimos para o ângulo de fase estão entre 80 e 90 graus.

Um fato observável na Figura 10 é que, após o fechamento da válvula de admissão, a onda de pressão instantânea não sofre variação em sua amplitude. Este fato não está de acordo com a realidade, já que o escoamento no duto não é isentrópico, ou seja, na realidade tem-se transferência de calor e atrito nas paredes. Pode-se verificar isso na Figura 11, na qual a linha em azul representa a pressão e a linha vermelha, a elevação da válvula de admissão. Dentro dos parâmetros que afetam esta atenuação, estão: o comprimento do duto, a velocidade de rotação do motor, o diâmetro do duto, o número de Reynolds e a diferença de temperatura entre o gás e as paredes do duto (HANRIOT, 2001).

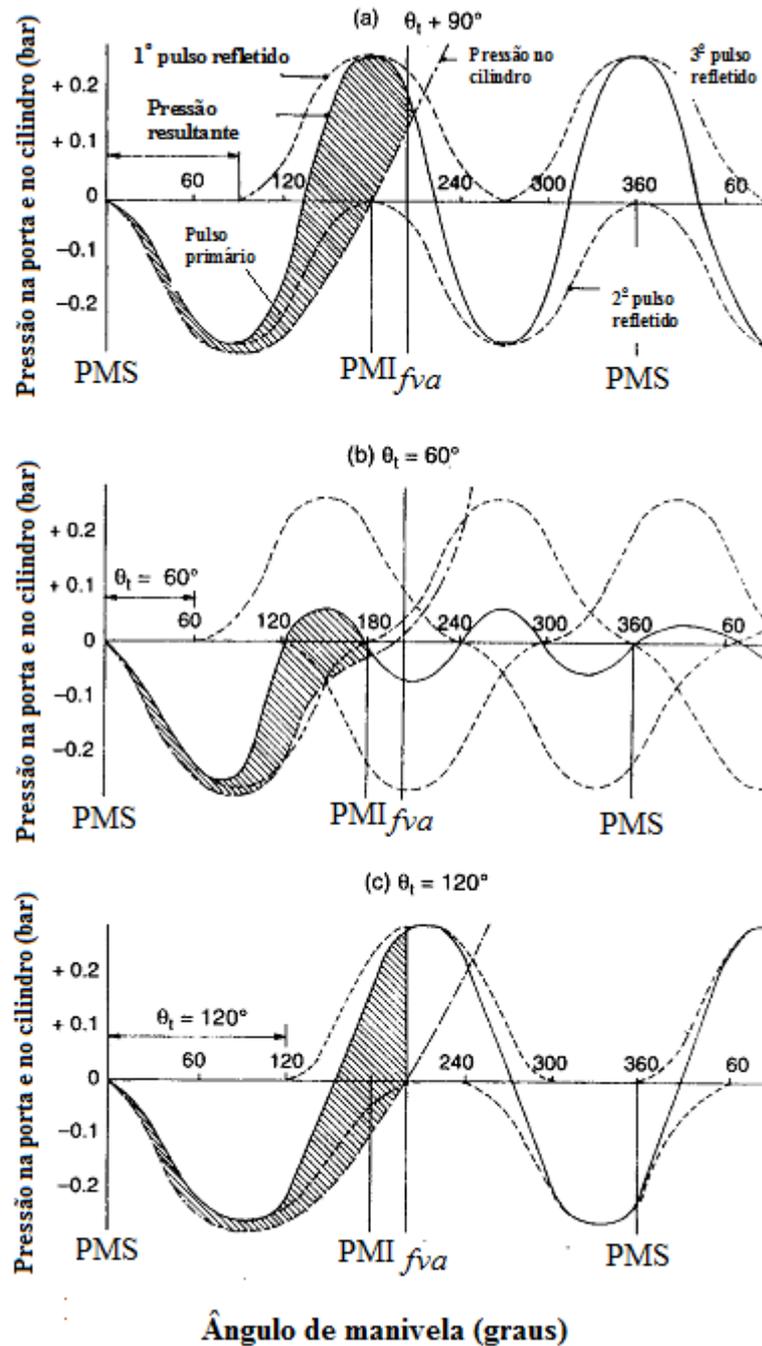


Figura 10: Pressão versus ângulo manivela (HANRIOT, 2001).

1.6 Influência do diâmetro e comprimento dos dutos

Quando um duto está conectado a um motor monocilíndrico, a teoria do tudo de órgão pode ser usada para definir a frequência de ressonância do tubo. Isto ocorre porque a coluna de ar confinado em um tubo vibra em uma frequência inversamente proporcional ao comprimento do mesmo. O ar que está sendo admitido forma uma onda de pressão negativa gerada pelo movimento descendente do pistão. Quando a válvula de admissão se encontra fechada, a onda de pressão reflete com mesmo sinal e volta pelo duto. Mas, ao

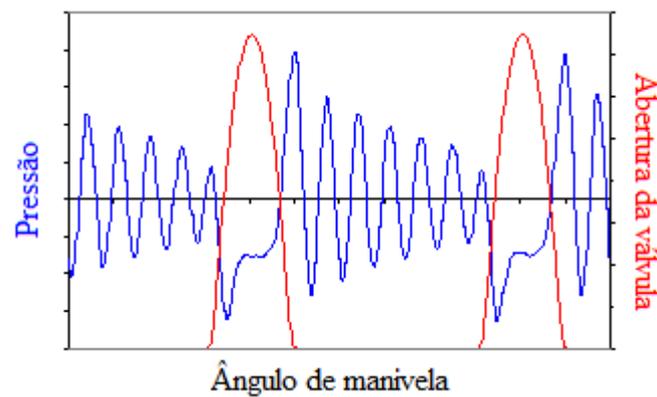


Figura 11: Variação da pressão em função do ciclo (HANRIOT, 2001).

encontrar a entrada deste aberto, reflete com sinal oposto. Esta onda refletida, ao encontrar a válvula de admissão novamente aberta, aumenta a eficiência volumétrica (BRUNETTI, 2012).

Picos de eficiência volumétrica são normalmente encontradas quando o duto está ressonando perto de 3, 4 ou 5 vezes a frequência do ciclo do motor. Para manter um sistema de amortecimento ressonante (o amortecimento vem do efeito viscoso e da transferência de calor) necessita-se de uma função força, e isto é fornecido pela parte do curso de admissão em que um impulso de depressão é gerada na porta da válvula. O período do processo de admissão distorce o período de oscilação de pressão na entrada do duto. No entanto, uma vez que o período do processo de admissão é mal definido (a válvula de admissão resta aberta e fechada em uma razão finita), então é por isso que a ressonância pode ocorrer em várias rotações do motor, nenhum dos quais é um múltiplo exato da frequência, f , de ressonância do tubo. Infelizmente, entre a rotação do motor em que ocorre a ressonância, haverá um mínimo de eficiência volumétrica (STONE, 1993).

$$f = \frac{c}{4(L + 0,4D)} \quad (1.5)$$

sendo c , é a velocidade do som, L é o comprimento total do duto e D é o diâmetro interno do duto.

1.7 Otimização e Modelo para Otimização

Para a eficiência do motor, a abertura e duração das válvulas devem ser otimizadas considerando a eficiência volumétrica, o fração residual, bem como através da observação dos refluxos no canal de admissão e exaustão. O controle variável de válvulas eleva as curvas de torque, potência e potência específica indicada de um motor de combustão interna. Ela também pode ser usada para reduzir o consumo específico e as emissões.

VVT (*Variable Valve Timing*) permite alterar o sincronismo de abertura e fechamento das válvulas que para um motor comum, é realizado através do mecanismo de came que é fixo. Entretanto, desenvolvimentos tecnológicos relacionados ao eletromagnetismo, controle de válvulas por sistema hidráulicos e microprocessadores torna possível o uso de VVT em um futuro próximo.

Devido as dificuldades em obter um sistema que varie o mecanismo de válvulas, com custo aceitável, durabilidade e confiabilidade, pouco motores automotivos produzidos têm sido equipados com VVT.

Em motores diesel, a mais promissora aplicação é o controle do cruzamento de válvulas em motores turbo-alimentados. Especialmente, o sincronismo variável das válvulas reduz o problema de cruzamento de válvulas e é usado para reduzir o consumo e emissões dos gases de exaustão.

O VVT permite a otimização do levantamento da válvula para cada condição de operação (SHER; BAR-KOHANY, 2002). Resultados experimentais são mostrados por (VERHELST et al., 2010) para rotação intermediárias e altas em um motor SI operando com gasolina e hidrogênio com a válvula borboleta completamente aberta. Além disso a forma de abertura da válvula pode ser otimizada (KESGIN, 2005).

Para um desempenho ótimo, a perda de energia mecânica do sistema de admissão e exaustão, incluindo as válvulas do motor devem ser mínimas. Isto pode ser alcançado, otimizando a taxa de transferência de calor e a perda de carga, particularmente do sistema de exaustão, devido ao fenômeno de alta temperatura e escoamento de gás que ocorrem no sistema de exaustão. Perda de energia mecânica e instabilidades no sistema de dutos ocorrem principalmente nas junções de coletores (KESGIN, 2005).

Nas recentes pesquisas, é observada uma tendência de melhorar o aproveitamento da energia contida nos combustíveis. Isto ocorre devido à diminuição das reservas de petróleo, atualmente a principal fonte energética, e o alto preço de obtenção de combustíveis que não são obtidos através do petróleo. Em paralelo a este fato, as leis ambientais estão cada vez mais rígidas, exigindo a redução do nível de emissões de gases poluentes dos meios de transporte. Esses dois problemas podem ser amenizados através da otimização multivariável em tempo real, utilizando fundamentos simples baseados em modelos de cada subsistema do motor, como por exemplo, processos na câmara de combustão, sistema de pós-tratamento de gases de combustão, sistemas mecânicos e elétricos (para veículos híbridos), sensores e sistemas de controle. O processo de combustão e de sistemas catalítico de pós-tratamento pode ser descrito pelas leis de conservação fundamentais (espécies, momento e energia) do tipo reação-difusão-convecção. Tal descrição consiste em um conjunto de equações diferenciais parciais acopladas entre o processo de transporte e do complexo processo químico que exige extremamente do computador e tem pouca utilidade em sistemas com o objetivo de otimização. Para otimizações *on-line* e em tempo real, esses

modelos físicos devem ser de baixa dimensão, devem reter as características qualitativas do sistema e ter precisão quantitativa suficiente na variável que se deseja otimizar. Kumar et al. (KUMAR et al., 2011) concluíram que o gargalo do controle *onboard* é a falta de precisão dos modelos de baixa dimensão.

A massa de ar que entra nos cilindros é função da frequência dos pulsos de pressão produzidos pelo movimento alternativo dos pistões e das válvulas de admissão (HANRIOT; HUEBNER; COUTINHO, 2006). A reflexão da onda de pressão pode acontecer em extremos livres, caixas ressonantes e junções. No caso de motores multicilíndricos, essas ondas podem ser influenciadas pelos pulsos de pressão produzidos por outros cilindros que não estão na fase de admissão. Essas influências podem ser maléficas no ponto de vista da eficiência volumétrica, se ela criar condições de fluxos reversos nas válvulas acarretando uma diminuição considerável da massa admitida. Hanriot (HANRIOT; HUEBNER; COUTINHO, 2006) conclui que a posição da junção afeta a curva de vazão mássica que atravessa as portas das válvulas. Os resultados por ele obtidos conduzem a afirmar que a junção mais próxima das válvulas permite gerar maiores valores de vazão mássica média.

Em motores de combustão interna comuns, o comando de válvulas de admissão e escape é normalmente fixo. O tempo de abertura e duração é selecionado para atingir um desempenho ótimo em um ponto único bem definido (corresponde a uma rotação e carga específica do motor). Tradicionalmente, comando de válvulas são projetados para otimizar a operação com o motor em alta rotação, e acelerador completamente aberto (motores SI). O controle variável de válvulas podem melhorar a curva de torque, a curva de potência de frenagem, ou a curva de potência indicada de um projeto específico de um motor. O comando de válvulas variável pode também ser usado para reduzir o consumo de combustível e reduzir em pequena quantidade as emissões. Nos motores diesel, a aplicação mais promissora é o controle do cruzamento das válvulas em motores turbo-alimentados. Devido às dificuldades associadas com a obtenção de um mecanismo de tempo variável da válvula, com custo aceitável, durabilidade e confiabilidade, poucos motores automotivos em produção já foram equipados com válvulas de tempo variável. No entanto, devido aos desenvolvimentos tecnológicos recentes associados ao eletromagnetismo, controle hidráulico de válvula e microprocessadores, permite-se deslumbrar a viabilização da utilização de VVT em um futuro próximo. Além disso, o comando de válvulas variáveis deve ser levado em conta na estratégia de reduzir o consumo e emissões em baixa rotação. O comando de válvulas variável permite a otimização dos eventos de válvulas para cada condição de operação, sem qualquer compromisso (SHER; BAR-KOHANY, 2002).

No trabalho de Verhelst et al. (2010) são mostrados resultados experimentais para rotações médias e altas em um motor SI operando com gasolina e hidrogênio com o acelerador completamente aberto. Observa-se na Figura 12 a 2500 rpm e um avanço de 28° em relação a referência, a existência clara de um ponto de máximo no torque, o que

pode ser explicado pela elevada pressão no cilindro, fazendo com que altas temperaturas sejam obtidas, levando ocorrendo à formação de NO_x , que só podem ser evitados através da diluição da mistura, conseqüente diminuição do torque. Este experimento mostra claramente que não se consegue melhorar completamente os dois parâmetros ao mesmo tempo. Comando de válvulas variáveis refere-se tanto ao tempo de abertura e duração da abertura. Em motores de combustão interna comuns, o comando de válvulas de admissão e escape é fixo.

Para uma maior eficiência do motor, a abertura e duração de abertura da válvula deve ser otimizada, considerando a eficiência volumétrica, fração residual, bem como pela observação de refluxos nos canais de admissão e exaustão. Além disso, os perfis de elevação da válvula também podem ser otimizado (KESGIN, 2005). Para um melhor desempenho do motor em funcionamento transiente, as perdas de energia nos sistemas de admissão e de escape, incluindo as válvulas de um motor, devem ser mantidas em um valor mínimo. Como um parâmetro importante do projeto, comando de válvulas tem sido estudado intensivamente. O comando de válvulas deve ser projetado para otimizar o desempenho do motor na faixa de operação do motor. Especialmente, o tempo de válvula variável diminui os problemas de sobreposição de válvula e é usado para reduzir o consumo de combustível, bem como as emissões de gases de escape. Isto pode ser conseguido através da otimização das taxas de transferência de calor e as perdas de pressão, em particular no sistema de escape, uma vez que temperaturas mais elevadas e fenômenos de fluxo de gás ocorrem no sistema de escape. As perdas de energia e instabilidades de fluxo em um sistema de dutos estão presentes particularmente nas junções do tubo (KESGIN, 2005).

Souza (SOUZA, 2010) mostra que é possível aperfeiçoar o coletor de admissão em uma rotação específica utilizando ferramentas computacionais. Esse autor conseguiu um aumento de 6% na eficiência volumétrica a 3500 rpm, o que permitiu o motor fornecer uma potência indicada 4,93 hp a mais na mesma rotação utilizando o coletor quadriball por ele mesmo desenvolvido.

Aumento da eficiência volumétrica pode também ser alcançado através da utilização um ressonador. Rodriguez e Valle (RODRIGUEZ; VALLE, 2006) provam através do resultado da Figura 13 que para obter o maior rendimento volumétrico deve-se colocar o ressonador mais próximo da porta da válvula (posição RI) e a frequência do ressonador deve ser igual a frequência do coletor (40 Hz). Os autores também afirmam que é possível construir um ressonador eletrônico que permita variar o seu volume em função da frequência de rotação do motor, obtendo-se desta forma uma melhoria do rendimento volumétrico do motor em toda a sua faixa de rotação.

O alongamento dos tubos de escape oferece um potencial de melhoria da eficiência do motor. Alongamento dos tubos a partir de 62 milímetros até 1,5 m, traz um aumento de eficiência de 0,38%. No entanto, o alongamento dos tubos de escape tem algumas des-

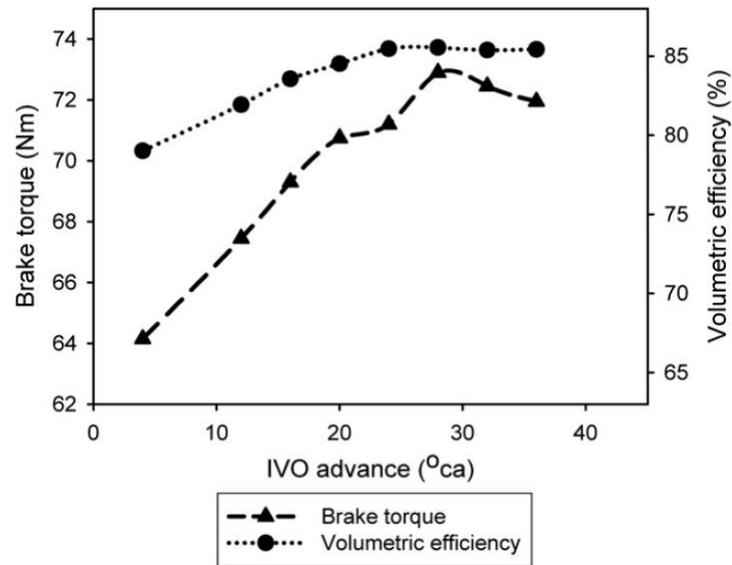


Figura 12: Variação do torque e da eficiência volumétrica em função da mudança do avanço da abertura da válvula de admissão (VERHELST et al., 2010).

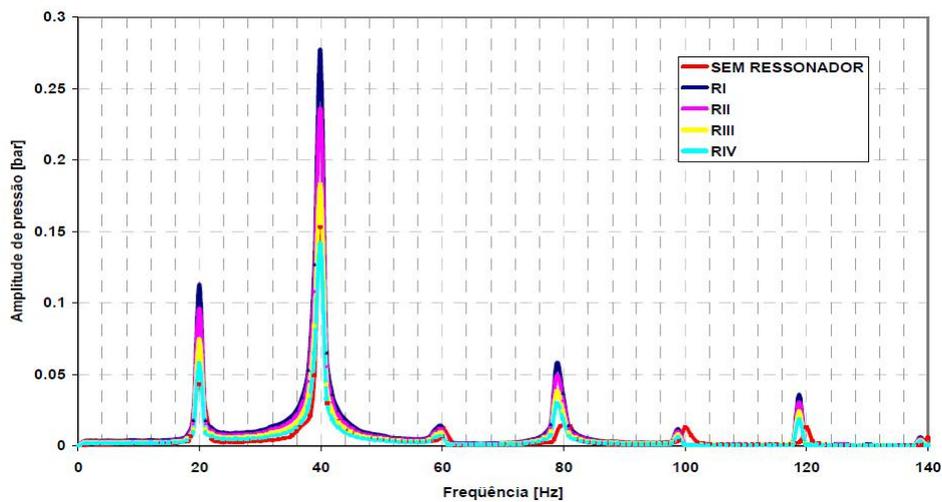


Figura 13: Amplitude de pressão versus frequência para os casos estudados por Rodriguez e Valle (2006).

vantagens, como o aumento do tamanho do motor e, assim, a complexidade de construção, que são um compromisso entre a eficiência do motor e do tamanho do motor (KESGIN, 2005).

2 Modelos Matemáticos para os Processos que Ocorrem nos Dutos

Processos de trocas gasosas em motores alternativos exercem uma grande influência em alguns fatores básicos como por exemplo: potência de saída, consumo específico e emissão de gases poluentes (TAKIZAWA et al., 1984). Um bom entendimento destes processos é fundamental para melhorar as características de um motor, e as técnicas CFD (*Computational Fluid Dynamics*) são capazes de reproduzir informações detalhadas a respeito deste escoamento. Entretanto, simulações numéricas tridimensionais completas de motores utilizando CFD ocorrem raramente. Os principais empecilhos destas simulações está na complexidade geométrica do movimento do pistão e das válvulas, além das diversas interações termo-fluidos presentes no cilindro (KASPER, 2003). Na realidade, os programas computacionais baseados em modelos mais elaborados para a solução do escoamento dentro dos elementos do motor, são limitados para uma análise completa da máquina, pela capacidade computacional existente e/ou por consumirem muito tempo de processamento (MONTEIRO, 1999).

Em contrapartida, modelos de escoamento de gás unidimensionais transitórios têm sido amplamente utilizados para reproduzir o comportamento do motor, pois eles mostram um equilíbrio entre precisão e tempo de cálculo. Por esta razão, são ferramentas populares na indústria e vários centros de pesquisa. Para mostrar resultados, estes modelos devem calcular o fluxo dinâmico do gás através dos diferentes componentes do coletor de admissão e exaustão do motor. Torregrosa et al. (2011), mostram que os testes em escoamento simples e escoamento com impulso provam que o modelo unidimensional transitório é satisfatório em descrever os processos em coletores de admissão.

Conforme o trabalho de Mahrous et al. (2009), o modelo 1D pode ser utilizado também para prever o comportamento de um motor trabalhando em modo HCCI (*Homogeneous Charge Compression Ignition*). Hanriot, Huebner e Coutinho (2006) concluíram que o modelo numérico foi capaz de reproduzir as curvas de vazão mássica e pressão ao longo da faixa de rotação estudada, indicando que informações adicionais poderão ser obtidas e analisadas, como os resultados numéricos de vazão mássica instantânea e a curva do número de Mach.

Foram desenvolvidos três tipos de modelos para cálculos detalhados do processo de admissão e exaustão: modelos quase-estáticos, *filling and emptying models* e modelos dinâmicos de gases.

No modelo quase-estático, o sistema de admissão é considerado com uma série de

componentes interconectados, no qual cada equipamento tem uma restrição significativa. A restrição do fluxo de cada um desses componentes é definida pela geometria e pelo coeficiente de descarga, normalmente determinado empiricamente em condições de regime estacionário. A vazão de gás em cada um dos componentes é computada usando equações governantes do escoamento em regime permanente e unidimensional. Esses componentes são conectados pela vazão de gás passando através deles e provoca quedas de pressão, sendo negligenciada a massa acumulada neles. Este método não serve para prever a evolução da eficiência volumétrica com a rotação, pois diversos fenômenos que governam esta variação são omitidos nesta aproximação.

Filling and emptying models, o sistema (ou seções do sistema) é representado por volumes finitos onde a massa de gás pode aumentar ou diminuir com o tempo. Cada volume é tratado como um volume de controle que contém gás em um estado uniforme. As equações de conservação de massa e energia conectam-se com informações de vazão mássica entrando e saindo de cada volume. Comparações entre os resultados experimentais e deste modelo mostram que os resultados são adequados na predição da pressão em casos onde o duto é curto, mas não representam bem o fenômeno quando se têm dutos longos.

Modelos dinâmicos de gases determinam o maior número de variáveis de projeto em diversas condições de regime. Essas variáveis incluem: o comprimento do duto, a área da seção transversal, o volume e a localização das bifurcações, o número de cilindros e suas dimensões, configurações de válvulas e porta de válvulas, duração e deslocamento das válvulas. Acoplamento da natureza pulsante do fluxo entrando e saindo de cada cilindro, esses detalhes criam um efeito dinâmico significativo no fluxo de admissão e exaustão, o qual requer uma aproximação com um modelo mais completo. Devido a estes motivos, este modelo foi utilizado neste trabalho com o objetivo de prever a variação da eficiência volumétrica.

Para a dedução das equações governantes do escoamento nos dutos são feitas as seguintes considerações:

- O fluido é compressível, já que são encontradas velocidades do gás no interior do duto superiores a 30% da velocidade do som;
- O escoamento é tratado como sendo unidimensional, não-estacionário;
- A área transversal dos dutos pode variar em função da coordenada espacial;
- A fim de calcular condições de operação realistas, é necessário considerar o atrito e a transferência de calor entre o escoamento do gás e as paredes do coletor (PAYRI et al., 2004);
- A variação da constante particular do gás e dos calores específicos do gás que escoam nos dutos pode ser desprezada.

A Figura 14 mostra o volume de controle diferencial do duto utilizado para demonstrar a dedução das equações de conservação de massa, quantidade de movimento linear na direção z e energia (VELÁSQUEZ, 1993).

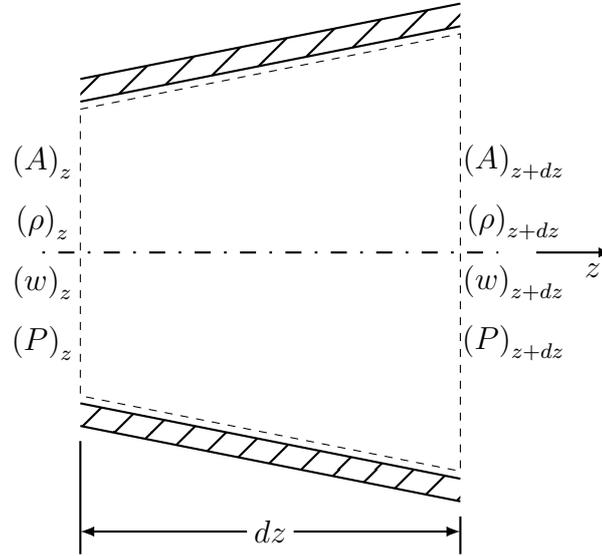


Figura 14: Volume de controle diferencial do duto.

A equação da conservação da massa estabelece que a taxa de acumulação de massa no volume de controle é igual ao fluxo líquido de massa que atravessa a superfície de controle.

$$\frac{\partial(\rho A dz)}{\partial t} = (\rho A w)_z - (\rho A w)_{z+dz} \quad (2.1)$$

Utilizando a expansão em série de Taylor e desprezando-se os termos de ordem igual e superior a dois, tem-se:

$$(\rho A w)_{z+dz} = (\rho A w)_z + \frac{\partial \rho A w}{\partial z} dz \quad (2.2)$$

Substituindo a expansão em série de Taylor na Equação 2.1 obtém-se:

$$\frac{\partial \rho A}{\partial t} dz = -\frac{\partial \rho A w}{\partial z} dz \quad (2.3)$$

Simplificando dz e aplicando a regra da cadeia as derivadas, resultando em:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = -\frac{\rho w}{A} \frac{dA}{dz} \quad (2.4)$$

A taxa de variação da quantidade de movimento linear dentro do volume de controle é igual à força resultante f que atua sobre a superfície de controle, somado ao

fluxo líquido de quantidade de movimento linear que atravessa a fronteira do volume de controle (VELÁSQUEZ, 1993).

$$\frac{\partial(\rho Aw dz)}{\partial t} = f + (\rho Aw^2)_z - (\rho Aw^2)_{z+dz} \quad (2.5)$$

Expandindo em série de Taylor e desprezando-se os termos de ordem igual e superior a dois, obtém-se:

$$(\rho Aw^2)_{z+dz} = (\rho Aw^2)_z + \frac{\partial \rho Aw^2}{\partial z} dz \quad (2.6)$$

As forças que atuam no volume de controle podem ser visualizadas na Figura 15. Levando-se em conta que a tensão cisalhante na parede (τ_w) e a pressão (P) atuam na área correspondente à superfície lateral do duto (A_w), e que a componente radial destas forças é compensada por simetria, pode-se escrever:

$$f = (PA)_z + PA_w \sin \alpha - (PA)_{z+dz} - \frac{|w|}{w} \tau_w A_w \cos \alpha. \quad (2.7)$$

sendo o fator $|w|/w$ introduzido para indicar que a força de cisalhamento ($\tau_w A_w$) direciona-se no sentido oposto à velocidade do fluido.

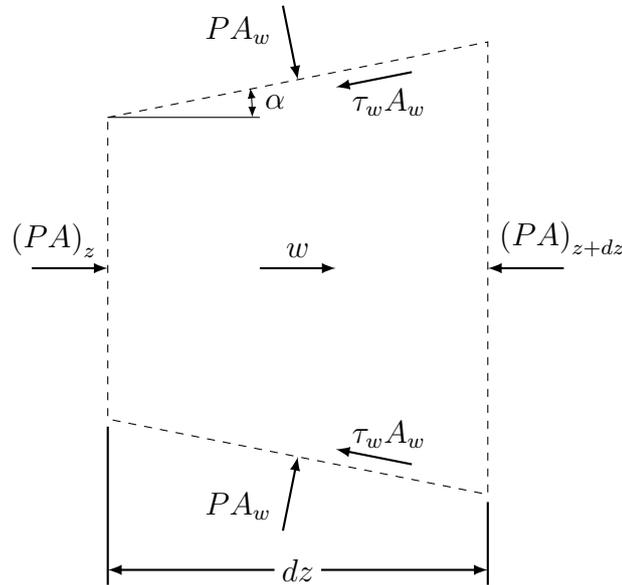


Figura 15: Forças que atuam na superfície de controle.

A expressão $(A_w \sin \alpha)$ representa a projeção da área lateral A_w no plano perpendicular ao eixo do duto, a qual é igual à diferença das áreas transversais nas posições $z + dz$ e z . Dessa forma resulta

$$A_w \sin \alpha = \frac{dA}{dz} dz \quad (2.8)$$

Substituindo-se esta equação na expressão anterior e levando-se em conta a relação $A_w = (\pi D_d dz) / \cos \alpha$, onde D_d é o diâmetro do duto, resulta em

$$f = -A \frac{\partial P}{\partial z} dz - \frac{|w|}{w} \tau_w \pi D_d dz. \quad (2.9)$$

Utilizando essa última expressão na equação de quantidade de movimento, tem-se

$$\frac{\partial (\rho A w dz)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho A w^2)}{\partial z} dz + A \frac{\partial P}{\partial z} dz + \frac{|w|}{w} \tau_w \pi D_d dz = 0. \quad (2.10)$$

Utilizando a regra da cadeia para expandir as derivadas, chega-se a:

$$\frac{\partial (\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w^2 + P) = -\frac{\rho w^2}{A} \frac{dA}{dz} - \rho F, \quad (2.11)$$

sendo

$$F = f_{atr} \frac{4}{D_d} \frac{|w|}{w} \frac{w^2}{2}. \quad (2.12)$$

sendo f_{atr} é o fator de atrito de Fanning, definido da seguinte forma (INCROPERA; WITT, 2003):

$$f_{atr} \equiv \frac{\tau_w}{\rho \frac{w^2}{2}}. \quad (2.13)$$

Lembrando que esse fator de atrito não é igual ao coeficiente de atrito (ou fator de atrito de Moody ou de Darcy). O fator de atrito de Fanning é calculado através da expressão de Haaland (FOX; PRITCHARD; MCDONALD, 2010).

$$f_{atr} = -\frac{0,25}{1,8 \log \left[\left(\frac{\epsilon/D}{3,7} \right)^{1,11} + \frac{6,9}{Re} \right]} \quad (2.14)$$

sendo ϵ/D é a rugosidade relativa e Re é o número de Reynolds. O número de Reynolds é calculada pela seguinte expressão:

$$Re = \frac{\rho w D_d}{\mu} \quad (2.15)$$

sendo μ a viscosidade dinâmica, e é obtida através da equação de Sutherland (FOX; PRITCHARD; MCDONALD, 2010).

$$\mu = \frac{1,458 \times 10^{-6} T^{1,5}}{110,4 + T} \quad (2.16)$$

A temperatura na expressão anterior deve estar em Kelvin. A Primeira Lei da Termodinâmica estabelece que a taxa de variação da energia dentro do volume de controle é igual à taxa de transferência de calor para dentro do mesmo, descontada a taxa de produção de trabalho pela superfície de controle e somada ao fluxo líquido de energia que atravessa a fronteira. Em forma matemática, tem-se

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\delta Q}{\partial t} - \frac{\delta W}{\partial t} + \sum \dot{m}_e h_e - \sum \dot{m}_s h_s \quad (2.17)$$

A energia contida no fluido é a soma das energias interna e cinética, o termo de energia potencial é desprezado, já que a variação de altura é pequena ou mesmo nula. Assim, pode-se escrever

$$E = \rho A dz \left(u + \frac{w^2}{2} \right) \quad (2.18)$$

A taxa de transferência de calor pode ser reescrita utilizando o termo de taxa de transferência de calor por unidade de massa (\dot{q}), ou seja,

$$\frac{\delta Q}{\partial t} = \dot{q} \rho A dz \quad (2.19)$$

As entalpias de entrada e de saída do volume de controle são iguais à energia do fluido (interna + cinética), mais o trabalho de escoamento.

$$h_e = \left(u + \frac{w^2}{2} + \frac{P}{\rho} \right)_z \quad (2.20)$$

$$h_s = \left(u + \frac{w^2}{2} + \frac{P}{\rho} \right)_z + \frac{\partial}{\partial z} \left(u + \frac{w^2}{2} + \frac{P}{\rho} \right) dz \quad (2.21)$$

A vazão mássica de entrada no volume de controle pode ser escrita como:

$$\dot{m}_e = (\rho w A)_z \quad (2.22)$$

A vazão mássica de saída do volume de controle pode ser escritas de forma análoga. E pode ser relacionada com a vazão mássica em z utilizando a série de Taylor truncada no termo de primeira ordem.

$$\dot{m}_s = (\rho w A)_{z+dz} = (\rho w A)_z + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w A) dz \quad (2.23)$$

Substituindo as últimas seis equações apresentadas no balanço de energia e considerando que não haja transferência de energia por trabalho, resulta na expressão:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho A dz \left(u + \frac{w^2}{2} \right) \right] = \dot{q} \rho A dz - \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho w A \left(u + \frac{w^2}{2} + \frac{P}{\rho} \right) \right] dz \quad (2.24)$$

A energia interna de gás perfeito depende somente da temperatura e, então, pode ser escrita como sendo

$$c_V = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_V = \frac{du}{dT} \quad (2.25)$$

O calor específico a volume constante para um gás perfeito pode ser escrito como

$$c_V = \frac{R}{k-1} \quad (2.26)$$

A razão de calores específicos (c_P/c_V), (k), é considerado constante. Integrando-se a equação 2.25 e utilizando a equação 2.26 tem-se que a energia interna é uma função linear da temperatura

$$u - u_{ref} = \frac{R}{k-1} (T - T_{ref}) \quad (2.27)$$

Portanto, o termo de variação temporal da energia interna pode ser reescrito em termos de pressão, utilizando-se a equação do estado

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho R T}{k-1} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{k-1} \right) \quad (2.28)$$

Utilizando-se a mesma linha de raciocínio para se chegar na expressão da variação temporal da energia interna em função da taxa de variação da pressão, resulta (VELÁSQUEZ, 1993)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[w \left(\frac{kP}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) \right] = \rho \dot{q} A - w \left(\frac{kP}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) \frac{dA}{dz} \quad (2.29)$$

Portanto, o sistema de equações governantes resultante é

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = -\frac{\rho w}{A} \frac{dA}{dz} \\ \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w^2 + P) = -\frac{\rho w^2}{A} \frac{dA}{dz} - \rho F \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[w \left(\frac{kP}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) \right] = -w \left(\frac{kP}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) \frac{dA}{dz} + \rho \dot{q} \end{array} \right. \quad (2.30)$$

O sistema pode ser escrito na seguinte forma:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial z} = f \quad (2.31)$$

Sendo que U , F e f são as vetores.

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho w \\ \frac{P}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho w^2 + P \\ w \left(\frac{kP}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) \end{bmatrix}$$

$$f = \begin{bmatrix} -\frac{\rho w}{A} \frac{dA}{dz} \\ -\frac{\rho w^2}{2} \frac{dA}{dz} - \rho F \\ -w \left(\frac{kP}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) \frac{dA}{dz} + \rho \dot{q} \end{bmatrix}$$

Considerando que o produto, ρw exprime a quantidade de movimento linear representado pela letra m , e ϵ como sendo a energia total dividida pelo volume, pode-se reescrever U e F :

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ m \\ \epsilon \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} m \\ \frac{(3-k)m^2}{2\rho} + (k-1)\epsilon \\ \frac{m}{\rho} \left[k\epsilon - (k-1) \frac{m^2}{2\rho} \right] \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

Esse sistema pode ser reescrito em forma alternativa.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + A \frac{\partial U}{\partial z} = f \quad (2.33)$$

sendo A a matriz jacobiana dada por $A = \partial F / \partial U$. Calculando esta matriz tem-se:

$$A = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -(3-k) \frac{m^2}{2\rho^2} & (3-k) \frac{m}{\rho} & (k-1) \\ -\frac{m}{\rho^2} \left[k\epsilon - (k-1) \frac{m^2}{\rho} \right] & \frac{k\epsilon}{\rho} - 3(k-1) \frac{m^2}{2\rho^2} & \frac{km}{\rho} \end{bmatrix} \quad (2.34)$$

O sistema formado pelas equações de balanço de massa, quantidade de movimento e energia é de primeira ordem e não-linear. Sistemas desse tipo são classificados em: parabólicos, hiperbólicos e elípticos. Essa classificação vem sendo empregada na literatura e indica quais métodos poderão ser utilizados para resolvê-lo. Para descobrir o tipo de sistema devem-se calcular os autovalores da matriz que multiplica a derivada espacial de mais alta ordem do sistema. Para encontrar os autovalores, utiliza-se o que se chama de equação característica.

$$\det(A - \lambda I) = 0 \quad (2.35)$$

sendo I a matriz identidade.

$$\det(A - \lambda I) = \begin{bmatrix} 0 - \lambda & 1 & 0 \\ -(3-k) \frac{m^2}{2\rho^2} & (3-k) \frac{m}{\rho} - \lambda & (k-1) \\ -\frac{m}{\rho^2} \left[k\epsilon - (k-1) \frac{m^2}{\rho} \right] & \frac{k\epsilon}{\rho} - 3(k-1) \frac{m^2}{2\rho^2} & \frac{km}{\rho} - \lambda \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

Portanto, encontram-se os seguintes autovalores

$$\lambda_1 = w \quad (2.37)$$

$$\lambda_2 = w + c \quad (2.38)$$

$$\lambda_3 = w - c \quad (2.39)$$

Isto é, três raízes reais e diferentes para a equação característica, o que caracteriza este sistema como hiperbólico.

Pode-se fazer uma mudança de base de $U = [\rho, m, \epsilon]$ para uma nova base $V = [\rho, w, P]$. Com isso a matriz A deve ser recalculada para a nova base.

$$\bar{A} = MAM^{-1} \quad (2.40)$$

sendo:

$$M = \begin{bmatrix} \frac{\partial U}{\partial \rho} & \frac{\partial U}{\partial w} & \frac{\partial U}{\partial P} \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

Resolvendo este sistema chega-se a:

$$\bar{A} = \begin{bmatrix} w & \rho & 0 \\ 0 & w & \rho \\ 0 & \rho c^2 & w \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

E o termo fonte na nova base resta igual a:

$$\bar{f} = \begin{bmatrix} -\frac{\rho w}{A} \frac{dA}{dz} \\ -F \\ \rho(k-1)(\dot{q} + wF) - \rho c^2 \frac{w}{A} \frac{dA}{dz} \end{bmatrix}$$

2.1 Métodos de Solução

Esquemas progressivos (*forward*) de Euler no tempo e diferenças centrais no espaço são adequados para resolver problemas parabólicos (difusão pura). Quando se resolve problemas convectivos dominantes, como no caso das leis de conservação hiperbólicas, o tipo do esquema aplicado ao termo convectivo se torna bastante sensível a estabilidade e a precisão (KADALBAJOO; KUMAR, 2006). Os projetos de esquemas numéricos de precisão de alta ordem para as leis de conservação hiperbólicas devem superar três grandes dificuldades (DARU; TENAUD, 2004):

1. garantir a propriedade de conservação;
2. preservar a precisão de alta ordem no tempo e no espaço;
3. controlar a geração de oscilações espúrias na vizinhança de descontinuidades.

A análise de técnicas numéricas iniciou em 1928 com o trabalho de Courant, Friedrich e Lewy. Foi devido a este trabalho que, hoje, analisa-se a relação entre a malha espacial e temporal através do número de CFL, como será visto no tópico 2.4 desta tese. Peter Lax (1954) desenvolveu a técnica de primeira ordem, hoje em dia, chamada de método de Lax-Friedrich. Este método é baseado nos esquemas CDS (*Central Differences*

Schemes). Expandindo em série de Taylor o vetor U , para encontrar a solução em $t + \Delta t$, tem-se:

$$U(z, t + \Delta t) = U(z, t) + \Delta t \frac{\partial U}{\partial t} + \dots \quad (2.43)$$

Despreza-se os termos de ordem igual e superior a dois. Da expressão 2.33 tem-se que:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial z} + f \quad (2.44)$$

Discretizando espacialmente em diferenças finitas centrais, considerando um esquema explícito e aplicando a discretização progressiva de Euler tem-se:

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \frac{\Delta t}{2\Delta z} (F_{i+1}^n - F_{i-1}^n) + \Delta t f_i^n \quad (2.45)$$

Neste caso o termo U_i^n é escrito como a média dos nós vizinhos, assim a equação anterior resta como:

$$U_i^{n+1} = \frac{U_{i+1}^n + U_{i-1}^n}{2} - \frac{\Delta t}{2\Delta z} (F_{i+1}^n - F_{i-1}^n) + \Delta t f_i^n \quad (2.46)$$

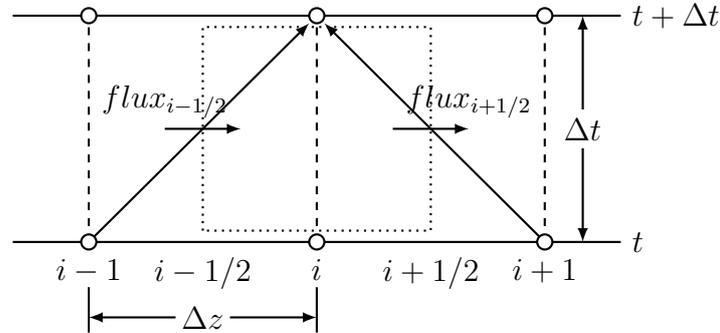


Figura 16: Esquema de Lax-Friedrich.

Normalmente escrevem-se os esquemas na forma de volumes finitos:

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta z} (flux_{i+1} - flux_{i-1}) + \text{termofonte} \quad (2.47)$$

Este método pode ser comparado com método dos volumes finitos e pode-se determinar os fluxos nas faces dos volumes, conforme pode ser visto na Figura 2.1. Assim tem-se que o fluxo da direita e esquerda são iguais a:

$$flux_{i+1/2}^{LF} = \frac{F_{i+1}^n + F_i^n}{2} - \frac{\Delta z}{2\Delta t} (U_{i+1}^n - U_i^n) \quad (2.48)$$

$$flux_{i-1/2}^{LF} = \frac{F_i^n + F_{i-1}^n}{2} - \frac{\Delta z}{2\Delta t} (U_{i-1}^n - U_i^n) \quad (2.49)$$

Godunov, em 1959, utilizou a solução do problema de Riemann em esquema *upwind* resolvendo nas faces de cada volume. O esquema de primeira ordem satisfaz a condição de entropia. No caso dos métodos lineares de segunda ou maior ordem produzem oscilações espúrias perto de gradientes elevados, essa afirmação é conhecida como teorema de Godunov (TORO, 2000). Lax e Wendroff em 1960 criaram o método de Lax-Wendroff (LW1S) de um passo. Um esquema CDS de segunda ordem no tempo e no espaço. Partindo da expansão em série de Taylor no tempo até a segunda ordem para o vetor solução U , tem-se:

$$U_i^{n+1} = U_i^n + \Delta t \frac{\partial U}{\partial t} + \Delta t^2 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (2.50)$$

Avaliando a derivadas parciais em relação ao tempo, tem-se:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = f - A \frac{\partial U}{\partial z} \quad (2.51)$$

Derivando a equação anterior em relação a t , tem-se:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \frac{\partial f}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left[A \left(f - \frac{\partial F}{\partial z} \right) \right] \quad (2.52)$$

Normalmente estes esquemas foram gerados para solucionar problemas sem tensão viscosa e sem transferência de calor (caso isentrópico). Ou seja, o termo f é nulo. Verificou-se que na literatura (POLONI; WINTERBONE; NICHOLS, 1987) (PEARSON; WINTERBONE, 1997) (PAYRI et al., 2004) que quando se considerou esse termo foram desprezados os $\partial(Af)/\partial z$ e $\partial f/\partial t$. Assim, tem-se:

$$U_i^{n+1} = U_i^n + \Delta t \frac{\partial U}{\partial t} + \Delta t^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial F}{\partial z} \right) \quad (2.53)$$

Discretizando em CDS (*Central Difference Scheme*), tem-se:

$$U_i^{n+1} = U_i^n + \frac{\Delta t}{2\Delta z} (F_{i+1}^n - F_{i-1}^n) + \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta t}{\Delta z} \right)^2 \left[(A_{i+1}^n + A_i^n) (F_{i+1}^n - F_i^n) - (A_i^n + A_{i-1}^n) (F_i^n - F_{i-1}^n) \right] + \Delta t f_i^n \quad (2.54)$$

Escrevendo em termos de fluxo numérico:

$$flux_{i+1/2}^{LW1S} = \frac{F_{i+1}^n + F_i^n}{2} - \frac{1}{4} \frac{\Delta t}{\Delta z} (A_{i+1}^n + A_i^n) (F_{i+1}^n - F_i^n) \quad (2.55)$$

$$flux_{i-1/2}^{LW1S} = \frac{F_i^n + F_{i-1}^n}{2} - \frac{1}{4} \frac{\Delta t}{\Delta z} (A_i^n + A_{i-1}^n) (F_i^n - F_{i-1}^n) \quad (2.56)$$

Um problema do método de Lax-Wendroff de um passo é a avaliação da matriz jacobiana, que naturalmente aumenta o tempo computacional. Para contornar esse problema, em 1967, Richtmyer e Morton criaram o método de Lax-Wendroff de dois passos (LW2S) ou também conhecido com método de Richtmyer. No primeiro passo é utilizado o método de Lax-Friedrich com o intuito de avaliar as propriedades nas faces dos volumes, utilizando a metade do passo no tempo. No segundo passo é utilizado o esquema *leapfrog* que reconduz à precisão de segunda ordem. Esse método também faz parte dos métodos CDS.

$$U_{i+1/2}^{n+1/2} = \frac{U_{i+1}^n + U_i^n}{2} - \frac{\Delta t}{2\Delta z} (F_{i+1}^n - F_i^n) + \frac{\Delta t}{4} (f_{i+1}^n + f_i^n) \quad (2.57)$$

$$U_{i-1/2}^{n+1/2} = \frac{U_i^n + U_{i-1}^n}{2} - \frac{\Delta t}{2\Delta z} (F_i^n - F_{i-1}^n) + \frac{\Delta t}{4} (f_i^n + f_{i-1}^n) \quad (2.58)$$

No segundo passo é utilizado o esquema *Leapfrog*:

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta z} (F_{i+1/2}^{n+1/2} - F_{i-1/2}^{n+1/2}) + \frac{\Delta t}{2} (f_{i+1/2}^{n+1/2} + f_{i-1/2}^{n+1/2}) \quad (2.59)$$

Analisando pelos fluxos numéricos:

$$flux_{i+1/2}^{LW2S} = F_{i+1/2}^{n+1/2} \quad (2.60)$$

$$flux_{i-1/2}^{LW2S} = F_{i-1/2}^{n+1/2} \quad (2.61)$$

O esquema pode ser visualiado na Figura 2.1.

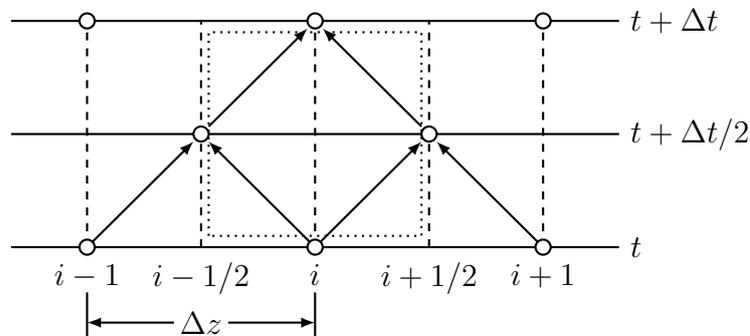


Figura 17: Esquema de Lax-Wendroff de dois passos.

MacCormack, em 1969, apresentou também um método baseado em diferenças finitas em dois passos. O primeiro passo é uma predição do resultado no ponto nodal

(*predictor step*) no qual utiliza informações do lado direito no tempo anterior. O segundo passo é o *corrector step* que corrige utilizando dados do lado esquerdo no tempo passado e no tempo *predictor*. Por fim, é aplicado o *updating step* que nada mais é que a média dos dois passos anteriores. Esse método também tem precisão de segunda ordem.

Predictor step

$$\bar{U}_i = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta z} (F_{i+1}^n - F_i^n) + \Delta t f_i^n \quad (2.62)$$

Corrector step

$$\bar{\bar{U}}_i = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta z} (\bar{F}_i^n - \bar{F}_{i-1}^n) + \Delta t f_i^n \quad (2.63)$$

Updating step

$$U_i^{n+1} = \frac{1}{2} (\bar{U}_i + \bar{\bar{U}}_i) \quad (2.64)$$

Portanto, os fluxos numéricos restam iguais a:

$$flux_{i+1/2}^{MC} = \frac{F_{i+1}^n + \bar{F}_i}{2} \quad (2.65)$$

$$flux_{i-1/2}^{MC} = \frac{F_i^n + \bar{F}_{i-1}}{2} \quad (2.66)$$

O esquema pode ser visualiado na Figura 2.1.

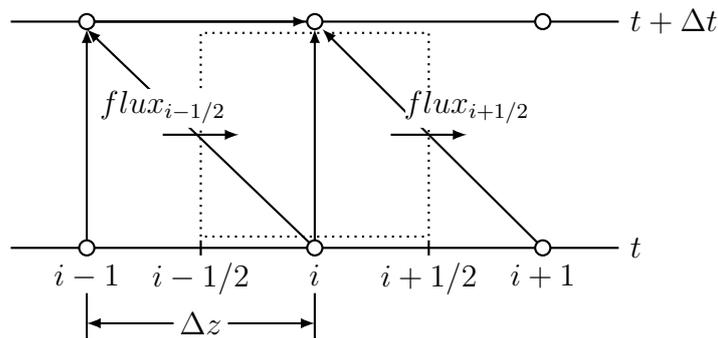


Figura 18: Esquema de MacCormack.

A literatura mostra que métodos CDS de segunda ordem ou superior, com coeficientes constantes apresentam oscilações espúrias perto de descontinuidades, como ondas de choque e superfícies de contato (PAYRI; BENALES; REYES, 1996). A velocidade de propagação da onda é uma função da frequência (componentes de alta frequência viajam mais lentamente do que os componentes de baixa frequência), e esta por sua

vez, produz oscilações espúrias nas variáveis que definem o escoamento no entorno de descontinuidades (que contem uma contribuição significativa de componentes de alta frequência, o eventual efeito de tais oscilações no espectro de frequência torna-se bastante imprevisível) (BROATCH et al., 2007).

Roe afirma que no início do desenvolvimento de esquemas de "captura de choque", duvidou que descontinuidades pudessem ser adequadamente representadas pela forma diferencial das equações governantes devido à existência de gradientes infinitos nos dados iniciais. Esta dificuldade filosófica foi superada, considerando equações integrais através de um volume de controle. Se a forma integral das equações das leis de conservação é considerado, em seguida, massa, momento e energia são explicitamente conservadas em todo o volume de controle, independentemente da presença de descontinuidades (PAYRI; BENAJES; REYES, 1996).

Para resolver esse problema, Neumann e Richtmyer, em 1950, propuseram a adição explicitamente de termos difusivos nas equações governantes. Esses termos foram chamados de viscosidade artificial, e eles contêm constantes arbitrárias que o usuário pode escolher de acordo com um problema específico que se deseja resolver (TORO, 2000). Esses termos têm por objetivo controlar as instabilidades não lineares que surgem na simulação do escoamento (SILVA; AZEVEDO, 2010).

Esquemas em diferenças finitas não lineares têm sido concebidos para lidar com os fluxo com descontinuidades (PAYRI; BENAJES; REYES, 1996). Boris e Book (1973) criaram o método FCT (*Flux Corrected Transport*), com o objetivo de evitar a geração de oscilações numéricas em vez de amortecê-los depois de terem sido gerados. Estas técnicas usam limitadores não lineares e foi a origem dos esquemas de alta ordem. Este método compreende dois estágios. O primeiro estágio amortece a solução o suficiente para eliminar toda oscilação. O segundo estágio remove o amortecimento artificial, com auxílio de uma correção não-linear, somente nas regiões onde as oscilações não ocorrem (MONTEIRO, 1999). No trabalho de Gascón e García (2003) determinaram-se os valores ótimos dos parâmetros que aparecem na definição das técnicas da FCT, a fim de satisfazer o TVD. Em 1981, Steger e Warming propuseram o método *flux vector splitting* que podem ser classificados como métodos *upwind*. Aplicado por Silva e Azevedo (2010).

Em 1983, Harten (HARTEN, 1983) introduziu o importante conceito do *total variation diminishing* (TVD), em que a variação da solução numérica é controlado de uma forma não-linear, de modo a proibirem o aparecimento de qualquer oscilação. Este conceito também foi usado por Sweby (1984) para apresentar uma família de métodos de fluxo limitado. Esquema de Roe cai na categoria de limitadores de fluxo, muito parecido com o FCT de Boris e Book, embora diferindo no respeito de ser essencialmente um procedimento de um passo em oposição aos dois passos do esquema FCT. A finalidade do fluxo limite/correção, é produzir um regime de alta resolução sem as oscilações espúrias

associadas aos clássicos esquemas de segunda ordem (SWEBY, 1984). Davis (1984) sugeriu a idéia de utilizar o conceito TVD no contexto dos métodos centrados (não-*upwind*).

Em essência, esta abordagem TVD centrada primeiro adiciona um termo de viscosidade artificial desconhecido a algum método centrado de alta ordem, tais como o método de Lax-Wendroff, da mesma maneira como na abordagem convencional de viscosidade artificial. Então, esse esquema é comparado com alguns esquemas TVD *upwind*, reescrito de forma a identificar o método centrado de alta ordem. A partir desta comparação, o termo viscosidade artificial desconhecido é determinado. O método centrado TVD resultante, para a equação de advecção linear, é idêntica à do regime TVD *upwind*, e a direção da propagação da onda ainda estão presentes.

Como visto anteriormente, deve-se acrescentar no segundo passo o seguinte termo difusivo nos esquemas de segunda ordem:

$$\left[\bar{G}^+ (r_i^+) + \bar{G}^- (r_{i+1}^-) \right] (U_{i+1}^n - U_i^n) - \left[\bar{G}^+ (r_{i-1}^+) + \bar{G}^- (r_i^-) \right] (U_i^n - U_{i-1}^n) \quad (2.67)$$

sendo G^\pm representa a viscosidade artificial, e o r^\pm representa a razão das taxas sucessivas do vetor solução, tem-se.

$$\bar{G}^\pm = 0,5C(\nu) \left[1 - \phi(r_i^\pm) \right] \quad (2.68)$$

Para o cálculo do $C(\nu)$:

$$C(\nu) = \begin{cases} \nu(1-\nu) & \nu \leq 0,5; \\ 0,25 & \nu > 0,5 \end{cases} \quad (2.69)$$

Para o cálculo da razão das taxas sucessivas do vetor solução, utilizam-se as seguintes equações:

$$\begin{aligned} r_{i-1}^+ &= \frac{[(U_{i-1}^n - U_{i-2}^n), (U_i^n - U_{i-1}^n)]}{[(U_i^n - U_{i-1}^n), (U_i^n - U_{i-1}^n)]} \\ r_i^- &= \frac{[(U_i^n - U_{i-1}^n), (U_{i+1}^n - U_i^n)]}{[(U_i^n - U_{i-1}^n), (U_i^n - U_{i-1}^n)]} \\ r_i^+ &= \frac{[(U_i^n - U_{i-1}^n), (U_{i+1}^n - U_i^n)]}{[(U_{i+1}^n - U_i^n), (U_{i+1}^n - U_i^n)]} \\ r_{i+1}^- &= \frac{[(U_{i+1}^n - U_i^n), (U_{i+2}^n - U_{i+1}^n)]}{[(U_{i+1}^n - U_i^n), (U_{i+1}^n - U_i^n)]} \end{aligned} \quad (2.70)$$

Toro (TORO, 2000) sugere calcular o r^\pm utilizando a energia total com sendo o U na equação anterior.

A variável $\phi(r)$ é o limitador do fluxo. Na literatura pode-se encontrar várias funções limitadoras, como as duas encontradas no trabalho de Pearson e Winterbone (1997):

$$\phi(r) = \begin{cases} \min(2r, 1); & r > 0 \\ 0; & r \leq 0 \end{cases} \quad (2.71)$$

Utilizado somente para CFL igual ou menor a 0,7 e

$$\phi(r) = \min(2|r|, r) \quad (2.72)$$

Assim, pode-se concluir que métodos em diferenças finitas são monotônicas e estáveis, mas sofrem dissipação numérica. Métodos de maior ordem (Lax-Wendroff, Warming-Beam e Quick) tem natureza menos dissipativa, mas são suscetíveis a instabilidades numéricas e apresentam oscilações espúrias em torno de descontinuidades. Além das instabilidades numéricas, princípios fundamentais da física podem ser violados (KADALBAJOO; KUMAR, 2006), como por exemplo, na predição de espécies de transporte na recirculação dos gases de escape (EGR) em motores, porque de outro modo os valores de concentração de espécies podem ser calculados abaixo de zero ou mais de 100% (PAYRI et al., 2004).

2.2 Comparação entre os métodos

Takizawa et al. (1984) concluíram que o método das características apresenta um erro de 7% na conservação da massa e o tempo computacional é praticamente o mesmo quando comparado com o método de Lax-Wendroff com viscosidade artificial constante. O método de Lax-Wendroff é mais rápido e tem menos efeitos de filtragem sobre os resultados do cálculo, pelo menos, para o cálculo não isotrópico considerado quando comparado com o método das características (PAYRI; DESANTES; TORREGROSA, 1995). Como indicado na introdução, os regimes de diferenças finitas são, como regra geral, mais rápidos do que o método das características e, além disso, eles são mais convenientes para os cálculos de ruído devido à falta de efeitos de filtragem na alta frequência.

Payri et al. (2004), concluíram que a principal desvantagem dos sistemas de alta ordem é o tempo computacional. Estes requerem quase o dobro do tempo necessário quando comparado um sistema de precisão de segunda ordem tradicional. Segundo este autor, a melhor opção é a utilização do limitador de fluxo TVD de Sweby, que é mais rápido que outros métodos e também apresenta alta precisão na conservação da massa e na reprodução dos perfis de pressão, tão necessárias na avaliação da eficiência volumétrica.

Broatch et al. (2007) investigaram a sensibilidade dos diferentes métodos para o espaçamento de malha, com a principal conclusão de que tanto o método de dois passos Lax-Wendroff e o método CE-SE não exibem uma influência importante do espaçamento de malha, e valores relativamente elevados podem ser utilizadas sem qualquer perda de informação. No entanto, o fato de o método de Lax-Wendroff (e, em geral, os esquemas simples) é consideravelmente mais rápido e sugerido como a melhor opção.

Esquemas mais recentes, como a família ENO (*Essentially Non-Oscillatory*)/WENO (*Weighted ENO*), são muito precisos em regiões suaves, mas mostram um comportamento difusivo na vizinhança de descontinuidades. Além disso, estes esquemas apresentam tempo de CPU elevados (DARU; TENAUD, 2004). Vários estudos têm mostrado que esquemas de segunda ordem fornecem resolução superior na predição da pressão comparado com técnicas de primeira ordem como o método das características (POLONI; WINTERBONE; NICHOLS, 1987). O FCT (*Flux Corrected Transport*) de Boris e Book tem performance satisfatória para alguns casos de motores, mas podem introduzir modificações espúrias no resultados do método LW2S para fluxos em coletores de motores de alta rotação. Este problema é largamente eliminado usando o esquema TVD simétrico de Davis. O erro na conservação de massa de 1% ou melhor pode ser encontrados usando o TVD de Davis, mas a técnica FCT pode fornecer erros em torno de 25% em alguns casos (PAYRI; BENAJES; REYES, 1996).

Onorati, Perotti e Rebay (1997) compararam FEM (*Finite Element Method*) com diferenças finitas e concluíram que o método dos elementos finitos apresentam acuracidade superior ao método baseado em diferenças finitas, mas apresenta um custo computacional maior. Na verdade, o menor esforço computacional de esquemas de diferenças finitas os torna adequados para os cálculos de longa duração, tais como aqueles envolvidos na modelagem de operação transiente. Qiu e Shu (QIU; SHU, 2005) aplicaram o método descontínuo de Galerkin com descritização do tipo Lax-Wendroff aplicado as leis de conservação. Payri, Desantes e Torregrosa (1995), utilizando o esquema MacCormack *preditor-corretor*, mostram que o método é menos dispersivo e ligeiramente mais rápido do que o esquema de Lax-Wendroff, e são utilizados para resolver as equações unidimensionais de fluxo, no caso do sistema de escape de um motor monocilíndrico.

A primeira e mais importante vantagem é que o regime de MacCormack é menos dispersivo, isto é, ela mostra menos oscilações numéricas quando sujeitos a variações súbitas nas condições de fluxo, que pode ser uma característica crítica quando se considera o fluxo no escape de sistemas do motor IC. A segunda vantagem é que é ligeiramente mais rápido, que também pode ser um fator importante quando se realiza cálculos de acústica (PAYRI; DESANTES; TORREGROSA, 1995).

A técnica FCT tem sido utilizada extensivamente em simulação de motores e fornece resultados confiáveis para um grande série de fluxos em motores, entretanto, este método

mostra resultados distorcidos de pressão e temperatura quando aplicado em sistemas de exaustão em motores de alta rotação. Este problema pode ser evitado pelo uso de um limitador de fluxo com base no critério TVD (PAYRI; BENAJES; REYES, 1996).

2.3 Método das Características

O método das características foi a primeira técnica de diferenças finitas aplicadas para simular a dinâmica dos gases em coletores de motores alternativos (BENSON; GARG; WOOLLATT, 1964). Esta técnica forma a base dos programas computacionais usados por vários grupos de pesquisas e organizações industriais em todo o mundo. Nos últimos cinquenta anos esquemas em diferenças conservativas têm gradualmente substituído o método das características baseados em malha para esquemas centrados espacialmente com precisão de segunda ordem. Alternativamente, para a região da fronteira dos dutos, o método das características apresenta uma solução simples, estável, e com boa precisão nos resultados (MONTEIRO, 1999).

A solução da Equação 2.33 pode ser representada por uma superfície tridimensional em t , z e uma variável propriedade (massa específica, velocidade e pressão). Das projeções dessa superfície no plano $t \times z$, podem ser extraídas linhas que apresentam diferenças de propriedades nulas. Essas linhas são chamadas de linhas características e são representadas por equações diferenciais ordinárias. A seguir, é apresentada o procedimento para chegar nessas equações diferenciais.

As diferenciais de ρ , w e P são funções contínuas no tempo (t) e no espaço (z), portando podem ser escritas em função dos incrementos dt e dz ,

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} dt + \frac{\partial \rho}{\partial z} dz = d\rho \\ \frac{\partial w}{\partial t} dt + \frac{\partial w}{\partial z} dz = dw \\ \frac{\partial P}{\partial t} dt + \frac{\partial P}{\partial z} dz = dP \end{cases} \quad (2.73)$$

Determinadas curvas que se encontram em uma integral de superfície podem ter suas derivadas descontínuas. Tais curvas, quando existem, são chamadas de curvas características da solução, e suas projeções no plano $t \times z$ são chamadas de características físicas. As equações em derivadas parciais definidas em todo o domínio podem ser reescritas como equações diferenciais ordinárias, definidas ao longo das curvas características (SHAPIRO, 1954).

A Equação 2.33 é aplicável em qualquer ponto da integral de superfície enquanto a Equação 2.73 é aplicável a um segmento infinitesimal de toda curva que se encontra nessa

superfície. A Equação 2.73 pode ser reescrita como

$$dtI \frac{\partial U}{\partial t} + dzI \frac{\partial U}{\partial z} = dU \quad (2.74)$$

As equações de balanço devem ser satisfeitas em todo o domínio e, portanto, também ao longo das curvas características. Assim, o sistema a ser resolvido resulta,

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial t} + A \frac{\partial U}{\partial z} = f \\ dtI \frac{\partial U}{\partial t} + dzI \frac{\partial U}{\partial z} = dU \end{cases}$$

Este sistema tem solução sempre que o determinante da matriz de coeficientes seja diferente de zero. No entanto, ao longo das curvas características este determinante se anula. Assim, nas curvas características verifica-se

$$\det \begin{pmatrix} I & A \\ dtI & dzI \end{pmatrix} = 0 \quad (2.75)$$

Simplificando-se o determinante, obtém-se

$$\det \left(A - \frac{dz}{dt} I \right) = 0 \quad (2.76)$$

Esse determinante fornece os auto-valores da matriz A determinados anteriormente. Assim, as curvas características, satisfazem:

$$\frac{dz}{dt} = w - c \quad \frac{dz}{dt} = w \quad \frac{dz}{dt} = w + c \quad (2.77)$$

A solução $w + c$ exprime a velocidade em que a onda se propaga no gás no sentido do escoamento, enquanto que a solução $w - c$ no sentido oposto ao escoamento. Essas curvas são conhecidas também como as linhas de Mach e definem a posição z da onda de pressão em um tempo t . Já a solução w refere-se à trajetória de uma partícula. Do ponto de vista físico, uma curva característica é definida como sendo o caminho da perturbação física.

Apesar do determinante da matriz de coeficientes ser nulo, o sistema de equações deve ter uma solução. Isto significa que a matriz ampliada deve ter o mesmo determinante de todas as matrizes formadas por seis colunas da matriz ampliada.

$$\left(\begin{array}{cccccc} 1 & 0 & 0 & w & \rho & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & w & 1/\rho \\ 0 & 0 & 1 & 0 & \rho c^2 & w \\ dt & 0 & 0 & dz & 0 & 0 \\ 0 & dt & 0 & 0 & dz & 0 \\ 0 & 0 & dt & 0 & 0 & dz \end{array} \begin{array}{l} -\frac{\rho w dA}{A dz} \\ -F \\ \rho(k-1)(\dot{q} + wF) - \rho c^2 \frac{w dA}{A dz} \\ d\rho \\ dw \\ dP \end{array} \right)$$

Assim, por exemplo, igualando a zero o determinante da matriz que resulta ao eliminar a 6ª coluna da matriz ampliada, obtém-se

$$(dz - wdt) \left[(dz - wdt) \left(dP - \rho(k-1)(\dot{q} + wF) - \rho c^2 \frac{w dA}{A dz} dt \right) + \rho c^2 dt (dw - Fdt) \right] = 0 \quad (2.78)$$

Fazendo $dz = (w \pm c) dt$, pois $dz = wdt$ satisfaz a equação, tem-se

$$dP \pm \rho c dw = \left[\rho(k-1)(\dot{q} + wF) - \rho c^2 \frac{w dA}{A dz} \mp \rho c F \right] \quad (2.79)$$

Voltando à matriz ampliada e eliminando agora a 4ª coluna, tem-se

$$dP - c^2 d\rho = \rho(k-1)(\dot{q} + wF) dt \quad (2.80)$$

Se não há atrito e não ocorre transferência de calor através das paredes do duto, o lado direito da Equação 2.80 se anula. Assim, chega-se à equação que define a velocidade do som em um fluido. Reunindo-se as últimas três equações, tem-se o sistema de equações diferenciais parciais em diferenciais ordinárias ao longo da linha de trajetória e das linhas características de Mach.

$$\left\{ \begin{array}{l} dP - c^2 d\rho = \rho(k-1)(\dot{q} + wF) dt \\ dP + \rho c dw = \left[\rho(k-1)(\dot{q} + wF) - \rho c^2 \frac{w dA}{A dz} - \rho c F \right] \\ dP - \rho c dw = \left[\rho(k-1)(\dot{q} + wF) - \rho c^2 \frac{w dA}{A dz} + \rho c F \right] \end{array} \right.$$

O nível de entropia (c_A) foi introduzido por Benson (BENSON, 1972) (BENSON; GARG; WOOLLATT, 1964) e tem por objetivo simplificar a equação de trajetória para

um processo posterior de integração. O nível de entropia é a velocidade do som que o fluido teria se sofresse um processo isentrópico através da hipótese de calores específicos constantes até uma pressão de referência (VELÁSQUEZ, 1993).

$$c_A^2 = \frac{kP_{ref}}{\rho_A} \quad (2.81)$$

Diferenciando-se a equação tem-se

$$2 \frac{dc_A}{c_A} = - \frac{d\rho_A}{\rho_A} \quad (2.82)$$

Para um processo isentrópico com calores específicos constantes de um ponto do escoamento qualquer até o estado de pressão de referência, pode-se escrever que:

$$\left(\frac{P}{P_{ref}} \right) = \left(\frac{\rho}{\rho_A} \right)^k \quad (2.83)$$

Aplicando-se o logaritmo em ambos os lados da equação, diferenciando-se a equação resultante e rearranjando-se os termos, verifica-se que:

$$- \frac{d\rho_A}{\rho_A} = \frac{1}{k} \frac{dP}{P} - \frac{d\rho}{\rho} \quad (2.84)$$

Substituindo-se a equação 2.84 na equação 2.82, multiplicando-se toda a equação resultante por (kP) , tem-se:

$$dP - c^2 d\rho = 2\rho c^2 \frac{dc_A}{c_A} \quad (2.85)$$

Este é o termo esquerdo da equação de trajetória, que em função da variável nível de entropia resultam em:

$$dc_A = \frac{(k-1)}{2} \frac{c_A}{c^2} (\dot{q} + wF) dt \quad (2.86)$$

As variáveis de Riemann (λ e β) têm o mesmo objetivo de reduzir os termos das equações características. Definindo-as como:

$$\begin{cases} \lambda = c + \frac{(k-1)}{2} w \\ \beta = c - \frac{(k-1)}{2} w \end{cases}$$

$$dP \pm \rho c dw = \frac{2}{(k-1)} \rho c \left(dc - c \frac{dc_A}{c_A} \right) \pm dw \quad (2.87)$$

Multiplicando-se ambos os lados por $(k - 1) / (2\rho c)$

$$dP \pm \rho c dw = dc - \left(\frac{c}{c_A}\right) dc_A \pm \frac{(k - 1)}{2} dw \quad (2.88)$$

Nota-se que o lado direito da equação apresenta a diferencial de λ e β

$$\begin{cases} dP + \rho c dw = d\lambda - \left(\frac{c}{c_A}\right) dc_A \\ dP - \rho c dw = d\beta - \left(\frac{c}{c_A}\right) dc_A \end{cases}$$

Assim chega-se às equações características escritas como diferencial de λ e β

$$d\lambda = \frac{c}{c_A} dc_A - \frac{(k - 1)}{2} \left[\frac{wc}{A} \frac{dA}{dz} - \frac{(k - 1)}{c} (\dot{q} + wF) + F \right] dt \quad (2.89)$$

$$d\beta = \frac{c}{c_A} dc_A - \frac{(k - 1)}{2} \left[\frac{wc}{A} \frac{dA}{dz} - \frac{(k - 1)}{c} (\dot{q} + wF) - F \right] dt \quad (2.90)$$

O significado físico das equações consiste no fato que as ondas características viajam na velocidade do som relativa à velocidade local do fluido, $w \pm c$; desta maneira, ondas de pressão são propagadas. Por outro lado, as linhas de trajetória, definidos pelas equações, propagam com a velocidade local do fluido, w ; o nível de energia média (temperatura e entropia) do fluido é propagado desta maneira. Ambas as técnicas são de primeira ordem de acuracidade no espaço (devido a interpolação linear das características) e no tempo (devido ao procedimento de passo no tempo ser baseado nas técnicas de Euler) (PAYRI; BENAJES; REYES, 1996).

Em todos os casos, os resultados apresentados sugerem que quaisquer efeitos de filtragem são muito menos relevantes que os associados com o uso do método de características. Nestes métodos, no entanto, a gestão das condições de contorno nas extremidades do duto não é simples e, em geral, é necessário considerar o método das características nas vizinhanças dos dutos. Desta forma, as condições de contorno são expressas em termos das variáveis características, com os quais elas admitem uma formulação relativamente simples (BROATCH et al., 2007).

Hanriot (2001) traz dois pontos sobre o método das características:

1. Do ponto de vista físico, uma curva característica é definida como sendo o caminho da perturbação física.
2. Matematicamente, uma curva característica é definida como a curva na qual as equações diferenciais parciais podem ser escritas como equações diferenciais totais.

2.4 Critério de Estabilidade de Neumann

Neumann em 1950 determinou a técnica mais aplicada na determinação da estabilidade dos métodos (TANNEHILL; ANDERSON; PLETCHER, 1997). O critério estabelece que a matriz ganho de um método baseado em diferenças finitas, é dado por:

$$[G] = [I] \cos(\beta) - i \frac{\Delta t}{\Delta z} [A] \operatorname{sen}(\beta) \quad (2.91)$$

Para a estabilidade o maior autovalor do ganho deve ser menor que 1. Isto acarreta em dizer que os erros de arredondamentos não serão amplificados. Assim, tem-se:

$$\left| \lambda_{\max} \frac{\Delta t}{\Delta z} \right| \leq 1 \quad (2.92)$$

A solução, como visto anteriormente é dada por:

$$(|w| + c)_{\max} \frac{\Delta t}{\Delta z} \leq 1 \quad (2.93)$$

O termo do lado esquerdo da equação anterior é chamado de número de Courant-Friedrich-Lewy dado pela sigla CFL. Conclui-se que o maior passo de tempo possível para que ocorra a estabilidade é:

$$\Delta t \leq \frac{\Delta z}{(|w| + c)_{\max}} \quad (2.94)$$

Essa equação tem respaldo físico. Ela mostra que o tamanho do passo de tempo deve ser menor que o tempo que uma perturbação demora para atravessar dois nós vizinhos.

2.5 Transferência de calor para as paredes do duto

A transferência de calor entre o fluido que se encontra nos dutos de admissão e de exaustão e as paredes desses dutos ocorre, principalmente, devido à convecção causada pelo escoamento ora laminar, ora turbulento, presente nos dutos, e se caracteriza por ser um fenômeno não estacionário. São vários os trabalhos reportados na literatura em que são propostos modelos que permitem avaliar a taxa de transferência de calor instantânea, admitindo-se a hipótese de escoamento quase-estacionário e utilizando-se correlações empíricas para calcular o coeficiente de transferência de calor por convecção (INCROPERA; WITT, 2003). Estas correlações são do tipo:

$$Nu = c (Re)^a (Pr)^b \quad (2.95)$$

sendo a , b e c são constantes a serem ajustadas.

Nas equações que governam o escoamento nos dutos de admissão e escape, a transferência de calor é levada em conta através da taxa de transferência de calor por unidade de massa, \dot{q} . Este parâmetro se relaciona com o fluxo de calor, q'' (taxa de transferência de calor por unidade de área) por meio da seguinte expressão

$$\dot{q} = \frac{4}{\rho D_d} q'' \quad (2.96)$$

Neste trabalho, admite-se a hipótese de escoamento quase-estacionário e completamente turbulento. Esta hipótese permite determinar o coeficiente de transferência de calor por convecção aplicando-se a analogia de Reynolds na forma modificada (INCROPERA; WITT, 2003), a qual é válida para fluidos com Pr entre 0,6 e 50. A forma modificada da analogia de Reynolds é expressa pela seguinte equação

$$Nu = \frac{f_{atr}}{2} Re (Pr)^{\frac{1}{3}} \quad (2.97)$$

Fazendo $Pr = 0,7$ (número médio para o ar), resulta

$$h = 0,634 f_{atr} c_p \rho w \quad (2.98)$$

Levando-se em conta que para o caso de escoamento quase-estacionário, pode-se escrever

$$q'' = h (T_w - T) \quad (2.99)$$

sendo T é a temperatura local do fluido, e T_w é a temperatura local da parede do duto. Segundo as hipóteses já enunciadas, pode-se escrever que o calor específico à pressão constante é igual a

$$c_P = \frac{kR}{k-1} \quad (2.100)$$

Assim, a equação final para calcular a taxa de transferência de calor por unidade de massa de fluido resulta

$$\dot{q} = 2,537 f_{atr} \frac{kR}{(k-1)} \frac{w}{D_d} (T_w - T) \quad (2.101)$$

O modelo de transferência de calor utiliza uma malha nos dutos do motor executadas pelo código 1-D gás-dinâmico para definir uma distribuição discreta espacial de temperatura nas paredes do duto. Provou-se que para este tipo de cálculos em rotação constante, não é necessário considerar a inércia térmica (GALINDO et al., 2006).

2.6 Condições de Contorno

As equações diferenciais do nível de entropia e das variáveis de Riemann devem ser integradas levando-se em conta as condições de contorno do problema. As condições de contorno aqui equacionadas relacionam as propriedades dos fluidos que se encontram nas extremidades dos dutos com as propriedades externas ao duto. As condições de contorno consideradas nesse trabalho foram: escoamento através de válvula aberta, o caso de válvula fechada e escoamento através de um extremo aberto (abertura para a atmosfera).

Esse trabalho utilizou as hipóteses já mencionadas na seção 3.3, bem como as seguintes hipóteses:

- Escoamento quase-estacionário nas proximidades dos extremos;
- A velocidade do fluido nessa região não deve exceder a velocidade do som.

Nos extremos dos dutos encontram-se grandes variações de área de seção transversal em uma distância muito pequena. Isso faz com que as diferenciais espaciais das equações de balanço se tornem muito maiores que a diferencial temporal, a qual pode ser desprezada nessas equações. Para esse escoamento dá-se o nome de quase-estacionário.

Para escoamento dentro de dutos deve-se ter condições geométricas bem definidas para que o fluido passe do regime sônico para o supersônico e geralmente essas condições não são atendidas nos extremos dos dutos de admissão e escape. Quando a velocidade do fluido é supersônica na seção do extremo, as ondas que se aproximam não são repetidas para o interior do duto e sim para fora dele, o que torna inviável a aplicação deste método de solução (VELÁSQUEZ, 1993).

Um procedimento iterativo foi concebido por Payri, Desantes e Torregrosa (1995), que permite a utilização dos esquemas em diferenças finitas com condições de contorno desenvolvidas pelo método das características.

Pode-se modelizar o escoamento através uma válvula aproximando-a a um bocal convergente-divergente, cuja seção da garganta será igual a seção eficaz da passagem do gás entre o coletor e o cilindro durante o período de abertura, portanto variável no tempo.

As incógnitas são os valores de pressão, P_1 , da massa específica ρ_1 e a velocidade do gás w_1 na entrada do tubo. Mas também deve-se calcular a estes valores na garganta, seja, P_g , ρ_g e w_g . No cilindro, as condições são da pressão P_{ext} , a massa específica ρ_{ext} e a velocidade média do gás é considerada nula.

2.6.1 Saída de gás do duto através de uma válvula

A saída de gás do duto através de uma válvula pode ocorrer em duas situações, no caso da entrada de fluido na câmara de combustão pela válvula de admissão, ou no caso de escoamento reverso através da válvula de escape.

Depois de sua passagem pela válvula, o gás se expande no cilindro. A expansão do escoamento gasoso é tão brusca que o escoamento é fortemente turbulento. A energia cinética se transforma em calor e não há praticamente recuperação de pressão (DEMOULIN, 2012).

As válvulas podem ser simplificadas por um bocal redutor (SHAPIRO, 1954). As seções correlatas são mostradas na Figura 19, na qual o subscrito 1 refere-se à posição onde o fluido ainda ocupa toda a área transversal do duto. O subscrito g corresponde à área transversal mínima de passagem e as propriedades do fluido fora do duto são representadas com o subscrito ext .

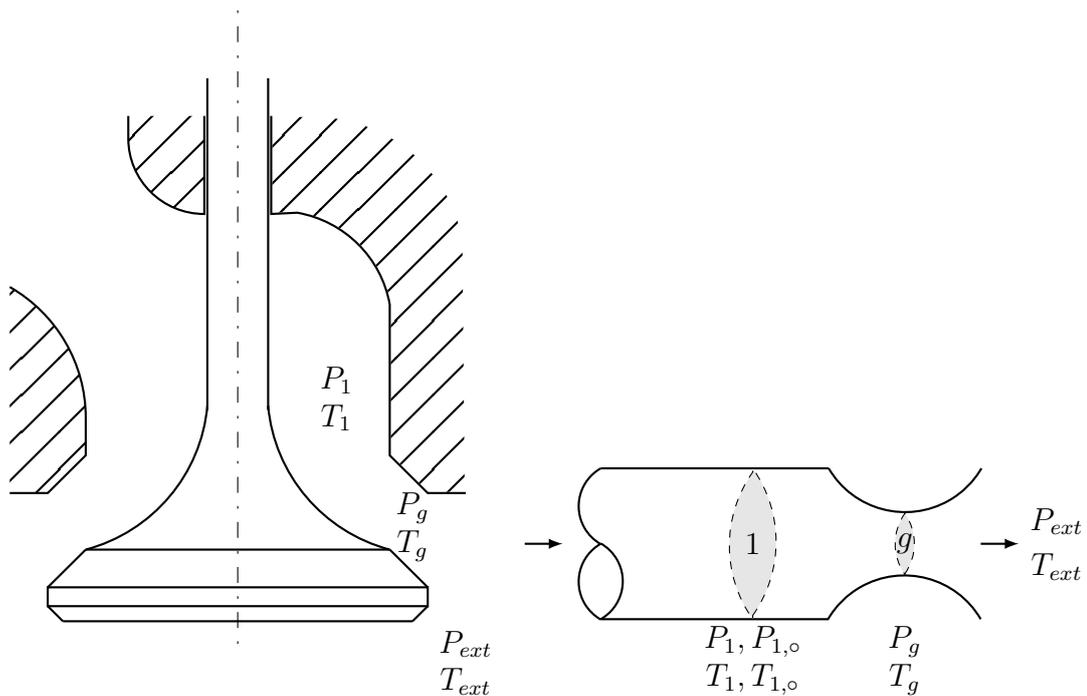


Figura 19: Desenho da válvula (lado esquerdo) e sua simplificação para este trabalho (lado direito).

Assim, para o escoamento entre as seções 1 e g , as equações de balanço de massa e quantidade de movimento (Equações 2.4 e 2.11) podem ser escritas na seguinte forma (VELÁSQUEZ, 1993)

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho w A) = 0 \quad (2.102)$$

$$w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \quad (2.103)$$

Além disso, da definição de velocidade do som para um gás ideal, tem-se:

$$\frac{dP}{dz} = c^2 \frac{d\rho}{dz}$$

Tomando o logaritmo da expressão para a velocidade do som $c^2 = kP/\rho$ e derivando em relação a z , obtém-se:

$$\frac{2}{c} \frac{dc}{dz} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dz} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \quad (2.104)$$

Combinando-se as três últimas equações e integrando-se entre a seção 1 e a seção de área mínima g , obtém-se:

$$\left(\frac{c_1}{c_g} \right)^2 = \left(\frac{\rho_1}{\rho_g} \right)^{k-1} = \left(\frac{P_1}{P_g} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (2.105)$$

$$c_1^2 + \frac{(k-1)}{2} w_1^2 = c_g^2 + \frac{(k-1)}{2} w_g^2 \quad (2.106)$$

Integrando-se de 1 a g o balanço de massa resultante, tem-se:

$$\rho_1 w_1 A_1 = \rho_g w_g A_g \quad (2.107)$$

Levando-se em conta a Equação 2.105, resulta

$$w_g = \frac{1}{\psi} \left(\frac{c_1}{c_g} \right)^{\frac{2}{k-1}} w_1 \quad (2.108)$$

sendo a relação das áreas do escoamento nas seções g e 1 é representado pelo símbolo $\psi = A_g/A_1$. Substituindo-se esta expressão na Equação 2.106 e rearranjando-se, obtém-se:

$$\left(\frac{w_1}{c_1} \right)^2 = \frac{\frac{2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{c_g}{c_1} \right)^2 \right]}{\frac{1}{\psi^2} \left(\frac{c_1}{c_g} \right)^{\frac{4}{k-1}} - 1} \quad (2.109)$$

Utilizando-se agora a Equação 2.105 e lembrando-se que a pressão na seção de garganta é admitida igual a pressão externa, obtém-se

$$\left(\frac{w_1}{c_1}\right)^2 = \frac{\frac{2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_{ext}}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}{\frac{1}{\psi^2} \left(\frac{P_1}{P_{ext}}\right)^2 - 1} \quad (2.110)$$

Para o caso de escoamento sônico, $c_g = w_g$ tem-se

$$\psi^2 = \left[\frac{k+1}{k-1} - \frac{2}{(k-1)} \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2 \right] \left(\frac{c_1}{c_g}\right)^{\frac{4}{k-1}} \quad (2.111)$$

2.6.2 Saída de gás através de um extremo livre

A zona de transição se compõe de um estreitamento brusco que leva o gás do cilindro para a seção de passagem da válvula de exaustão, depois ela diverge constituída pela porta da válvula de exaustão ligando ela a um ramo do coletor de exaustão. A secção do cilindro é grande quando comparado com a passagem da válvula, pode-se então negligenciar a velocidade do gás no cilindro. Entre o cilindro e a válvula, o escoamento pode ser considerado isentrópico (DEMOULIN, 2012).

As equações que representam esta condição de contorno podem ser obtidas a partir das Equações 2.110 e 2.111 considerando-se $\psi = 1$:

Para escoamento subsônico:

$$\left(\frac{w_1}{c_1}\right)^2 = \frac{\frac{2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_{ext}}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}{\left(\frac{P_1}{P_{ext}}\right)^2 - 1} \quad (2.112)$$

Para escoamento sônico:

$$1 = \left[\frac{k+1}{k-1} - \frac{2}{(k-1)} \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2 \right] \left(\frac{c_1}{c_g}\right)^{\frac{4}{k-1}} \quad (2.113)$$

2.6.3 Entrada de gás ao duto através de uma válvula

Esta situação corresponde a direção desejada do escoamento através da válvula de escape e ao caso de escoamento reverso através da válvula de admissão. Benson (BENSON, 1972) mostrou que o modelo de pressão constante é o mais apropriado para este tipo de condição de contorno. Neste modelo é admitido que o gás sofra uma expansão isentrópica a partir das condições externas até atingir a seção de área mínima (seção g no lado

esquerdo da Figura 19). A partir dessa seção, quando a velocidade do fluido é subsônica, o escoamento ocorre de forma adiabática e mantendo a pressão constante até a seção 1. No caso de velocidade sônica na seção de garganta, o fluido escoava entre g e 1 com queda de pressão.

Levando-se em conta que o escoamento até a seção g é isentrópico e depois é adiabático, pode-se deduzir da mesma forma como foi feito para o caso de saída de gás do duto, as seguintes equações

$$\left(\frac{c_{ext}}{c_g}\right)^2 = \left(\frac{\rho_{ext}}{\rho_g}\right)^{k-1} = \left(\frac{P_{ext}}{P_g}\right)^{\frac{(k-1)}{k}} \quad (2.114)$$

$$c_{ext}^2 = c_g^2 + \frac{(k-1)}{2} w_g^2 = c_1^2 + \frac{(k-1)}{2} w_1^2 \quad (2.115)$$

Integrando as equações de balanço de g até 1, obtém-se:

$$w_g = \frac{1}{\psi} \frac{\rho_1}{\rho_g} w_1 \quad (2.116)$$

Multiplicando e dividindo por ρ_{ext} o lado direito desta equação, e levando em conta a Equação 2.114, resulta:

$$w_g = \frac{1}{\psi} \frac{\rho_1}{\rho_{ext}} \left(\frac{P_{ext}}{P_g}\right)^{\frac{1}{k}} w_1 \quad (2.117)$$

Levando-se em conta as relações das equações da velocidade do som em um gás ideal para 1 e ext , tem-se:

$$w_g = \frac{1}{\psi} \frac{P_1}{P_{ext}} \left(\frac{c_{ext}}{c_1}\right)^2 \left(\frac{P_{ext}}{P_g}\right)^{\frac{1}{k}} w_1 \quad (2.118)$$

Substituindo-se esta expressão na Equação 2.115 e rearranjando-se, resulta:

$$\left(\frac{w_1}{c_1}\right)^2 = \frac{\frac{2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{c_g}{c_{ext}}\right)^2\right]}{\frac{1}{\psi^2} \left(\frac{P_1}{P_{ext}}\right)^2 \left(\frac{c_{ext}}{c_1}\right)^2 \left(\frac{P_{ext}}{P_g}\right)^{\frac{2}{k}}} \quad (2.119)$$

Utilizando-se a Equação 2.115 e levando-se em conta que a pressão se mantém constante entre as seções g e 1 ($P_g = P_1$), resulta:

$$\left(\frac{w_1}{c_{ext}}\right)^2 = \psi^2 \frac{2}{k-1} \left(\frac{c_1}{c_{ext}}\right)^4 \left(\frac{P_{ext}}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \left[\left(\frac{P_{ext}}{P_1}\right)^{k-1} k - 1 \right] \quad (2.120)$$

Substituindo-se agora $c_1 = c_{ext}$ a partir da Equação 2.115, obtém-se

$$K = \psi^2 \left(\frac{P_{ext}}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \left[\left(\frac{P_{ext}}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{1}} - 1 \right] \quad (2.121)$$

sendo

$$K = \frac{\frac{k-1}{2} \left(\frac{w_1}{c_{ext}} \right)^2}{\left[1 - \frac{k-1}{2} \left(\frac{w_1}{c_{ext}} \right)^2 \right]^2} \quad (2.122)$$

Resolvendo-se esta equação quadrática em $(P_1/P_{ext})^{\frac{k-1}{k}}$, resulta

$$\left(\frac{P_1}{P_{ext}} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{2K} \left(-\psi \pm \psi \sqrt{\psi^2 - 4K} \right) \quad (2.123)$$

A única solução positiva possível é

$$\left(\frac{P_1}{P_{ext}} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{2K} \left(\psi \sqrt{\psi^2 - 4K} - \psi^2 \right) \quad (2.124)$$

Quando a hipótese de igualdade de pressões leva a $w_g > c_g$, então $P_g \neq P_1$ e $w_g = c_g$, tem-se:

$$\psi \frac{k-1}{2} \left[\frac{k+1}{2} \right]^{1/2} \left(\frac{w_1}{c_{ext}} \right)^2 + \left(\frac{w_1}{c_{ext}} \right) - \psi \left[\frac{k+1}{2} \right]^{1/2} = 0 \quad (2.125)$$

Resolvendo-se a equação do segundo grau, a única solução positiva é:

$$\left(\frac{w_1}{c_{ext}} \right)_{cr} = \frac{\sqrt{1 + \psi^2 (k^2 - 1)} - 1}{\psi (k-1) \sqrt{\frac{(k+1)}{2}}} \quad (2.126)$$

A velocidade em 1 não pode exceder à do som, portanto:

$$\left(\frac{w_1}{c_{ext}} \right)_{max} = \left(\frac{c_1}{c_{ext}} \right) = \sqrt{\frac{2}{k+1}} \quad (2.127)$$

Para levar em conta os efeitos de borda, prolonga-se eventualmente o tubo de um comprimento virtual equivalente, como na acústica.

2.6.4 Entrada de gás no duto através de um extremo livre

Neste caso é considerado que o escoamento na entrada do duto é isentrópico. Assim, a Equação 2.115 pode ser aplicada, resultando em:

$$c_1^2 + \frac{(k-1)}{2} w_1^2 = c_{ext}^2 \quad (2.128)$$

Quando a velocidade do fluido, calculada baseando-se nesta hipótese, resulta ser maior que a velocidade do som, admite-se que o escoamento se encontra no limite sônico, onde além de ser satisfeita a condição dada pela Equação 2.128, a velocidade do fluido se iguala a velocidade do som. Assim, resulta

$$\left(\frac{w_1}{c_{ext}}\right)_{max} = \left(\frac{c_1}{c_{ext}}\right) = \sqrt{\frac{2}{k+1}} \quad (2.129)$$

A perda de carga são pequenas, mais podem ser adicionada nas primeiras malhas do tubo.

2.6.5 Extremo fechado do duto

Este caso acontece quando as válvulas de admissão e escape se encontram fechadas. Nesta situação, a condição imposta é a de velocidade nula no extremo.

$$w_1 = 0 \quad (2.130)$$

2.7 Cálculo da vazão mássica que atravessa as válvulas

Como visto anteriormente, o modelo utilizado para calcular as propriedades nos extremos do duto onde existe uma válvula impõe que a pressão seja constante durante a expansão do gás. Para um modelo unidimensional é possível calcular a vazão mássica considerando que o processo seja totalmente isentrópico. Isto permite obter um valor de vazão mássica superior ao que ocorre realmente na válvula. Esta diferença ocorre porque a energia mecânica à montante da válvula não é totalmente recuperada e uma parcela é transformada em calor (viscosidade e turbulência). Ismail, Bakar e Semin (2008) ilustram algumas perdas de energia mecânica durante o escoamento de gás através de uma válvula (Figura 20 e Tabela 1).

A vazão mássica real pode ser calculada através do coeficiente de descarga, c_D , onde $\dot{m}_{real} = c_D \dot{m}_{ideal}$. A vazão mássica ideal é calculada através do modelo unidimensional de

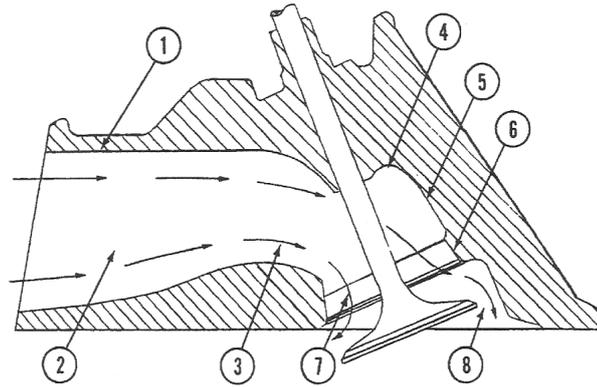


Figura 20: Identificação das regiões onde ocorrem as perdas de carga em um escoamento através de uma válvula (ISMAIL; BAKAR; SEMIN, 2008).

| Ponto | Fonte da perda | % da perda |
|-------|-----------------------------------|------------|
| 1 | Atrito na parede | 4 |
| 2 | Contração no <i>push-rod</i> | 2 |
| 3 | Curvatura da guia da válvulas | 11 |
| 4 | Expansão atrás do guia da válvula | 4 |
| 5 | Expansão 25 graus | 12 |
| 6 | Expansão 30 graus | 19 |
| 7 | Curvatura de saída da válvula | 17 |
| 8 | Expansão na saída da válvula | 31 |

Tabela 1: Fontes de perda de energia mecânica (ISMAIL; BAKAR; SEMIN, 2008).

um bocal convergente-divergente de um escoamento compressível (SHAPIRO, 1954). A vazão mássica ideal pode ser calculada por:

$$\dot{m}_{ideal} = \rho_g w_g A_g \tag{2.131}$$

A massa específica na garganta pode ser calculada pela equação dos gases ideais:

$$\rho_g = \frac{P_g}{RT_g} \tag{2.132}$$

Aplicando o balanço de energia de 1 até g conforme pode ser visualizado na Figura 19, tem-se:

$$h_{1,o} = h_g + \frac{w_g^2}{2} \tag{2.133}$$

Isolando w_g e calculando a variação de entalpia através de c_P :

$$w_g^2 = \frac{2kRT_{1,o}}{k-1} \left(1 - \frac{T_g}{T_{1,o}} \right) \tag{2.134}$$

Considerando escoamento isentrópico de 1 até g , pode-se escrever:

$$\frac{T_g}{T_{1,o}} = \left(\frac{P_g}{P_{1,o}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (2.135)$$

Substituindo a Equação 2.135 na Equação 2.134, o resultado disso junto com a Equação 2.132 substituindo na Equação 2.131 obtém-se:

$$\dot{m}_{ideal} = \frac{P_g}{RT_g} \sqrt{RT_{1,o}} \left\{ \frac{2k}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_g}{P_{1,o}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \right\}^{1/2} A_g \quad (2.136)$$

Rearranjando essa equação pode-se chegar à:

$$\dot{m}_{ideal} = \frac{A_g P_{1,o}}{\sqrt{RT_{1,o}}} \left(\frac{P_g}{P_{1,o}} \right)^{1/k} \left\{ \frac{2k}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_g}{P_{1,o}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \right\}^{1/2} \quad (2.137)$$

Quando a velocidade na garganta, w_g atinge a velocidade do som, o escoamento é dito sônico e a Equação 2.134 se torna:

$$\frac{T_g}{T_{1,o}} = \frac{2}{k+1} \quad (2.138)$$

E a Equação 2.135 se torna:

$$\left(\frac{P_g}{P_{1,o}} \right) = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2.139)$$

E a Equação 2.131 se torna:

$$\dot{m}_{ideal} = \frac{A_g P_{1,o}}{\sqrt{RT_{1,o}}} k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \quad (2.140)$$

Laforgia e Ficarella (1989) realizaram medições para a determinação do coeficiente de descarga e aplicou a equação da conservação de massa de um ponto de referência (escolhido arbitrariamente) em uma posição à montante da garganta.

$$\rho_{ref} w_{ref} A_{ref} = \rho_g w_g A_g \quad (2.141)$$

Isolando as áreas no lado esquerdo da expressão.

$$\frac{A_g}{A_{ref}} = \frac{\rho_g w_g}{\rho_{ref} w_{ref}} \quad (2.142)$$

A esta razão se dá o nome de coeficiente de descarga de uma válvula.

Para um dado motor, o coeficiente de descarga depende principalmente do deslocamento da válvula, uma vez que isto faz com que o fluxo de contraia de forma diferente, e por isso está diretamente relacionada com a transformação de energia mecânica em térmica e com a contração do fluxo de massa. Para uma dado levantamento de válvula, o valor do coeficiente de descarga não é uma constante, uma vez que depende de parâmetros de fluxo, e principalmente, depende da relação de pressão existente, no entanto, essa dependência é negligenciada. Consequentemente para cada levantamento é usado um valor médio para o coeficiente de descarga (para todos os valores obtidos experimentalmente para diversas vazões mássicas).

O sentido do fluxo é um parâmetro fundamental que afeta o coeficiente de descarga. A geometria interna não regular do duto não afeta o escoamento da mesma forma conforme o sentido do escoamento do gás. Por isso é necessário determinar para cada motor, valores de coeficiente de descarga, para cada válvula (admissão/exaustão) e para cada deslocamento, obviamente levando em conta a direção do fluxo. Estas afirmações foram comprovadas nos experimentos realizados por Laforgia e Ficarella (1989). Notou-se que para as válvulas ensaiadas neste trabalho o coeficiente variou bastante com o levantamento e pouco com a razão de pressão.

Uma referência comum é a área transversal do duto de admissão, portanto o coeficiente de descarga é escrito da seguinte forma:

$$c_D = \frac{A_g}{A_1} \quad (2.143)$$

Quando se utiliza a área mínima geométrica de passagem o coeficiente de descarga se torna o coeficiente de redução do secção transversal, c_s

$$c_s = \frac{A_g}{A_{g,min}} \quad (2.144)$$

A área de passagem mínima depende do levantamento da válvula e é descrito detalhadamente no trabalho de Velásquez (1993). Dividindo c_D por c_s chega-se a $A_{g,min}/A_1$ recebe o símbolo de ψ_{geo}

$$c_D = \psi_{geo} c_s \quad (2.145)$$

Através das medições de Laforgia e Ficarella (1989), Velásquez (1993) chegou em um modelo para calcular o coeficiente de redução de secção transversal. Durante o regime permanente mediram-se o comportamento do coeficiente de descarga, para todas as válvulas: o coeficiente começa a partir de valores próximos a unidade para um pequeno

deslocamento da válvula, em seguida, tende a diminuir e estabilizar rapidamente em um valor médio. A Figura 21 mostra esse comportamento do coeficiente de redução de seção transversal proposto por Velásquez (1993).

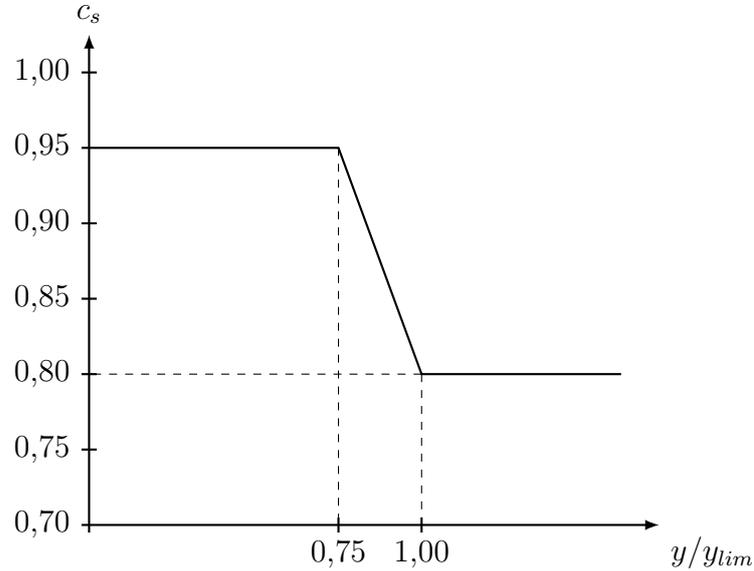


Figura 21: c_s versus y/y_{lim} .

2.7.1 Determinação da direção do escoamento no extremo

A cada passo de integração através dos métodos de diferenças finitas centrais faltam os valores de propriedades nos extremos dos dutos. Esse valores devem ser encontrados através das condições de contorno comentadas anteriormente. Mas para aplicar a condição de contorno é necessário saber o sentido da velocidade nos extremos. Considere o extremo da esquerda e da direita de um duto, conforme ilustração da Figura 22.

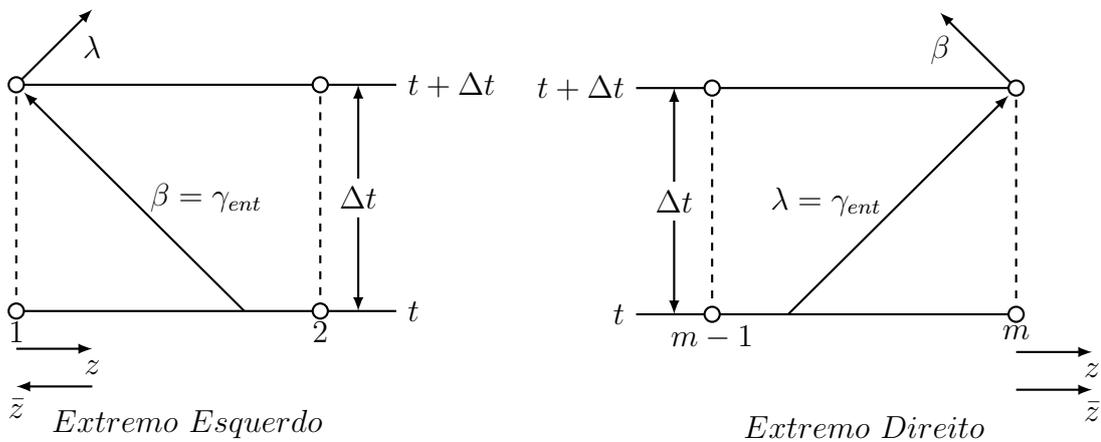


Figura 22: Direção do escoamento.

sendo z é a coordenada espacial e \bar{z} é uma coordenada local nos extremos dos dutos sempre direcionada para fora do duto. Ou seja, se ela for positiva a massa está saindo do duto, se

ela for negativa a massa está entrando no duto. Para o extremo da direita pode-se escrever que:

$$\bar{w} = w = \frac{\lambda - \beta}{k - 1} = \frac{\gamma_e - \gamma_s}{k - 1} \quad (2.146)$$

Para o extremo da esquerda:

$$\bar{w} = -w = \frac{\beta - \lambda}{k - 1} = \frac{\gamma_e - \gamma_s}{k - 1} \quad (2.147)$$

2.7.1.1 Condições para a mudança de sentido do escoamento

Para que haja a mudança de direção do escoamento no extremo dos dutos é necessário que exista um tempo específico onde a velocidade seja nula ($\bar{w} = 0$). Isto fornece que a característica que entra no nó dos extremos do duto seja igual a característica que sai do duto ($\gamma_e = \gamma_s$). Neste tempo específico a pressão será igual a pressão externa, P_{ext} .

$$\frac{P}{P_{ref}} = \left(\frac{c}{c_A} \right)^{\frac{2k}{k-1}} \quad (2.148)$$

Como $\gamma_e = \gamma_s$ para velocidade nula, tem-se que a velocidade do som será igual a característica que entra $c = \gamma_e$. Substituindo na relação anterior, tem-se:

$$\frac{c_A}{\gamma_e} \left(\frac{P_{ext}}{P_{ref}} \right)^{\frac{k-1}{2k}} = 1 \quad (2.149)$$

Quando a pressão externa for maior, o gás entrará no duto e o lado direito da Equação 2.149 será maior que um.

$$\frac{c_A}{\gamma_e} \left(\frac{P_{ext}}{P_{ref}} \right)^{\frac{k-1}{2k}} > 1 \quad (2.150)$$

E quando a pressão externa for menor, o gás sairá do duto e o lado direito da Equação 2.149 será menor do que um.

$$\frac{c_A}{\gamma_e} \left(\frac{P_{ext}}{P_{ref}} \right)^{\frac{k-1}{2k}} < 1 \quad (2.151)$$

Assim pode-se criar um algoritmo que através das inequações acima decida que condição de contorno aplicar. É claro que deve ser incluído também se naquela posição é uma válvula, uma junção, um extremo livre, etc...

2.7.1.2 Saída de gás através de uma válvula

Deseja-se agora encontrar as condições de contorno escritas em termos das características e do nível de entropia. Retornando a Equação 2.112 e fazendo as devidas substituições, tem-se:

$$(\gamma_e - c_1)^2 \left[\left(\frac{c_{Aext} c_1}{c_{A1} c_{ext}} \right)^{\frac{4k}{k-1}} - \psi^2 \right] - \frac{k-1}{2} \psi^2 \left[c_1^2 - \left(\frac{c_{A1} c_{ext}}{c_{Aext}} \right)^2 \right] = 0 \quad (2.152)$$

Note que todas as variáveis, salvo c_1 , são conhecidas e esta equação pode ser utilizada para resolver a velocidade do som no ponto 1. Naturalmente esta equação deve ser resolvida através de um método numérico capaz de encontrar raízes de equações. Como aplicou-se a hipótese que a velocidade não pode ultrapassar a velocidade do som, deve-se calcular o número de Mach na secção da garganta.

$$M_g = \frac{1}{\psi} \left(\frac{c_1 c_{Aext}}{c_{ext} c_{A1}} \right)^{\frac{2}{k-1}} \left(\frac{1 c_{Aext}}{c_{ext} c_{A1}} \right) \bar{w}_1 \quad (2.153)$$

Se $M_g > 1$, então utiliza-se a condição de contorno de escoamento sônico conforme mostrado na Equação 2.113. Substituindo pelas variáveis características e pelo nível de entropia, tem-se:

$$\psi^2 - \frac{k+1}{k-1} - \frac{2}{k-1} \left(\frac{c_1 c_{Aext}}{c_{ext} c_{A1}} \right)^2 \left(\frac{c_1 c_{Aext}}{c_{ext} c_{A1}} \right)^{\frac{4}{k-1}} = 0 \quad (2.154)$$

Também resolvida para c_1 através de um método numérico.

2.7.1.3 Saída de gás através de um extremo livre

Para encontrar a condição de contorno de saída de gás através de um extremo livre basta fazer ($\psi = 1$) na Equação 2.152, portanto:

$$(\gamma_e - c_1) \left[\left(\frac{c_{Aext} c_1}{c_{A1} c_{ext}} \right)^{\frac{4k}{k-1}} - 1 \right] - \frac{k-1}{2} \left[c_1^2 - \left(\frac{c_{A1} c_{ext}}{c_{Aext}} \right)^2 \right] = 0 \quad (2.155)$$

2.7.1.4 Entrada de gás ao duto através de uma válvula

No caso de entrada de gás ao duto não se conhece o valor do nível de entropia no extremo do duto no tempo $t + \delta t$. Para resolver esse problema é proposto o seguinte método. Através das Equações 2.89 e 2.90 pode-se chegar a seguinte equação:

$$\Delta\gamma_e = \frac{c}{c_A} \Delta c_A \quad (2.156)$$

sendo,

$$\begin{cases} \Delta\gamma_e = \gamma_e - \gamma_{en} \\ \Delta C_A = C_A - C_{An} \end{cases} \quad (2.157)$$

No qual o subscrito n corresponde aos valores não corrigidos. Que normalmente são tomados como os valores das variáveis no tempo passado. As Equações 2.124 são escritas agora em função das características e do nível de entropia.

$$\begin{cases} c_{An} \left(\frac{P_{ext}}{P_{ref}}\right)^{\frac{k-1}{2k}} \left[\frac{1}{2K} (\psi\sqrt{\psi^2 - 4K} - \psi^2)\right]^{\frac{1}{2}} - \gamma_{en} - \frac{k-1}{2} |w| = 0 & 0 \leq |w| \leq w_{cr} \\ c_{An} \left(\frac{P_{ext}}{P_{ref}}\right)^{\frac{k-1}{2k}} \left[\psi \frac{1 - \frac{k-1}{2} \left(\frac{|w|}{c_{ext}}\right)^2}{\frac{|w|}{c_{ext}}} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}\right]^{\frac{k-1}{2k}} - \gamma_{en} - \frac{k-1}{2} |w| = 0 & w_{cr} < |w| \leq |w_{max}| \end{cases} \quad (2.158)$$

Da Equação 2.126

$$w_{cr} = c_{ext} \frac{\sqrt{1 + \psi^2 (k-1)} - 1}{\psi (l-1) \sqrt{\frac{k+1}{2}}} \quad (2.159)$$

E da Equação 2.127

$$w_{max} = c_{ext} \sqrt{\frac{2}{k+1}} \quad (2.160)$$

2.7.1.5 Entrada de gás ao duto através de um extremo livre

No caso da saída de gás através de um extremo livre, utiliza-se a Equação 2.128, e colocando em função das características que entram bem como do nível de entropia.

$$|w| = \frac{\sqrt{\lambda_{en}^2 + \frac{2}{k-1} \left[\frac{k-1}{2} + \left(\frac{C_{An}}{C_{Aext}}\right)^2\right] \left[\left(\frac{C_{An}}{C_{Aext}}\right)^2 c_{ext}^2 - \lambda_{ext}^2\right]} - \gamma_{en}}{\left[\frac{k-1}{2} + \left(\frac{C_{An}}{C_{Aext}}\right)^2\right]} \quad (2.161)$$

Quando $|w| > c$ tem-se que:

$$|w| = \sqrt{\frac{2}{k+1}} \quad (2.162)$$

2.7.1.6 Extremo fechado do duto

No caso do extremo do duto fechado, a velocidade deve ser nula:

$$\gamma_e = \gamma_s \quad (2.163)$$

E a velocidade local do som deve ser igual a característica que entra.

2.8 Determinação das curvas características nos extremos de dutos

Essa seção descreve o procedimento para encontrar os pontos no tempo t por onde passam as curvas características e a linha de trajetória que passa pelos nós das fronteiras em $t + \Delta t$, utilizando como referência o procedimento proposto por El-Rahman, Sabry e Mobarak (2004).

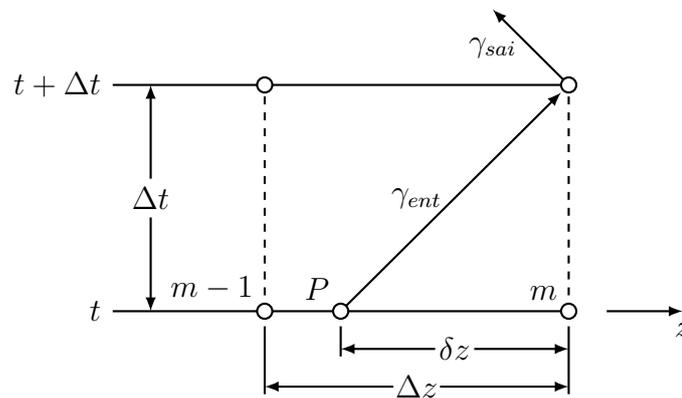


Figura 23: Determinação da curva característica do lado direito.

A característica que se desloca para a direita é a λ -característica, Figura 23 e seu deslocamento é dado por

$$\left. \frac{dz}{dt} \right|_{\lambda} = w + c \quad (2.164)$$

Aplicando a interpolação linear para encontrar o valor de $w + c$ no ponto P .

$$(w + c) = \left(1 - \frac{\delta z}{\Delta z}\right) (w + c)_m + \frac{\delta z}{\Delta z} (w + c)_{m-1} \quad (2.165)$$

Substituindo na Equação 2.164.

$$\frac{\delta z}{\Delta z} = \left(1 - \frac{\delta z}{\Delta z}\right) (w + c)_m + \frac{\delta z}{\Delta z} (w + c)_{m-1} \quad (2.166)$$

Isolando o δz .

$$\delta z = \frac{(w + c)_m}{\frac{(w + c)_m - (w + c)_{m-1}}{\Delta z} + \frac{1}{\Delta t}} \quad (2.167)$$

Tem-se, portanto, a posição onde passa a λ -característica no tempo t . Com esse valor pode-se calcular através da interpolação linear todas as propriedades do gás no ponto P . Integra-se a Equação 2.89 entre o ponto P no tempo t e m no tempo $t + \Delta t$ para avaliar o valor de λ no tempo $t + \Delta t$. Aplicado o mesmo procedimento para a linha de trajetória que se desloca com velocidade w conforme Figura 24.

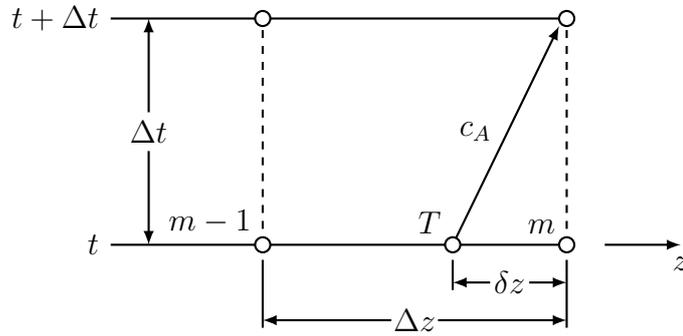


Figura 24: Determinação da linha de trajetória.

$$\left. \frac{dz}{dt} \right)_{traj} = w \quad (2.168)$$

Interpolando linearmente para encontrar os valores no ponto T .

$$w = \left(1 - \frac{\delta z}{\Delta z}\right) w_m + \frac{\delta z}{\Delta z} w_{m-1} \quad (2.169)$$

Substituindo na Equação 2.168.

$$\frac{\delta z}{\Delta t} = \left(1 - \frac{\delta z}{\Delta z}\right) w_m + \frac{\delta z}{\Delta z} w_{m-1} \quad (2.170)$$

Isolando o termo δz .

$$\delta z = \frac{w_i}{\frac{1}{\Delta t} + \frac{(w_m - w_{m-1})}{\Delta z}} \quad (2.171)$$

Com o ponto T encontrado, pode-se interpolar linearmente as propriedades e integrar a equação para avaliar o nível de entropia em $t + \Delta t$.

A β -característica, Figura 25, desloca-se da seguinte forma:

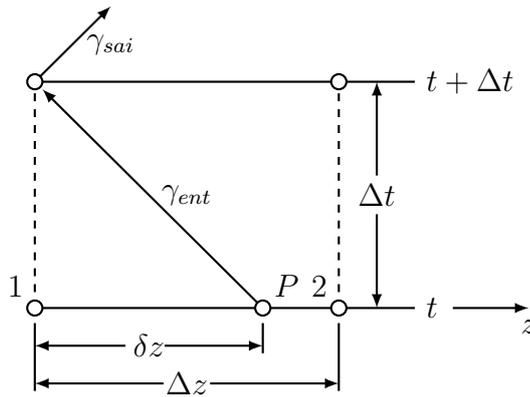


Figura 25: Determinação da curva característica do lado esquerdo.

$$\left. \frac{dz}{dt} \right|_{\beta} = w - c \quad (2.172)$$

Conforme Figura 25, interpola-se para encontrar os valores de $w - c$ no ponto P .

$$(w - c) = \left(1 - \frac{\delta z}{\Delta z}\right) (w - c)_1 + \frac{\delta z}{\Delta z} (w - c)_2 \quad (2.173)$$

Substituindo na Equação 2.172.

$$\frac{\delta z}{\Delta z} = \left(1 - \frac{\delta z}{\Delta z}\right) (w - c)_1 + \frac{\delta z}{\Delta z} (w - c)_2 \quad (2.174)$$

Isolando δz .

$$\delta z = \frac{(w - c)_i}{\frac{(w - c)_1 - (w - c)_2}{\Delta z} + \frac{1}{\Delta t}} \quad (2.175)$$

Com o valor de δz determinado, interpola-se linearmente as propriedades para o ponto P . Com as propriedades no ponto P , integra-se para encontrar o valor de β em $t + \Delta t$.

3 Modelos Matemáticos para os Processos que ocorrem na Câmara de Combustão

Um modelo completo, representativo e preciso da combustão deve levar em conta a evolução do spray de Diesel, a mistura ar-combustível, a atomização, a vaporização do combustível e a cinética química (GRONDIN, 2004). Os processos que ocorrem no cilindro podem ser modelados de quatro formas diferentes, em ordem de complexidade:

1. **Ciclos Ideais**
2. **Zero-dimensional** que utiliza um modelo empírico de taxa de liberação de energia do combustível, na qual o tempo é a única variável independente.
3. **Quase-dimensional** utiliza sub-modelos separados para simular a combustão turbulenta e extrair a taxa de liberação de energia do combustível.
4. **Multi-dimensionais** resolvem as equações de massa, quantidade de movimento, energia, espécie química e modelo de turbulência em duas ou três dimensões, permitindo prever a propagação da chama.

Todos estes modelos podem ser utilizados para estimar a eficiência e desempenho (PIANOVSKI JR., 2002). Por serem computacionalmente mais simples e rápidos, os modelos de zero e quase-dimensional são mais adequados para se resolver o ciclo completo do motor. No entanto, eles não trazem informação sobre o efeito da geometria da câmara de combustão. Por isso são utilizados no início do desenvolvimento do motor, e permitem obter dados globais do desempenho do motor. Devido a necessidade de elevado recurso computacional os modelos multi-dimensionais são utilizados para simular partes do ciclo e servem para obter informações sobre a propagação de chama, formação de poluente e aerodinâmica dentro da câmara de combustão. Este tipo de modelo (CFD) requer uma quantidade significativa de processamento do computador, mesmo para a previsão do fluxo de fluido turbulento com uma descrição simplista da reação química complexa da combustão. Assim, a maioria dos modelos de combustão utilizados são, do tipo de zero dimensional ou quase-dimensional (ALLA et al., 2001).

O modelo zero-dimensional pode ser aplicado com uma zona de combustão, normalmente aplicados em motores CI, como nos trabalhos de Velásquez (1993), Grondin (2004), Kesgin (2005) e García, Aguilar e Lencero (2009) que aplicaram este modelo para o motor HCCI (*Homogeneous Charge Compression Ignition*). O modelo de duas zonas, que é constituído pela zona queimada e não queimada é comum em simulações de motores SI (*Spark*

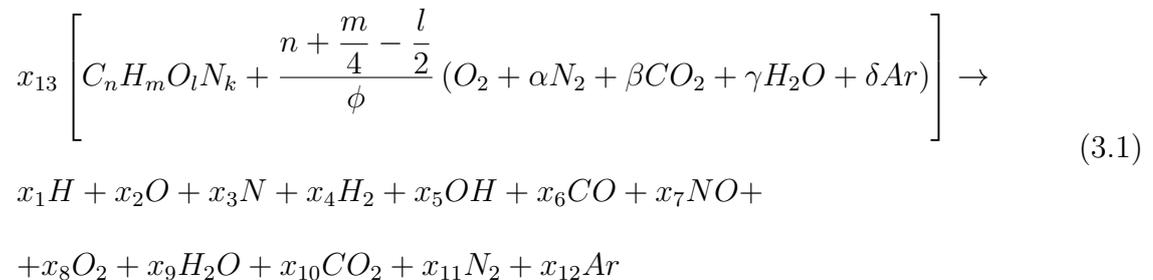
Ignition) como se vê nos trabalhos Bayraktar e Durgun (2005), Ma et al. (2008) e Santos (2009). Já Bueno (2006) utilizou o modelo de duas zonas para motores CI, justificando a aplicação devido o aumento de precisão na avaliação da exergia da carga, permitindo uma reprodução mais realista da conversão da exergia química contida no combustível injetado. Zeng, Xie e Jia (2007) apresentaram uma comparação entre os modelos de uma zona, multi-zonal e modelo multidimensional para um motor HCCI. Ferrari, Onorati e Piscaglia (2003) aplicaram um cálculo do processo de combustão baseada em um modelo multi-zonal de combustão, na qual a propagação da frente de chama na câmara é seguida por um modelo avançado fractal. O número de zonas utilizadas é limitado pelo tempo de processamento que queira obter (GRONDIN, 2004).

3.1 Análise pela Primeira Lei da Termodinâmica

Os processos que ocorrem nos cilindros dos motores de combustão interna influenciam diretamente nas características operacionais primárias do motor tais como potência, eficiência e a quantidade de gases poluentes emitidos durante a exaustão. Isto determina a necessidade de se aprimorar os conhecimentos sobre esses processos para o aperfeiçoamento destes equipamentos propulsores (VELÁSQUEZ, 1993).

Os fenômenos envolvidos no ciclo de operação dos motores são de extrema complexidade. Durante a admissão, a carga ingressa no cilindro através das válvulas, formando um escoamento tridimensional, turbulento e variável no tempo.

O fluido de trabalho é composto por gases em mistura homogênea que ocupa todo o volume da câmara de combustão. Esta hipótese é próxima da realidade quando o motor opera em alta rotação e produz vórtices de grande intensidade, que faz com que os gases se misturam rapidamente. Portanto neste trabalho foram negligenciados os gradientes de pressão e temperatura, a atomização e vaporização do combustível e atraso de ignição. A equação de reação é dado por:



sendo $x_{1,2,\dots,12}$ são as frações molares dos gases definidos como a razão do número de moles do gás i pelo número de moles dos produtos de combustão. A fração molar x_{13} é a razão do número de moles do combustível pelo número de moles dos produtos de

combustão. Os parâmetros n , m , l e k são o número de carbono, hidrogênio, oxigênio e nitrogênio do combustível. A relação de equivalência é representado pela letra grega ϕ e α , β , γ e δ representa a razão entre o número de moles dos gases que compõe o ar pelo número de moles de oxigênio presente no ar. A cada posição do virabrequim, deve-se conhecer os valores destas frações molares, portanto o problema apresenta 13 incógnitas. Cinco expressões são encontradas através dos balanços de espécies químicas de carbono, hidrogênio, oxigênio, nitrogênio e argônio:

$$x_6 + x_{10} = x_{13} \left[n + \frac{\beta}{\phi} \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) \right] \quad (3.2)$$

$$x_1 + 2x_4 + x_5 + 2x_9 = x_{13} \left[m + \frac{2\gamma}{\phi} \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) \right] \quad (3.3)$$

$$x_2 + x_5 + x_6 + x_7 + 2x_8 + x_9 + 2x_{10} = x_{13} \left[l + \left(\frac{2 + 2\beta + \gamma}{\phi} \right) \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) \right] \quad (3.4)$$

$$x_3 + x_7 + 2x_{11} = x_{13} \left[k + \frac{2\alpha}{\phi} \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) \right] \quad (3.5)$$

$$x_{12} = x_{13} \left[\frac{\delta}{\phi} \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) \right] \quad (3.6)$$

Uma expressão vem do somatório de frações molares dos gases presentes no produto de combustão ser igual a um:

$$\sum_{i=1}^{12} x_i = 1 \quad (3.7)$$

Outras sete expressões necessárias para resolver o sistema são encontradas através da hipótese de equilíbrio químico. A equação de dissociação é mostrada do lado esquerdo

e a equação de equilíbrio químico correlata é mostrada do lado direito:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2}H_2 &\rightleftharpoons H & K_1 &= \frac{x_1}{\sqrt{x_4}} \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{1/2} \\
 \frac{1}{2}O_2 &\rightleftharpoons O & K_2 &= \frac{x_2}{\sqrt{x_8}} \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{1/2} \\
 \frac{1}{2}N_2 &\rightleftharpoons N & K_3 &= \frac{x_3}{\sqrt{x_{11}}} \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{1/2} \\
 \frac{1}{2}H_2 + \frac{1}{2}O_2 &\rightleftharpoons OH & K_5 &= \frac{x_5}{\sqrt{x_4}\sqrt{x_8}} \\
 \frac{1}{2}O_2 + \frac{1}{2}N_2 &\rightleftharpoons NO & K_7 &= \frac{x_7}{\sqrt{x_8}\sqrt{x_{11}}} \\
 H_2 + \frac{1}{2}O_2 &\rightleftharpoons H_2O & K_9 &= \frac{x_9}{x_4\sqrt{x_8}} \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{-1/2} \\
 CO + \frac{1}{2}O_2 &\rightleftharpoons CO_2 & K_{10} &= \frac{x_{10}}{x_6\sqrt{x_8}} \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{-1/2}
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

sendo $K_{1,2,3,5,7,9,10}$ as constantes de equilíbrio, P a pressão total da mistura e P_{ref} a pressão de referência.

A composição dos gases é fixa nas fases de compressão, expansão e exaustão. Ela varia nas fases de admissão em função da injeção de vapor de combustível e ar. Durante a fase de combustão, a composição é encontrada considerando o equilíbrio químico com descrito por Velásquez (1993).

A hipótese de equilíbrio químico pode ser baseada no fato que, para a maioria das reações químicas envolvidas no processo de combustão, as velocidades de reações são extremamente altas. Isto determina que o tempo requerido para alcançar o equilíbrio é de menor ordem de grandeza que o passo de tempo adotado na modelagem (da ordem de 10^{-5} segundos). Os óxidos de nitrogênio e o monóxido de carbono, que são gases poluentes, são exceção a esta regra (PIANOVSKI JR., 2002). Como o objetivo da trabalho foi analisar aspectos globais do ciclo e não a formação de gases poluentes, aplicou-se, portanto, a hipótese de equilíbrio (MA et al., 2008) (BAYRAKTAR; DURGUN, 2005) (GRONDIN, 2004).

3.2 Modelo de uma zona de combustão aplicada à motores de ignição por compressão

A Primeira Lei da Termodinâmica estabelece que a variação da energia interna dos gases que se encontram dentro do volume de controle dU é igual ao calor transferido para o interior deste volume δQ , descontado o trabalho produzido pela superfície de controle δW e acrescido do fluxo líquido de entalpia de estagnação que atravessa esta superfície.

O fluido de trabalho é considerado homogêneo, esta condição é bem representada em circunstâncias em que os motores operam em alta rotação, onde o grande turbilhonamento dentro da câmara de combustão faz com que os gases se misturem intensamente. Isto é a base dos modelos zero-dimensionais, fazendo com que sejam desprezados os gradientes de pressão e temperatura, atomização e vaporização do combustível, atraso de ignição, etc. Admitindo-se que a entrada e saída de massa ocorram somente através das válvulas de admissão e escape, como mostrado na Figura 26, a Primeira Lei da Termodinâmica pode ser expressa por meio da seguinte equação:

$$dE = \delta Q - \delta W + h_{ad}dm_{ad} + h_{ex}dm_{ex} + h_f dm_f \quad (3.9)$$

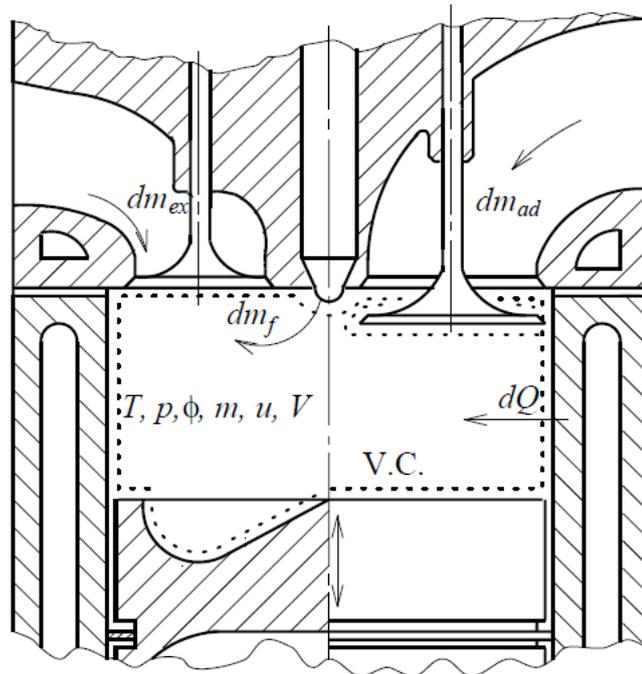


Figura 26: Volume de controle escolhido no qual se aplicou a primeira lei da termodinâmica (VELÁSQUEZ, 1993).

Considera-se que a grande parte da energia dentro do volume de controle venha da energia interna, portanto negligencia-se o termo de variação de energia cinética e potencial. É de comum conhecimento que as partículas de fluido tenham velocidades, mas em termos energéticos, a sua parcela é muito inferior quando comparadas com a energia interna. A única forma de transferência de energia por trabalho que se pode ver no volume de controle é a expansão da fronteira, portanto o diferencial de trabalho é igual a pressão multiplicada pelo diferencial de volume. Descieux e Feidt (2007) consideraram o atrito nas paredes da câmara de combustão. Dividindo toda a expressão por diferencial do ângulo de manivela

de θ , tem-se:

$$m \frac{du}{d\theta} + u \frac{dm}{d\theta} = \frac{\delta Q}{d\theta} - P \frac{dV}{d\theta} + h_{ad} \frac{dm_{ad}}{d\theta} + h_{ex} \frac{dm_{ex}}{d\theta} + h_f \frac{dm_f}{d\theta} \quad (3.10)$$

Observando a Figura 26 nota-se que há apenas duas fronteiras nas quais existe a possibilidade de entrada e/ou saída de fluido no volume de controle. Pode-se escrever que a taxa de variação de massa no volume de controle é função da taxa de admissão e da taxa de exaustão.

$$\frac{dm}{d\theta} = \frac{dm_{ad}}{d\theta} + \frac{dm_{ex}}{d\theta} + \frac{dm_f}{d\theta} \quad (3.11)$$

Lapuerta, Ballesteros e Agudelo (2006) compararam a temperatura média e a liberação de energia utilizando diferentes equações de estado e os resultados obtidos mostraram que para a faixa de pressão e temperatura em que operam os motores de combustão interna, o fator de compressibilidade é essencialmente unitário, ou seja, a equação dos gases perfeitos pode ser aplicada a este problema. A energia interna para uma mistura de gases ideais é uma função dependente da temperatura, da pressão e da razão de equivalência, e pode ser escrita como a seguinte relação:

$$\frac{du}{d\theta} = \frac{\partial u}{\partial T} \frac{dT}{d\theta} + \frac{\partial u}{\partial P} \frac{dP}{d\theta} + \frac{\partial u}{\partial \phi} \frac{d\phi}{d\theta} \quad (3.12)$$

Admite-se a hipótese que o ar se comporte como um gás ideal, portanto obedecendo a equação do estado ($PV = mRT$). Essa hipótese é válida para toda a faixa de temperaturas/pressões observados neste estudo. Derivando a equação do estado em relação a θ .

$$P \frac{dV}{d\theta} + V \frac{dP}{d\theta} = mR \frac{dT}{d\theta} + mT \frac{dR}{d\theta} + RT \frac{dm}{d\theta} \quad (3.13)$$

Dividindo a expressão anterior por V e substituindo por relações encontradas na equação do estado, obtém-se:

$$\frac{dP}{d\theta} = P \left(\frac{1}{T} \frac{dT}{d\theta} - \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} + \frac{1}{R} \frac{dR}{d\theta} + \frac{1}{m} \frac{dm}{d\theta} \right) \quad (3.14)$$

A derivação da constante da mistura do gás em relação a θ é encontrada por:

$$\frac{dR}{d\theta} = \frac{\partial R}{\partial T} \frac{dT}{d\theta} + \frac{\partial R}{\partial P} \frac{dP}{d\theta} + \frac{\partial R}{\partial \phi} \frac{d\phi}{d\theta} \quad (3.15)$$

Substituindo na Equação 3.14, tem-se:

$$\frac{dP}{d\theta} = \frac{P \left[\left(\frac{1}{T} + \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \right) \frac{dT}{d\theta} - \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} + \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \phi} \frac{d\phi}{d\theta} + \frac{1}{m} \frac{dm}{d\theta} \right]}{\left(1 - \frac{P}{R} \frac{\partial R}{\partial P} \right)} \quad (3.16)$$

Substituindo na Equação 3.12, chega-se a:

$$\frac{du}{d\theta} = \frac{\partial u}{\partial T} \frac{dT}{d\theta} + \frac{\partial u}{\partial \phi} \frac{d\phi}{d\theta} + A \left[\left(\frac{1}{T} + \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \right) \frac{dT}{d\theta} - \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} + \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \phi} \frac{d\phi}{d\theta} + \frac{1}{m} \frac{dm}{d\theta} \right] \quad (3.17)$$

sendo $A = \frac{P \frac{\partial u}{\partial P}}{1 - \frac{P}{R} \frac{\partial R}{\partial P}}$. Substituindo a equação anterior no balanço de energia (Equação 3.10), tem-se:

$$\frac{dT}{d\theta} = \frac{\frac{dV}{d\theta} \left(\frac{A}{V} - \frac{P}{m} \right) - \frac{d\phi}{d\theta} \left(\frac{\partial u}{\partial \phi} + \frac{A}{R} \frac{\partial R}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{m} \left[\frac{\delta Q}{d\theta} + \sum (h_i - u - A) \frac{dm_i}{d\theta} \right]}{\frac{A}{T} + \frac{\partial u}{\partial T} + \frac{A}{R} \frac{\partial R}{\partial T}} \quad (3.18)$$

sendo $i = ad, ex, f$ a representa dos fluxo de massa que atravessam a válvula de admissão, de exaustão e pelo injetor, respetivamente. As equações 3.18 e 3.16 devem ser resolvidas simultaneamente e elas fornecem as temperaturas e pressões dentro do cilindro. Este sistema de duas equações diferenciais é resolvido pelo método de Runge-Kutta de 4ª ordem, tendo-se como dados de entrada a taxa de transferência de calor nas paredes do cilindro, e as vazões mássicas e entalpias dos fluxos de massa que atravessam o sistema. Para a taxa de transferência de calor pode se utilizar correlações mostradas na próxima sessão. Os fluxos de energia através das válvulas são conhecidos pela modelagem dos escoamentos dos dutos de admissão e exaustão. E a taxa de variação do volume é relacionada em função dos parâmetros geométricos do motor, sendo deduzida no anexo A.

A relação de equivalência é dada pel equação:

$$\phi = \frac{m_f/m_a}{FA_s} \quad (3.19)$$

sendo FA_s a relação combustível-ar estequiométrica. Derivando em relação a θ :

$$\frac{d\phi}{d\theta} = \phi \left(\frac{1}{m_c} \frac{dm_c}{d\theta} - \frac{1}{m_a} \frac{dm_a}{d\theta} \right) \quad (3.20)$$

A taxa de vazão de ar é dada pela solução da condição de contorno no duto. Já a taxa de adição de combustível é dada pela função de Wiebe (DEMOULIN, 2012), supondo que a taxa de adição de combustível é igual a taxa de liberação de energia.

$$\frac{dm_c}{d\theta} = m_{inj,ciclo} \frac{d\chi}{d\theta} \quad (3.21)$$

sendo χ :

$$\chi = 1 - \exp \left[-6,908 \left(\frac{\theta - \theta_{ig}}{\theta_z - \theta_{ig}} \right)^{\xi_p + 1} \right] \quad (3.22)$$

sendo a sua derivada em relação a θ igual a:

$$\begin{aligned} \frac{d\chi}{d\theta} = & \chi_p \left\{ 6,908 \frac{\xi_p + 1}{\Delta\theta_p} \left(\frac{\theta - \theta_{ig}}{\Delta\theta_p} \right)^{\xi_p} \exp \left[-6,908 \left(\frac{\theta - \theta_{ig}}{\Delta\theta_p} \right)^{\xi_p + 1} \right] \right\} + \\ & (1 - \chi_p) \left\{ 6,908 \frac{\xi_d + 1}{\Delta\theta_d} \left(\frac{\theta - \theta_{ig}}{\Delta\theta_d} \right)^{\xi_d} \exp \left[-6,908 \left(\frac{\theta - \theta_{ig}}{\Delta\theta_d} \right)^{\xi_d + 1} \right] \right\} \quad (3.23) \end{aligned}$$

A massa injetada por ciclo é encontrada através da relação de equivalência adotada:

$$m_{inj,ciclo} = \frac{m_{a,0} (FA)_s \phi_{ciclo} - m_{c,0}}{0,999} \quad (3.24)$$

3.3 Modelo de duas zonas para motor de ignição por centelha

O modelo de uma zona de combustão não é adequado para motores de ignição por centelha, devendo passar para um modelo de duas zonas de combustão, uma do gás não queimando, u , e uma zona de gás queimado, b .

Durante a fase de admissão, compressão, expansão, exaustão e cruzamento de válvulas é usado o modelo de uma zona. Portanto as equações 3.16 e 3.18. Durante estas fases, não há combustão e portanto a energia interna depende somente da temperatura e da relação de equivalência, restando a equação de balanço de energia igual a:

$$\frac{dT}{d\theta} = \frac{P \frac{dV}{d\theta} - \frac{d\phi}{d\theta} \frac{\partial u}{\partial \phi} + \frac{\delta Q}{d\theta} + \sum (h_i - u) \frac{dm_i}{d\theta}}{mc_V} \quad (3.25)$$

A energia interna específica da mistura de gases é avaliada através da soma dos produtos das frações molares de cada gás com energia interna específica na base molar de

cada gás, dividido pela massa molar média da mistura.

$$u = \frac{\sum_{i=1}^{13} x_i \bar{u}_i}{M} \quad (3.26)$$

Derivando em relação a ϕ :

$$\frac{\partial u}{\partial \phi} = \frac{\sum_{i=1}^{13} \bar{u}_i \frac{dx_i}{d\phi}}{M} - \frac{u}{M} \frac{dM}{d\phi} \quad (3.27)$$

A massa molar média da mistura é calculada por:

$$M = \sum_{i=1}^{13} x_i M_i \quad (3.28)$$

Derivando em relação a ϕ

$$\frac{dM}{d\phi} = \sum_{i=1}^{13} M_i \frac{dx_i}{d\phi} \quad (3.29)$$

Substituindo na Equação 3.27:

$$\frac{\partial u}{\partial \phi} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{13} (\bar{u}_i - u M_i) \frac{dx_i}{d\phi} \quad (3.30)$$

E agora substituindo este resultado na Equação 3.25

$$\frac{dT}{d\theta} = \frac{P \frac{dV}{d\theta} - \frac{m}{M} \sum_{i=1}^{13} (\bar{u}_i - u M_i) \frac{dx_i}{d\theta} + \frac{\delta Q}{d\theta} + \sum (h_i - u) \frac{dm_i}{d\theta}}{m c_V} \quad (3.31)$$

Na equação anterior deve-se conhecer o valor da pressão no cilindro em cada instante. Ela pode ser encontrada através da diferencial da equação dos gases ideais como mostrada na Equação 3.14. A constante particular da mistura de gases ideais neste caso é dependente somente da composição dos gases, portanto:

$$R = \frac{\bar{R}}{M} \quad (3.32)$$

Derivando em relação a θ , tem-se:

$$\frac{dR}{d\theta} = -\frac{\bar{R}}{M^2} \frac{dM}{d\theta} = -\frac{R}{M} \frac{dM}{d\theta} \quad (3.33)$$

A derivada de M em relação a θ é encontrada através da derivada da Equação 3.28. Portanto, substituindo a Equação 3.33 na Equação 3.14, resta:

$$\frac{dP}{d\theta} = P \left(\frac{1}{T} \frac{dT}{d\theta} + \frac{1}{m} \frac{dm}{d\theta} - \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} - \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{13} M_i \frac{dx_i}{d\theta} \right) \quad (3.34)$$

Durante a fase de combustão, o volume é composto por duas zonas: zona de gases queimados, b e gases não-queimados, u , conforme visualizado na Figure 27.

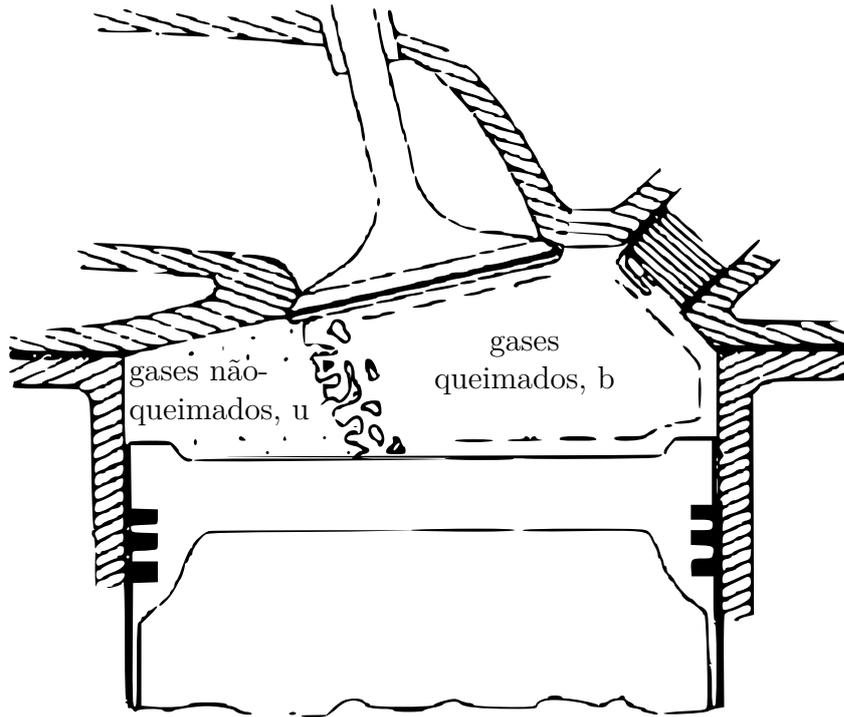


Figura 27: Esquema de uma câmara de combustão com a identificação dos dois volumes.

A espessura da chama é considerado desprezível. A massa total do sistema é:

$$m = m_b + m_u \quad (3.35)$$

A derivada da massa em relação ao ângulo θ é:

$$dm = dm_b + dm_u \quad (3.36)$$

Como durante a combustão não há entrada ou saída de massa, portanto $dm = 0$:

$$dm_b = -dm_u \quad (3.37)$$

Definindo a fração queimada, χ_b , como sendo:

$$\chi_b = \frac{m_b}{m} \quad (3.38)$$

Considerando os gases queimados e não-queimados como uma mistura de gases ideais:

$$P = \frac{m_u R_u T_u}{V_u} = \frac{m_b R_b T_b}{V_b} \quad (3.39)$$

Substituindo $m_b = \chi_b m$ e $m = m_u + m_b$ chegando a $m_u = (1 - \chi_b) m$ tem-se:

$$\frac{(1 - \chi_b) R_u T_u}{V_u} = \frac{\chi_b R_b T_b}{V_b} \quad (3.40)$$

O volume do sistema é a soma dos volumes de cada zona. Isolando V_b chega-se a:

$$V_b = \frac{\chi_b V}{\chi_b + (1 - \chi_b) \frac{R_u T_u}{R_b T_b}} \quad (3.41)$$

Aplicando o balanço de energia para os gases não-queimados tem-se:

$$dU_u = \delta Q_u - P dV_u + h_u dm_u \quad (3.42)$$

Nota-se que o termo $h_u dm_u$ refere-se à transferência de energia pela transferência de massa da zona não-queimada em direção a zona queimada. Introduzindo a definição de entalpia e substituindo na equação anterior, tem-se:

$$dH_u = \delta Q_u + V_u dP + h_u dm_u \quad (3.43)$$

O termo $h_u dm_u$ se refere a energia que deixa a zona não-queimada e ingressa na zona queimada. A entalpia dos gases não-queimados é obtida pelo produto da massa e a entalpia específica dos gases não-queimados. Diferenciando essa relação, tem-se:

$$dH_u = m_u dh_u + h_u dm_u \quad (3.44)$$

Durante esta fase, na zona não-queimada, a composição dos gases é fixa, e portanto dh_u pode ser substituído por $c_{P,u} dT_u$.

$$m_u c_{P,u} dT_u + h_u dm_u = \delta Q_u + V_u dP + h_u dm_u \quad (3.45)$$

A equação diferencial para a temperatura dos gases não-queimados é:

$$\frac{dT_u}{d\theta} = \frac{V_u}{m_u c_{P,u}} \frac{dP}{d\theta} + \frac{1}{m_u c_{P,u}} \frac{\delta Q_u}{d\theta} \quad (3.46)$$

Aplicando a equação dos gases ideais para a zona não-queimada:

$$PV_u = m_u R_u T_u \quad (3.47)$$

Diferenciando:

$$PdV_u + V_u dP = m_u R_u dT_u + R_u T_u dm_u \quad (3.48)$$

Isolando dV_u e rearranjando os termos.

$$dV_u = V_u \left(\frac{dT_u}{T_u} + \frac{dm_u}{m_u} - \frac{dP}{P} \right) \quad (3.49)$$

Aplicando a equação dos gases ideais para a zona queimada e realizando os mesmos passos, chega-se a seguinte equação:

$$dV_b = V_b \left(\frac{dT_b}{T_b} + \frac{dm_b}{m_b} - \frac{dP}{P} \right) \quad (3.50)$$

Diferenciando a equação do volume total, tem-se $dV = dV_u + dV_b$ e substituindo as Equações 3.49 e 3.50, rearranjando obtém-se:

$$dV = \frac{V_u}{T_u} dT_u + \frac{V_b}{T_b} dT_b + \left(\frac{V_b}{m_b} - \frac{V_u}{m_u} \right) dm_b - \frac{V}{P} dP \quad (3.51)$$

Isolando dT_b , dividindo por $d\theta$ e substituindo $dT_u/d\theta$ pela Equação 3.46, obtém-se:

$$\frac{dT_b}{d\theta} = \frac{T_b}{V_b} \left[\frac{V}{P} \frac{dP}{d\theta} - \left(\frac{V_b}{m_b} - \frac{V_u}{m_u} \right) \frac{dm_b}{d\theta} - \frac{V_u}{T_u} \left(\frac{V_u}{m_u c_{P,u}} \frac{dP}{d\theta} + \frac{1}{m_u c_{P,u}} \frac{\delta Q_u}{d\theta} \right) + \frac{dV}{d\theta} \right] \quad (3.52)$$

Utilizando relações de gases ideais dos gases não-queimados e queimados, pode chegar na equação diferencial da temperatura dos gases queimados:

$$\frac{dT_b}{d\theta} = \frac{P}{m_b R_b} \left[\frac{dV}{d\theta} - \frac{(R_b T_b - R_u T_u)}{P} \frac{dm_b}{d\theta} + \left(V - \frac{R_u V_u}{c_{P,u}} \right) \frac{1}{P} \frac{dP}{d\theta} - \frac{R_u}{c_{p,u}} \frac{1}{P} \frac{\delta Q_u}{d\theta} \right] \quad (3.53)$$

Aplicando o balanço de energia para um sistema que engloba as duas zonas, tem-se:

$$dU = \delta Q - PdV \quad (3.54)$$

O diferencial de U é:

$$dU = m_u du_u + u_u dm_u + m_b du_b + u_b dm_b \quad (3.55)$$

Como $dm_u = -dm_b$ e a diferencial de energia interna específica pode ser escrita em função do calor específico e da diferencial de temperatura:

$$m_u c_{V,u} dT_u + (u_b - u_u) dm_b + m_b c_{V,b} dT_b = \delta Q - P dV \quad (3.56)$$

Dividindo por $d\theta$ e substituindo as Equações 3.46 e 3.53, obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{c_{V,u}}{c_{P,u}} \left(V_u \frac{dP}{d\theta} + \frac{\delta Q_u}{d\theta} \right) + (u_b - u_u) \frac{dm_b}{d\theta} + P \frac{c_{V,b}}{R_b} \left[\frac{dV}{d\theta} - \frac{(R_b T_b - R_u T_u)}{P} \frac{dm_b}{d\theta} \right. \\ \left. + \left(V - V_u \frac{R_u}{c_{P,u}} \right) \frac{1}{P} \frac{dP}{d\theta} - \frac{R_u}{c_{p,u}} \frac{1}{P} \frac{\delta Q_u}{d\theta} \right] = \frac{\delta Q}{d\theta} - P \frac{dV}{d\theta} \end{aligned} \quad (3.57)$$

Isolando a derivada da pressão em relação ao ângulo de manivela tem-se a seguinte equação diferencial:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\theta} = \left\{ \frac{\delta Q}{d\theta} - \left[(u_b - u_u) - c_{V,b} \left(T_b - \frac{R_u}{R_b} T_u \right) \right] \frac{dm_b}{d\theta} \right. \\ \left. - \left(\frac{c_{V,u}}{c_{P,u}} - \frac{c_{V,b}}{R_b} \frac{R_u}{c_{P,u}} \right) \frac{\delta Q_u}{d\theta} - \left(1 + \frac{c_{V,b}}{R_b} \right) P \frac{dV}{d\theta} \right\} \left[\left(c_{V,u} - c_{V,b} \frac{R_u}{R_b} \right) \frac{V_u}{c_{P,u}} + \frac{c_{V,b}}{R_b} V \right]^{-1} \end{aligned} \quad (3.58)$$

Estas equações estão de acordo com as encontradas na literatura (MA et al., 2008). Descieux e Feidt (2007) utilizaram a função de Wiebe para a taxa de queima de combustível (KESGIN, 2005) (GRONDIN, 2004) (ALLA et al., 2001). Como pode ser visto nas equações acima, a derivada da massa queimada é calculada através do modelo de Wiebe (modelo preditivo).

$$\chi_b = 1 - \exp \left[-a_v \left(\frac{\theta - \theta_0}{\Delta\theta} \right)^{m_v+1} \right] \quad (3.59)$$

sendo θ o ângulo de manivela, θ_0 o ângulo de manivela o qual a combustão tem início e $\Delta\theta_{dur}$ é a duração total da combustão (de $\chi_b = 0$ até $\chi_b = 1$). Os termos a_v e m_v são parâmetros de ajuste que dão forma a curva. Derivando em relação a θ , tem-se:

$$\frac{d\chi_b}{d\theta} = \frac{a_v (m_v + 1)}{\Delta\theta_{dur}} \left(\frac{\theta - \theta_0}{\Delta\theta_{dur}} \right)^{m_v} \exp \left\{ - \left[a_v \left(\frac{\theta - \theta_0}{\Delta\theta_{dur}} \right)^{m_v+1} \right] \right\} \quad (3.60)$$

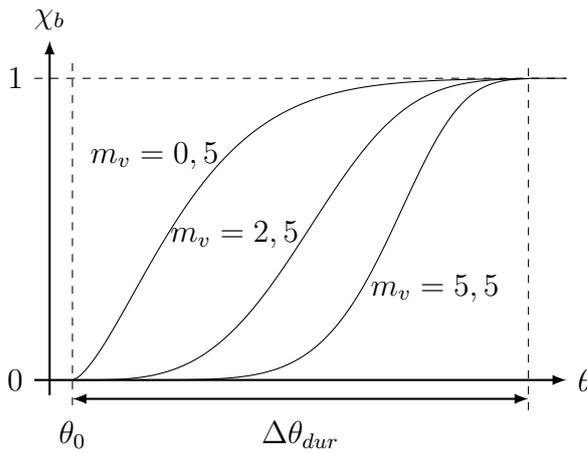


Figura 28: Representação da fração de gases queimados, χ_b para $a_v = 6,908$ e diferentes valores de m_v .

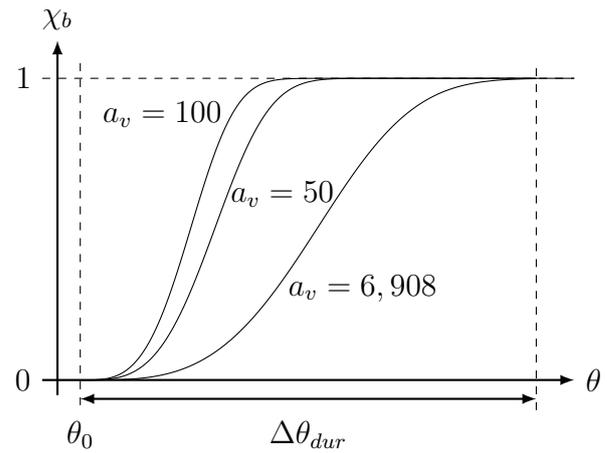


Figura 29: Representação da fração de gases queimados, χ_b para $a_v = 2,5$ e diferentes valores de a_v .

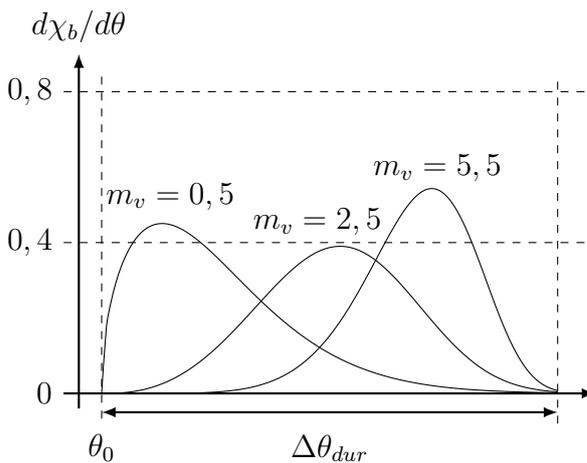


Figura 30: Representação da taxa de fração mássica de gases queimados, χ_b para $a_v = 6,908$ e diferentes valores de m_v .

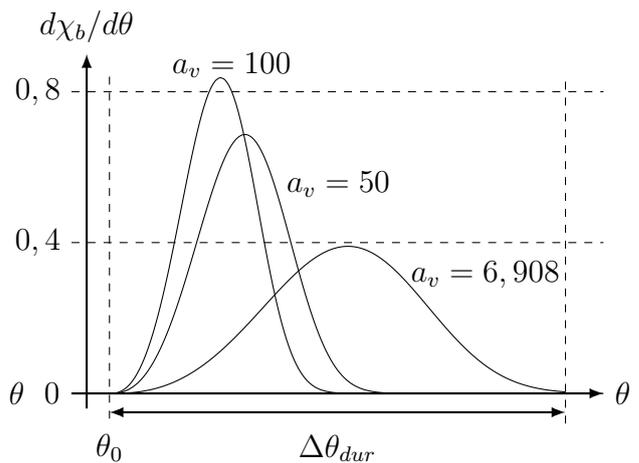


Figura 31: Representação da taxa de fração mássica de gases queimados, χ_b para $m_v = 2,5$ e diferentes valores de a_v .

3.4 Taxa de transferência de calor

A transferência de calor em motores de combustão interna é extremamente complexa, uma vez que os fenômenos relevantes são transitórios, tridimensionais, e sujeitos a oscilações rápidas da pressão e temperaturas do gás no cilindro, enquanto que as fronteiras que se movem da câmara de combustão aumentam a esta complexidade (RAKOPOULOS et al., 2004). O escoamento tridimensional, turbulento e transitório e as propriedades pressão e temperatura são parâmetros que definem a transferência de calor para a vizinhança.

A complexidade do problema torna difícil a avaliação da taxa de transferência de calor na equação de balanço de energia. Neste trabalho consideram-se propriedades uniformes no interior do cilindro, o que dificulta a avaliação da transferência de calor em cada superfície que interage com as vizinhas. A solução amplamente empregada consiste na utilização de correlações encontradas na literatura. Essas correlações empíricas permitem o cálculo do coeficiente de transferência de calor em função das propriedades do fluido, bem como de parâmetros geométricos do motor. Admite-se que a espessura da camada limite e a capacidade térmica da mesma sejam desprezíveis, ou seja, não existe gradiente de qualquer propriedade próximo às fronteiras.

Annand (1963) comparou um grande número de dados experimentais de temperatura das paredes e concluiu que a taxa de transferência de calor pode ser obtida como:

$$\frac{\delta Q}{d\theta} = -\frac{1}{6rpm} A \left[a \frac{k}{D} Re^b (T_c - T_w) + c (T_c^4 - T_w^4) \right] \quad (3.61)$$

Nota-se que o primeiro termo dentro dos colchetes representa a transferência de calor por convecção forçada e o termo seguinte refere-se a transferência de calor por radiação. Rakopoulos et al. (2004) investigaram experimentalmente e teoricamente o fenômeno de curto tempo de resposta (cíclica) da temperatura nas paredes da câmara de combustão de um motor de combustão interna. Eles concluíram que as variações de temperatura da superfície do cilindro interior, durante o ciclo termodinâmico são fracas (cerca de 10 K) em comparação com as variações da temperatura dos gases de combustão (cerca de 1000 K), portanto pode-se considerar que T_w é a média espacial e temporal da temperatura da parede do cilindro, ou seja, uma constante.

O número de Reynolds na Equação 3.61 é baseado na velocidade média do pistão (v_{mp}).

$$Re = \frac{\rho v_{mp} D}{\mu} \quad (3.62)$$

A viscosidade dinâmica pode ser avaliada pela seguinte expressão empírica, proposta por Annand (1963)

$$\mu = 4,57 \times 10^{-7} T^{-0,645} \quad (3.63)$$

sendo T a temperatura na escala Kelvin. Na correlação 3.61 aparecem coeficientes de ajuste (a , b e c) os quais são necessários devido a grande variação de dimensões, formatos da câmara de combustão e de regimes de funcionamento dos motores. Este ajuste se baseia em dados obtidos experimentalmente.

Woschni (1967) conclui através de experimentos de bombas de calor e motores CI, que os dados de temperatura local das paredes são dispersos e não servem para determinar o coeficiente de transferência de calor médio. Esse autor aplicou balanços térmicos e obteve a seguinte correlação:

$$h = 890 \frac{P^{0,8} W^{0,8}}{D_c^{0,2} T^{0,53}} \quad (3.64)$$

sendo D_c o diâmetro do cilindro, P e T as pressão e a temperatura no cilindro, respectivamente. E W é a velocidade característica, calculada pela seguinte equação:

$$W = c_1 w_p + c_2 \frac{V_h T_1}{P_1 V_1} (P - P_0) \quad (3.65)$$

sendo c_1 uma constante determinada experimentalmente por Woschni que vale 6,18 durante as fases de admissão/exaustão e vale 2,28 para as fases de compressão/expansão. A constante c_2 vale $3,24 \times 10^{-3}$ m/s, w_p é a velocidade do pistão, V_h é o volume deslocado do motor, T_1 , P_1 e V_1 são a temperatura, pressão e volume no início da compressão. P e P_0 são as pressões na câmara de combustão para o caso com combustão e sem combustão, respectivamente.

Esta correlação hoje em dia é a correlação mais utilizada, como pode ser visto nos trabalhos de Ma et al. (2008), Mahrous et al. (2009) e García, Aguilar e Lencero (2009). Outros autores preferem aplicar a correlação de Woschni modificada por Hoheneberg como visto nos trabalhos de Grondin (2004), Kesgin (2005) e Descieux e Feidt (2007).

$$h = k_{hoh} \frac{P^{0,8} (w_p + 1, 4)^{0,8}}{T^{0,4} V^{0,06}} \quad (3.66)$$

sendo k_{hoh} a constante de Hoheneberg que é a constante que caracteriza o motor. Grondin (2004) apresenta em seu trabalho a correlação chamada de lei de Eichelberg.

$$h = 0,00767 w_p^{0,003} \sqrt{PT} \quad (3.67)$$

Na Figura 32 observa-se que essas correlações encontram valores muito diferentes ao longo do curso do pistão. Segundo Descieux e Feidt (2007), a correlação modificada por Hohenberg parece ser mais adequada que a de Annand.

3.5 Taxa de introdução de combustível instantânea na câmara de combustão

No próximo capítulo será descrito o motor utilizado neste trabalho. Este motor pode ser montado com dois injetores que se localizam em posições distintas dentro da câmara

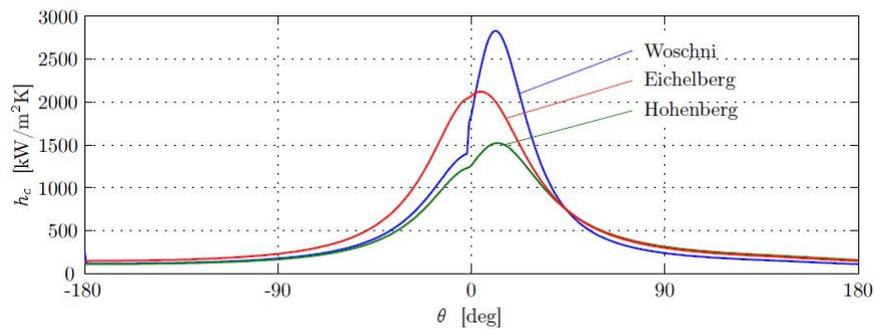


Figura 32: Evolução do coeficiente de transferência de calor médio em função do ângulo de manivela (GRONDIN, 2004).

de combustão. O injetor instalado no centro da câmara de combustão é do tipo indutivo e o que vai na lateral direita da câmara (entre as duas válvulas de admissão) é um injetor piezelétrico. Neste estudo, foi utilizado o injetor lateral piezelétrico e necessitou-se modelar a taxa de introdução de combustível na câmara de combustão, para este injetor.

Delay (2005) fez medições com injetores deste tipo e percebeu que a movimentação da agulha do injetor pode ser aproximada como um função trapezoidal em relação ao ângulo de injeção. Observou-se que a vazão volumétrica de combustível para uma lei trapezoidal se comporta como um sistema massa-mola-amortecedor, como visto na Figura 33. No início uma taxa elevada de vazão até chegar a um pico, após pode haver oscilações amortecidas ou supercríticas, uma região de vazão constante e uma queda linear (aproximadamente) de vazão próximo ao fechamento do injetor.

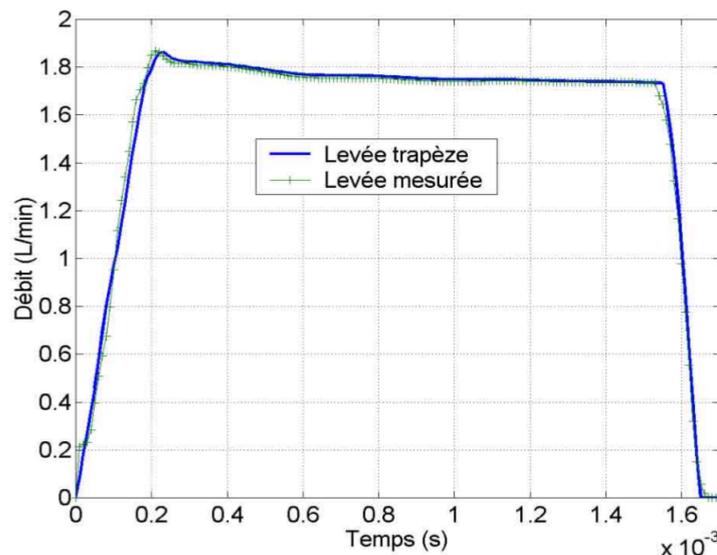


Figura 33: Flutuação da vazão líquida na saída do injetor em função do comando de elevação da agulha utilizada. Banco de ensaios de alta pressão (200 bar) (DELAY, 2005)

Baseado neste trabalho, observou-se que a curva da vazão em relação ao tempo também poderia ser aproximada por uma lei trapezoidal. Portanto esta tese se baseia neste modelo, como visto na Figura 34

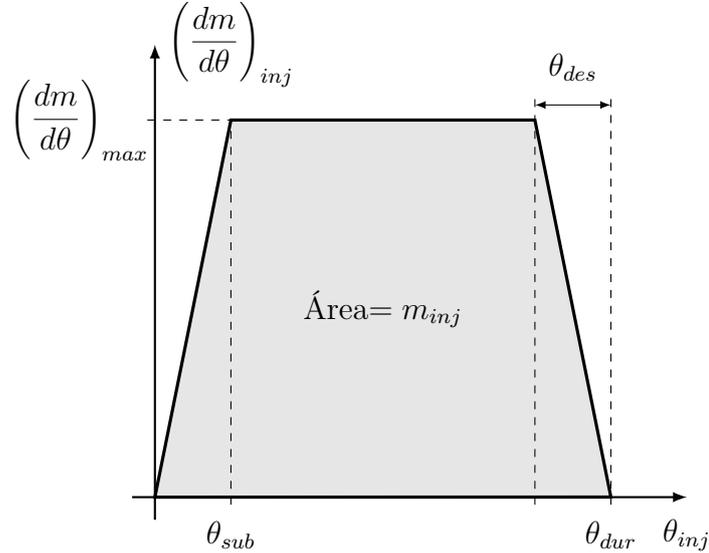


Figura 34: Modelo matemático da taxa de injeção de combustível na câmara de combustão.

Conforme a Figura 34 pode-se chegar as seguintes expressões:

Para $0 \leq \theta_{inj} \leq \theta_{sub}$

$$\left(\frac{dm}{d\theta}\right)_{inj} = \left(\frac{dm}{d\theta}\right)_{max} \frac{\theta_{inj}}{\theta_{sub}} \quad (3.68)$$

Para $\theta_{sub} \leq \theta_{inj} \leq \theta_{dur} - \theta_{des}$

$$\left(\frac{dm}{d\theta}\right)_{inj} = \left(\frac{dm}{d\theta}\right)_{max} \quad (3.69)$$

Para $\theta_{dur} - \theta_{des} \leq \theta_{inj} \leq \theta_{dur}$

$$\left(\frac{dm}{d\theta}\right)_{inj} = \left(\frac{dm}{d\theta}\right)_{max} \left(\frac{\theta_{dur} - \theta_{inj}}{\theta_{des}}\right) \quad (3.70)$$

Para encontrar a massa injetada, basta integrar as equações anteriores em relação à θ_{inj}

Para $0 \leq \theta_{inj} \leq \theta_{sub}$

$$m_{inj} = \left(\frac{dm}{d\theta}\right)_{max} \frac{\theta_{inj}^2}{2\theta_{sub}} \quad (3.71)$$

Para $\theta_{sub} \leq \theta_{inj} \leq \theta_{dur} - \theta_{des}$

$$m_{inj} = \left(\frac{dm}{d\theta} \right)_{max} \left(\theta_{inj} - \frac{\theta_{sub}}{2} \right) \quad (3.72)$$

Para $\theta_{dur} - \theta_{des} \leq \theta_{inj} \leq \theta_{dur}$

$$m_{inj} = \frac{1}{2} \left(\frac{dm}{d\theta} \right)_{max} \left[2\theta_{dur} - \theta_{sub} - \theta_{des} - \frac{(\theta_{dur} - \theta_{inj})^2}{\theta_{des}} \right] \quad (3.73)$$

Substituindo θ_{inj} por θ_{dur} , pode-se encontrar a massa total de combustível injetada por ciclo:

$$m_{inj} = \left(\frac{dm}{d\theta} \right)_{max} \left[\frac{\theta_{sub}}{2} + (\theta_{dur} - \theta_{sub} - \theta_{des}) + \frac{\theta_{des}}{2} \right] \quad (3.74)$$

A massa de combustível pode ser calculada através da relação de equivalência, ϕ conforme a expressão:

$$m_{inj} = m_{ar} \phi (FA)_{est} \quad (3.75)$$

Como a injeção é feita durante o processo de admissão e portanto não se conhece a quantidade final de ar que entrou no cilindro, estima-se esta quantidade através do valor obtido no ciclo anterior. Durante o processo de cálculo a diferença do valor de massa ar que entrou no ciclo anterior e no ciclo atual diminui até atingir a convergência. No primeiro ciclo, como não se conhece o valor de massa de ar que entrou no ciclo anterior, estima-se em função da relação de equivalência inicial. Portanto, utiliza-se a Equação 3.74 para calcular $(dm/d\theta)_{max}$. O valor de θ_{dur} foi medido experimentalmente e portanto foi utilizado como dado de entrada para o programa. Observou-se que para os casos simulados neste trabalho, os valores de θ_{sub} e θ_{des} não influenciaram de forma significativa os resultados e portanto, foram tomados como sendo 5 graus.

4 Metodologia de Otimização do Processo de Admissão

Neste capítulo serão detalhados o cálculo da função objetivo, o método de otimização utilizado, o desenvolvimento do código computacional, a paralização do código e o *hardware* utilizado. O problema de otimização proposto neste trabalho é dado abaixo:

$$\begin{cases} \text{maximizar } \eta_V(x_i) \\ x_i^{inf} \leq x_i \leq x_i^{sup} \end{cases} \quad (4.1)$$

As variáveis de projeto, x_i , são diferentes dependendo do caso simulado. O primeiro caso foi a otimização dos comprimentos dos dutos (admissão e exaustão) e o segundo caso foi os ângulos de abertura e fechamento das válvulas (*avo*, *avc*, *evo* e *evc*).

4.1 Implementação do cálculo da eficiência volumétrica

O desempenho de motores de combustão interna alternativos depende de parâmetros de projeto como geometria das válvulas, dimensões do coletor, elevação e diagrama de distribuição. Em efeito, estes parâmetros exercem uma influência na eficiência volumétrica e, conseqüentemente, no torque, potência e consumo específico.

A definição de eficiência volumétrica, η_V , é a razão entre a massa de mistura nova admitida no cilindro durante a fase de admissão, $m_{a,n}$, pela massa teórica, G_{teo} . Neste trabalho foi utilizado um motor de injeção direta, portanto em vez de utilizar a massa da mistura, é utilizada a massa de ar novo que fica no cilindro após o fechamento da válvula de admissão.

$$\eta_V = \frac{m_{a,n}}{G_{teo}} \quad (4.2)$$

A massa teórica é definida como a massa que ocuparia o cilindro devido ao deslocamento do pistão, com a massa específica da atmosfera.

$$G_{teo} = \rho_o V_d \quad (4.3)$$

sendo ρ_o a massa específica do ar em condições ambiente e V_d o volume deslocado pelo pistão. Normalmente na literatura (BRUNETTI, 2012), encontram-se dois estados diferentes para o cálculo da massa específica. A primeira, calculada através da temperatura e pressão nas proximidades da válvula de admissão, desta forma a eficiência volumétrica informa

o desempenho no bombeamento da mistura fresca e as perdas na válvula. A segunda forma, é calculá-la através da temperatura e pressão próxima da tomada de ar (condições atmosféricas onde o motor se encontra), calculando então a eficácia de todo o sistema de admissão (filtro, junções, etc) incluindo as duas mencionadas anteriormente. Esta segunda forma é a mais utilizada, pois é facilmente medida experimentalmente, não havendo a necessidade de instrumentação próxima da válvula. Por representar o desempenho global do sistema de admissão, ela também é chamada de eficiência volumétrica global.

No modelo de uma zona de combustão para motores de ignição por compressão, não é calculada diretamente a quantidade de massa de ar no cilindro em cada posição do ângulo de manivela. No entanto é possível obter o valor de massa de ar novo no cilindro através da relação de equivalência calculada.

A massa total no interior do cilindro, m_c é dada pela soma de massa de ar novo, $m_{a,n}$, massa de ar $m_{a,o}$ e massa de combustível $m_{f,o}$. Após algumas manipulações, a expressão da eficiência volumétrica resta igual a:

$$\eta_V = \frac{m_c}{G_{teo}} \left[1 - \frac{\frac{m_{a,o}}{m_{f,o}} + 1}{\frac{m_{a,n} + m_{a,o}}{m_{f,o}} - 1} \right] \quad (4.4)$$

A razão $m_{a,o}/m_{f,o}$ pode ser substituída por $1/[\phi_{ciclo} (F/A)_{est}]$ onde ϕ_{ciclo} é a relação de equivalência no final da exaustão e $(F/A)_{est}$ é a razão combustível-ar estequiométrica. A razão $(m_{a,n} + m_{a,o})/m_{f,o}$ pode ser substituída por $1/[\phi_c (F/A)_{est}]$, onde ϕ_c é a relação de equivalência no início da compressão. Através de algumas manipulações matemáticas, chega-se na expressão final:

$$\eta_V = \frac{m_c}{G_{teo}} \left[\frac{1 - \phi_c/\phi_{ciclo}}{1 + \phi_c (F/A)_{est}} \right] \quad (4.5)$$

Variando-se a velocidade de rotação do eixo do motor, altera-se os valor de massa no interior do cilindro, m_c e a relação de equivalência no momento de fechamento da válvula de admissão, ϕ_c . Utilizando esta relação no código que utiliza o modelo de uma zona de combustão (motor CI) apresenta-se na Figura 35 a variação da eficiência volumétrica em função da rotação para sincronismo de válvulas fixas e dutos fixos. Esta curva foi obtida considerando a relação de equivalência e comando de válvulas constantes e possibilitou a visualização da baixa eficiência volumétrica em baixa rotação. Lembrando-se que um dos objetivos deste trabalho é obter uma maior eficiência volumétrica encontrando o ponto ideal de abertura e fechamento das válvulas.

No caso do modelo de duas zonas aplicado ao motor de ignição por centelha, é calculada a quantidade de moles de ar novo admitida no processo de admissão, $n_{ar,n}$ a cada

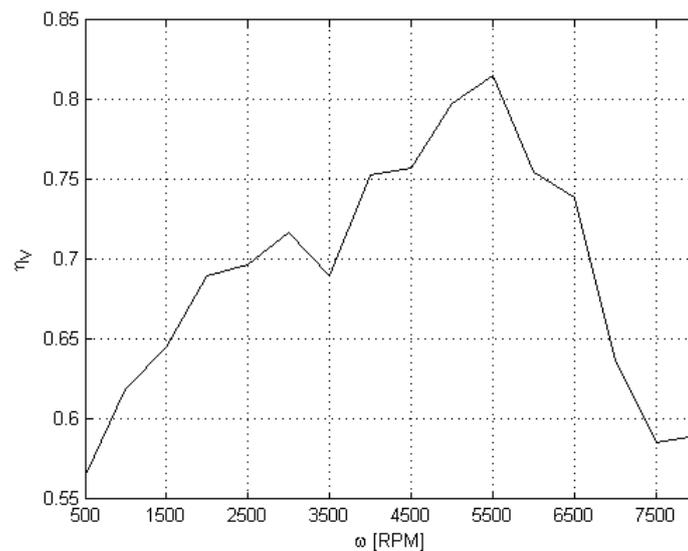


Figura 35: Eficiência volumétrica em função da rotação.

posição do virabrequim. Com isso, é possível calcular a massa de ar novo pela expressão:

$$m_{a,n} = n_{ar,n} M_{ar} \quad (4.6)$$

sendo M_{ar} a massa molar média do ar. O valor de $m_{ar,n}$ é substituída na Equação 4.2 e assim é obtido o valor da eficiência volumétrica para este modelo.

Neste trabalho de otimização, a eficiência volumétrica foi definida como parâmetro a ser otimizado, ou seja, ela é a função objetivo. A próxima sessão irá descrever com detalhes estes parâmetros.

4.2 Variáveis de Projeto

Como foi visto na revisão bibliográfica, a eficiência volumétrica muda em função do comprimento dos dutos de admissão e exaustão, do sincronismo do comando de válvulas e da rotação. Neste trabalho a estratégia de otimização da eficiência volumétrica foi escolhida como sendo o comprimento dos dutos e o sincronismo das válvulas para cada velocidade de rotação. Portanto, esses parâmetros são as chamadas variáveis de projeto dentro de um problema de otimização.

O comprimento do duto é um dado de entrada do programa e é facilmente alterado antes de se criar a malha do gás no interior do duto. Já o sincronismo é dado pelo momento (ângulo de manivela) em que as válvulas (admissão/exaustão) abrem e o instante em que elas fecham. Esta abertura e fechamento em motores convencionais é controlada por uma came. A came apresenta uma geometria específica em sua superfície que pode ser descrita

por uma função matemática. A função normalmente utilizada na literatura é o modelo parabólico de elevação da válvula (VELÁSQUEZ, 1993). Ele é descrito por três parábolas simétricas descritas pela conjunto de Equações 4.7.

$$y = \begin{cases} 2ny_{max} \left(\frac{\theta}{\theta_v}\right)^2 & 0 \leq \theta \leq \frac{\theta_v}{n} \\ \frac{2ny_{max}}{r_{ac}} \left[\left(\frac{\theta}{\theta_v} - \frac{1}{2}\right)^2 + \frac{r_{ac}}{2n} \right] & \frac{\theta_v}{n} \leq \theta \leq \frac{n-1}{n}\theta_v \\ 2ny_{max} \left(1 - \frac{\theta}{\theta_v}\right)^2 & \frac{n-1}{n}\theta_v \leq \theta \leq \theta_v \end{cases} \quad (4.7)$$

sendo r_{ac} a razão de acelerações dado pela divisão da aceleração entre no intervalo $0 \leq \theta \leq \theta_v/n$ pela aceleração no intervalo $\theta_v/n \leq \theta \leq (n-1)\theta_v/n$, n equivale a $(2 - 2r_{ac})$, y_{max} representa o deslocamento máximo da válvula e θ_v é a duração em graus entre o início da abertura e o fim do fechamento da válvula. A Figura 36 mostra a representação gráfica do modelo parabólico. Observa-se que o modelo apresenta continuidade nos pontos de mudança da função matemática, e que o modelo apresenta simetria em relação ao eixo horizontal que passa pelo ponto $\theta_v/2$. Na Figura 37 é mostrada a modificação da curva em função da razão de aceleração. Observa-se que com essa razão igual a -5 a aceleração é alta no início da abertura e pequena no momento de abertura máxima. A medida que o módulo da razão tende a unidade, os módulos das acelerações se aproximam.

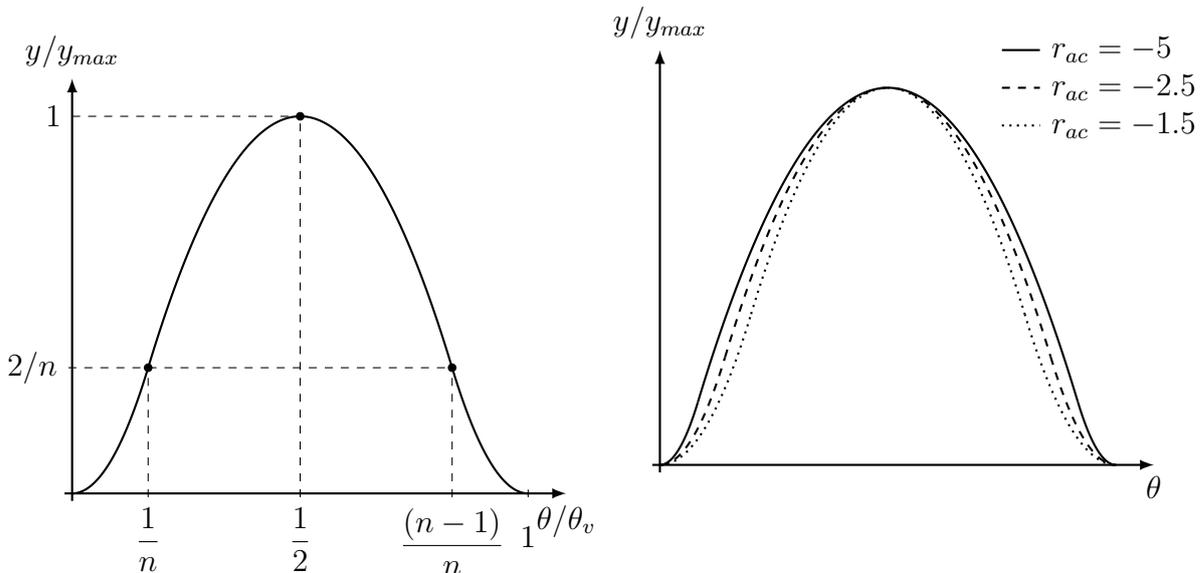


Figura 36: Modelo parabólico de elevação da válvula.

Figura 37: Modificação do modelo parabólico de elevação da válvula em função da razão de aceleração, r_{ac} .

Derivando em relação ao tempo o conjunto de Equações 4.7, e considerando que a

velocidade de rotação ω do comando é constante, encontra-se a velocidade de deslocamento das válvulas (Figura 38). O sentido positivo é dado pela direção de abertura da válvula. A velocidade máxima é encontrada no momento de mudança de função. Percebe-se que a função que representa a velocidade também é contínua. A Figura 39 mostra que a razão de aceleração não muda a valor máximo de velocidade mas sim, a distribuição dela ao longo do ângulo da árvore da came. A medida que o módulo da razão de aceleração aumenta, a duração de aceleração positiva diminui.

$$\frac{dy}{dt} = \begin{cases} 4ny_{max}\frac{\theta}{\theta_v^2}\omega & 0 \leq \theta \leq \frac{\theta_v}{n} \\ \frac{4ny_{max}\omega}{r_{ac}\theta_v} \left(\frac{\theta}{\theta_v} - \frac{1}{2} \right) & \frac{\theta_v}{n} \leq \theta \leq \frac{n-1}{n}\theta_v \\ -\frac{4ny_{max}\omega}{\theta_v} \left(1 - \frac{\theta}{\theta_v} \right) & \frac{n-1}{n}\theta_v \leq \theta \leq \theta_v \end{cases} \quad (4.8)$$

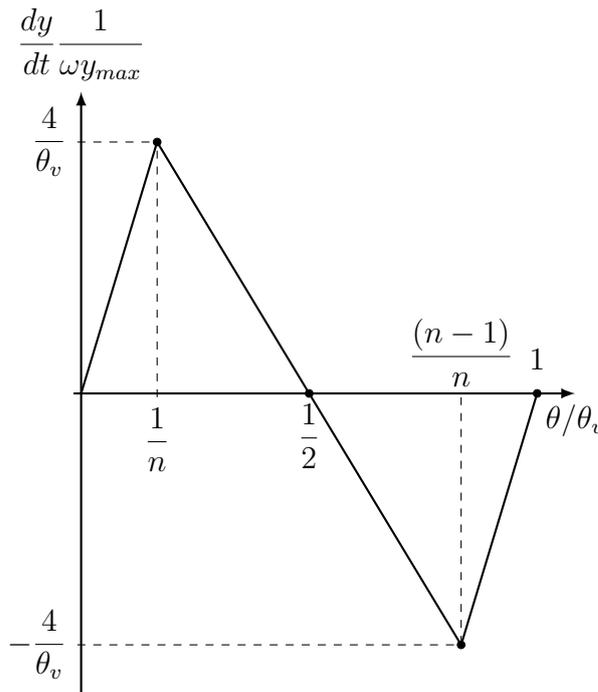


Figura 38: Velocidade da válvula segundo o modelo de elevação parabólico.

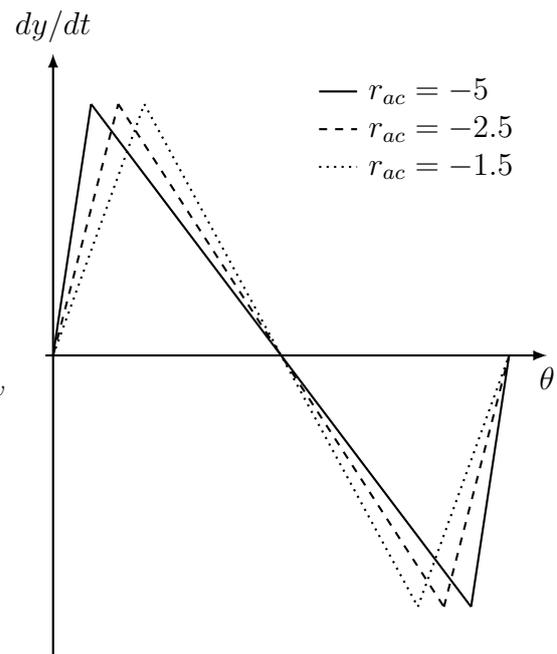


Figura 39: Modificação da velocidade da válvula em função da razão de aceleração, r_{ac} .

Derivando uma segunda vez em relação ao tempo o conjunto de Equações 4.7 encontra-se a curva de aceleração da válvula. Como era de se esperar, a aceleração é constante durante cada intervalo. Apresenta um valor positivo no primeiro e terceiro instante e um valor negativo para o instante central, como observado na Figura 40. Na Figura 41 observa-se que a razão de acelerações, ou seja o valor da aceleração no

primeiro/terceiro instante, é dividido pela aceleração no instante central. Como a aceleração no primeiro/terceiro trecho é positiva e no instante central é negativa, a razão de acelerações é sempre uma grandeza negativa. A aceleração para este modelo não é contínua, e esse parâmetro interfere na fiabilidade do mecanismo de levantamento da válvula. Neste trabalho não será investigada a sensibilidade deste parâmetro na eficiência volumétrica, deixando-a como sugestão para trabalhos futuros.

Todos os resultados mostrados nesta seção (36 a 41) utilizam como referência, o ângulo de manivela igual ao momento da abertura das válvulas. Mas no programa é utilizada a referência como sendo o ponto morto superior de compressão. Com isso aparecem quatro parâmetros: o avanço da abertura da válvula de admissão, *avo* (*admission valve open*), o retardo do fechamento da válvula de admissão, *avc* (*admission valve close*), o avanço da válvula de exaustão, *evo* (*exhaust valve open*) e o retardo do fechamento da válvula de exaustão, *evc* (*exhaust valve close*).

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \begin{cases} 4ny_{max} \left(\frac{\omega}{\theta_v}\right)^2 & 0 \leq \theta \leq \frac{\theta_v}{n} \\ \frac{4ny_{max}}{r_{ac}} \left(\frac{\omega}{\theta_v}\right)^2 & \frac{\theta_v}{n} \leq \theta \leq \frac{n-1}{n}\theta_v \\ 4ny_{max} \left(\frac{\omega}{\theta_v}\right)^2 & \frac{n-1}{n}\theta_v \leq \theta \leq \theta_v \end{cases} \quad (4.9)$$

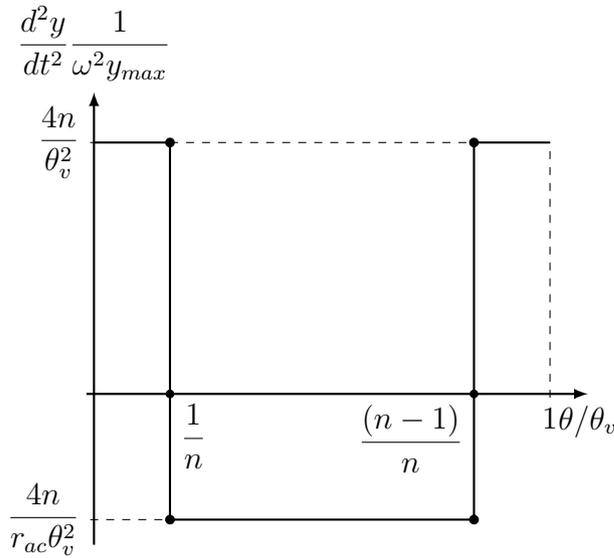


Figura 40: Aceleração da válvula segundo o modelo de elevação parabólico.

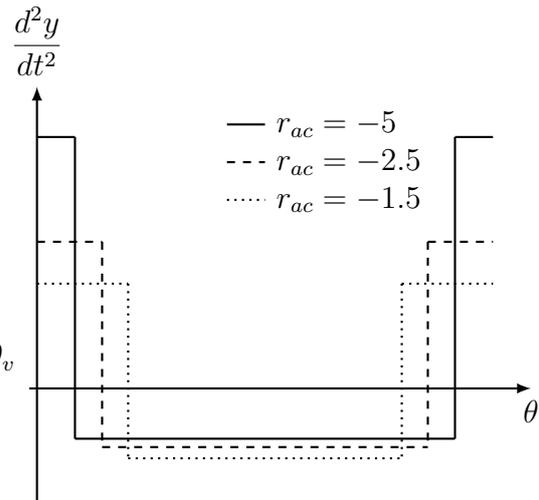


Figura 41: Modificação da aceleração da válvula em função da razão de aceleração, r_{ac} .

4.2.1 Método de Otimização

Os métodos de otimização podem ser classificados em determinísticos e estocásticos. Nos métodos determinísticos a solução obtida a cada iteração caminha em função da direção do gradiente e finaliza o processo de iteração quando o gradiente é próximo de zero. Por ser baseado no gradiente, deve se conhecer as derivadas ou aproximá-las por esquemas numéricos. Infelizmente esses métodos podem convergir para um ponto ótimo local. Os métodos estocásticos necessitam somente avaliar a função objetivo que pode ser de difícil representação, descontínuas, não-diferenciável e multimodais.

Os métodos de otimização são divididos em dois:

1. Métodos determinísticos: baseados em derivadas ou aproximações delas, necessitando do vetor gradiente seja procurando o ponto onde ele se anula, ou usando a direção onde ele aponta. Estes métodos produzem melhores resultados para funções contínuas, convexas e unimodais (funções que possuem apenas um ponto de mínimo ou de máximo)
2. Métodos naturais, não-determinísticos ou estocásticos: utilizam somente a informação da função a ser otimizada que pode ser de difícil representação, não-linear, descontínua, não diferenciável, multimodal.

Técnicas: Algoritmos Genéticos (AG), Estratégias Evolutivas (EE) .

Métodos não-determinísticos usualmente encontrados são:

1. Método de Monte-Carlo: a função é calculada em um grande número de pontos escolhidos aleatoriamente; Método híbrido: pode-se utilizar o método do gradiente partindo de um grande número de pontos escolhidos aleatoriamente. Podemos esperar assim determinar todos os pontos extremos da função;
2. Método do recozimento: efetua-se um deslocamento aleatório a partir de um ponto inicial. Se esse deslocamento leva a um valor maior da função objetivo, ele é aceito. Se não, ele é aceito através de uma probabilidade. Este método é baseado em uma analogia com os processos de recozimento utilizados na metalurgia, e que visam a chegar em uma configuração de energia mínima.
3. Algoritmos Evolucionários (AE): o princípio é simular a evolução de uma população de indivíduos diversos aos quais se aplica diferentes operadores genéticos e que se submete cada geração a uma seleção. Esses algoritmos são cada vez mais utilizados

na indústria pois são particularmente adaptados aos problemas de otimização que comportam uma grande quantidade de parâmetros.

Os AE são uma aproximação original, não se trata de encontrar uma solução exata, ou uma boa aproximação numérica, mas de encontrar soluções que satisfazem da melhor forma vários critérios (restrições), constantemente contraditórios. Se ele não permite de encontrar exatamente a solução ótima no espaço de busca, ao menos ele pode constatar que as soluções fornecidas são geralmente melhores que aquela obtida com métodos clássicos, para um mesmo tempo computacional.

Dentro dos algoritmos evolucionários se encontra a técnica evolução diferencial. Inicia-se com uma população escolhida aleatoriamente dentro do domínio. Essa população é perturbada pela adição da diferença vetorial ponderada entre dois (ou mais) indivíduos da população, escolhidos também de forma aleatória a um terceiro indivíduo da população. Pode ser mostrado que este procedimento de usar diferenças de vetores para perturbar a população resulta em um método de rápida convergência, fácil implementação e robusto.

Para manter a diversidade da população e evitar convergências prematuras, faz-se as seguintes etapas:

1. *Mutação*: é criado um vetor através da soma da diferença vetorial ponderada entre dois indivíduos da população a um terceiro indivíduo. O vetor resultante desta operação é chamado de vetor doador (ou modificado). Esse vetores devem ser diferentes do vetor alvo. A diversidade da população pode ser melhorada usando duas diferenças ponderadas para perturbar um vetor existente, ou seja, cinco vetores são escolhidos aleatoriamente na população atual.
2. *Cruzamento*: tem por objetivo aumentar a diversidade dos indivíduos que sofreram mutação. Após o cruzamento deve-se verificar que nenhuma componente do vetor violou o espaço do domínio de solução.
3. *Seleção*: evolução diferencial não usa hierarquia (eletismos) nem seleção proporcional. A seleção é feita calculado o valor da função objetivo com os valores do vetor alvo e do vetor experimental. O que tiver o maior (ou o menor) valor segue no processo iterativo.

Os algoritmos evolucionários (EA) são os algoritmos estocásticos de otimização inspirados no paradigma darwiniano de evolução natural. Segundo a teoria darwinina, somente os indivíduos mais adaptados sobrevivem a seleção natural e se reproduzem de

uma geração à outra. Em termos de otimização, a evolução se traduz por um processo iterativo de busca de um ótimo dentro do domínio de busca.

Existem várias famílias de algoritmos evolucionários que se desenvolveram de forma independente: A *Evolution programation* (EP) introduzida por L. J. Fogel nos anos 60, os algoritmos genéticos (GA) proposta por J. Holland (1975) nos EUA e popularizada depois de dez anos por seu aluno D. E. Goldberg (1989), as estratégias de evolução (ES) intentado por I. Rechenberg (1973) em Berlim, e finalmente a programação genética (GP) proposta por J. Koza (1992,1994).

É apresentado nesta seção um vocabulário específico aos algoritmos evolucionários, inspirado aos princípios da evolução natural.

1. Os pontos do espaço de busca D são chamados de indivíduos;
2. Um conjunto finito de indivíduos é chamado de população;
3. A função objetivo à otimizar é chamado de função objetivo;
4. O cálculo da performance de um indivíduo é chamado de avaliação;
5. A geração corresponde a uma população em uma certa iteração;
6. A evolução é um processo iterativo de busca dos indivíduos ótimos;
7. Os operadores de variação são utilizados para gerar novos indivíduos e são os caracterizados por dois tipos de operadores: o cruzamento que consiste em trocar as partes (genes) entre dois ou mais indivíduos, e a mutação que consiste em modificar um ou mais genes de um indivíduo;
8. A seleção é um processo de escolha dos indivíduos baseado na sua performance;
9. A substituição é o processo de formação de uma nova população a partir dos pais e dos filhos.

Nota-se que na maioria dos casos de aplicações reais, o custo do algoritmo evolucionário provem essencialmente da etapa de avaliação. A título de exemplo, deseja-se evoluir uma população de algumas dezenas de indivíduos durante algumas dezenas de gerações, alguns milhares de cálculos da função objetivo deverão ser realizados, normalmente através de uma avaliação custosa.

4.2.2 O dilema manipulação/exploração

A cada etapa do algoritmo evolucionário, um compromisso entre exploração do espaço de busca e a manipulação (*exploitation*) dos melhores indivíduos obtidos deve ser realizada.

A manipulação dos melhores indivíduos obtidos busca em torno de sua vizinhança indivíduos que são melhores que eles. Porém, essa técnica não permite preservar a diversidade genética da população e guia o algoritmo em direção a uma convergência que pode ser prematura a um ótimo local. A exploração busca preservar a diversidade da população e a explorar novas regiões que podem ser promissor para o algoritmo. Porém, uma utilização excessiva desta técnica leva a uma não convergência do algoritmo.

É necessário portanto manter um certo equilíbrio entre exploração e manipulação a fim de garantir uma boa eficiência do algoritmo evolucionário. Infelizmente, não existe uma regra universal para este tipo de regulagem e a dose manipulação/exploração é normalmente definida empiricamente através da experiência e depende do problema em questão.

4.3 Descrição do Método Utilizado

O processo de otimização evolucionária começa pela etapa de inicialização: uma quantidade finita de indivíduos x_i escolhidos geralmente aleatoriamente dentro do domínio das variáveis de projeto, formam a população P_0 . Depois da avaliação da população, certos indivíduos são escolhidos para a etapa de seleção. A aplicação do operador de variação (mutação e cruzamento) permite criar um novo conjunto de indivíduos, chamado de população de crianças (esta etapa é toda estocástica). Estas crianças serão avaliadas e combinadas com seus pais a fim de decidir quais entre eles irão substituir certos pais e farão parte da próxima geração (etapa de seleção).

O método de evolução diferencial foi proposta por Storn e Price (1997). Ela se difere significativamente de outros algoritmos evolutivos nas informações sobre a distância e a direção da população atual é usado para guiar o processo de busca. Esse método é dividido em três etapas: mutação, cruzamento e seleção.

Para cada vetor alvo $x_{i,G}$ com $i = 1, 2, \dots, NP$ (NP é o número de indivíduos), o vetor mutação é criado através da expressão:

$$v_{i,G+1} = x_{r_1,G} + F(x_{r_2,G} - x_{r_3,G}) \quad (4.10)$$

Com os índices aleatórios $r_1, r_2, r_3 \in 1, \dots, NP$ são distintos entre si e $F > 0$. A escolha dos índices aleatórios r_1, r_2, r_3 é diferente do índice corrente, i , portanto NP deve ser maior ou igual a quatro. F é um valor real positivo entre 0 e 2 que controla a amplificação da diferença $(x_{r_2,G} - x_{r_3,G})$.

O cruzamento tem por objetivo aumentar a diversidade da população, perturbando

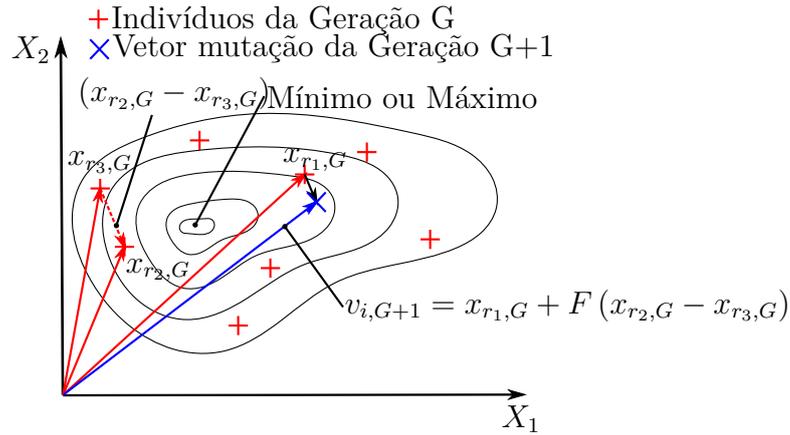


Figura 42: Esquema do método de Evolução Diferencial.

o vetor mutação. Assim o vetor experimento $u_{ji,G+1}$ é calculado como:

$$u_{ji,G+1} = \begin{cases} v_{ji,G+1} & \text{if } (\text{randb}(j) \leq CR) \quad \text{or} \quad j = \text{rnbr}(i), \\ x_{ji,G} & \text{if } (\text{randb}(j) > CR) \quad \text{and} \quad j \neq \text{rnbr}(i) \end{cases} \quad j = 1, 2, \dots, D. \quad (4.11)$$

Na expressão anterior, $\text{randb}(j)$ é o j th termo avaliado de uma geração de números uniforme aleatórios entre 0 e 1. CR é a constante de cruzamento entre 0 e 1 escolhida pelo usuário. $\text{rnbr}(i)$ é a escolha randômica do índice $\in 1, 2, \dots, D$ o que assegura que $u_{ji,G+1}$ recebe, pelo menos, um parâmetro de $v_{i,G+1}$.

A seleção decide se um indivíduo deve ou não tornar-se um membro da geração $G + 1$. O vetor experimento $u_{i,G+1}$ é comparado com o vetor alvo $x_{i,G}$ utilizando o critério ambicioso. Se o vetor $u_{ji,G+1}$ produz um valor de função de custo menor do que $x_{i,G}$, então $x_{i,G}$ é igual a $u_{ji,G+1}$, se for o contrário, o valor é mantido igual a $x_{i,G}$.

Existem várias estratégias para o cruzamento, neste trabalho foi utilizada a *ED/rand/1/bin* dado pela Equação 4.10, com o fator multiplicador da diferença ponderada, F , igual a 0,8, a probabilidade de cruzamento também igual a 0,8. O número de gerações é igual a 100 e são feitos 20 experimentos.

Atualmente, enfrenta-se o que é normalmente chamada de “o fim da lei de Moore” que prevê um aumento exponencial da capacidade de cálculo que pode haver em um processador. Uma solução a esse problema no caso de cálculos que demandem bastante recurso computacional é a paralelização do algoritmo em vários processadores (YAGOUBI, 2012). Essa metodologia foi aplicada neste trabalho, utilizando a biblioteca MPI (*Message Processing Interface*), onde cada processador é responsável por calcular a função objetivo de um indivíduo da população.

4.4 Código de Otimização e Estratégia de Paralelização

O código computacional de otimização em Fortran 90, escrito pelo Dr. Feng-Sheng Wang, da universidade National Chung Cheng University de Taiwan, no site oficial de Evolução Diferencial dos professores Price e Storn (2012). Esse programa consiste na otimização do problema de interpolação do polinômio de Chebyshev, utilizando um único processador.

Durante o período de estudos no laboratório CORIA existia um servidor chamado FOCUS que contém 6 processadores de 4 *cores* cada, totalizando 24 unidades de processamento. Assim surgiu a ideia de paralelizar o código com o objetivo de diminuir o tempo computacional. O sistema operacional do servidor era *Ubuntu Linux*. Primeiramente pensou-se em trabalhar com o software Matlab[®], mas ele necessita de um pacote adicional (*Parallel Computing Toolbox*) o qual o laboratório não possuía. Além disso passaria por um *software* pago e a ideia do trabalho é trabalhar com *softwares* gratuitos e de código aberto. A solução foi trabalhar em Fortran 90 mesmo e modificar o código utilizando biblioteca MPI (*Message Passing Interface*). O primeiro transporte foi à rotina de simulação do motor adaptado ao compilador *gfortran* (GNU Fortran) em ambiente Linux. Neste transporte encontraram-se alguns problemas de compatibilidade com a versão de base em *Intel Fortran*, no ambiente *Windows*[®]. Estes problemas foram resolvidos com a criação de módulos e permitiu maior portabilidade do código, pois após esta mudança, este código é processado adequadamente nos dois compiladores.

Foi modificado o código de forma a fazer as seguintes operações:

1. Permitir fazer n-experimentos;
2. Paralelização em função dos indivíduos da população de forma ordenada utilizando biblioteca MPI;
3. Otimização do tempo de cálculo através de chamadas dos processadores livres utilizando biblioteca MPI. Criação do `RANDOM_SEED` em função do tempo, permitindo a cada vez que o programa for executado que ele escolhesse uma população diferente.

O programa inicia com um processador, chamado de processador mestre, ele gera a primeira população aleatória através da hora. Ou seja, a cada inicialização do programa, o processador gera uma sequência de números pseudo-aleatórios presentes no Fortran em função da hora relógio. Essa geração naturalmente leva em conta os limites do domínio preestabelecido pelo operador. Em seguida, esse processador mestre envia a população

para os processadores escravos que irão processar o código de simulação do motor. Uma vez atingido o critério de convergência do código do motor, esse processador retorna o valor da eficiência volumétrica para o processador mestre. Se ainda tiver mais alguma população a ser processado durante a geração em questão, o mestre envia novamente uma população para os processadores escravos que estão ociosos. Uma vez finalizada toda a população da geração atual. O processador mestre realiza as etapas de mutação, cruzamento e seleção conforme descrito anteriormente. Obtendo assim uma nova população que será redistribuída entre os processadores escravos. Esse procedimento termina quando o número de iterações indicados pelo operador termina. Terminando este experimento é iniciado um novo experimento, com uma nova população gerada aleatoriamente conforme descrito acima. Esse procedimento termina quando o número de experimentos indicado pelo operador é alcançado. Os resultados são tratados em um pequeno código em *Python*.

Com o retorno ao laboratório no Brasil, infelizmente não se tinha mais acesso ao servidor FOCUS. Então iniciou-se o projeto de construir um cluster com os computadores presentes no laboratório. Esse cluster foi montado com dois computadores *dual core* Dell Optiplex 330 (Intel Core 2 Duo E4600 de 2,4 GHz 64 *bits*), um computador *dual core* Dell Optiplex 745 (Intel Core 2 Duo E4400 de 2,0 GHz de 64 *bits*) e um computador com processador Intel Core 2 Quad Q9400 de 2,66 GHz e 64 *bits*, totalizando 10 unidades de processamento (CPU). Esses computadores foram conectados a partir de suas placas de rede através do conector RJ45 à um *Switch Fast Ethernet* 10/100 *Mbits/s* de 8 portas da *Pacific Network*. Como o *Switch* permite velocidade máxima de 100 *Mbits/s*, portanto essa foi a velocidade de conexão utilizada. O software instalado e configurado nas máquinas foi o código aberto SSH. Instalou-se os software gfortran-4.8 e o open mpi em todas as máquinas, gerou-se um arquivo texto chamado *Rankfile* com a numeração de cada unidade de processamento, de 0 até 9. E um arquivo texto *MachineFile* com o nome e quantidade de unidades de processamento de cada máquina. Portanto para lançar o cálculo em paralelo era informado os dois arquivos, somado do arquivo compilado.

5 Metodologia Experimental

A parte experimental deste trabalho foi realizada no laboratório de motores do CORIA (*COmplexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie*) em Rouen na França. O motor utilizado foi um monocilíndrico AVL 5482 (Figura 43) de cilindro transparente fabricado pela empresa austríaca AVL. Esse motor tem ignição por centelha e apresenta injeção direta na câmara de combustão. É possível fazer a injeção do combustível em duas posições: uma pela lateral e outra pelo centro. O motor é conectado a um dinamômetro tipo motor CC (Corrente Contínua), ou seja, permite dar partida no motor e também fornecer o torque de reação para uma determinada rotação. Alguns dados do motor são fornecidos na Tabela 2.

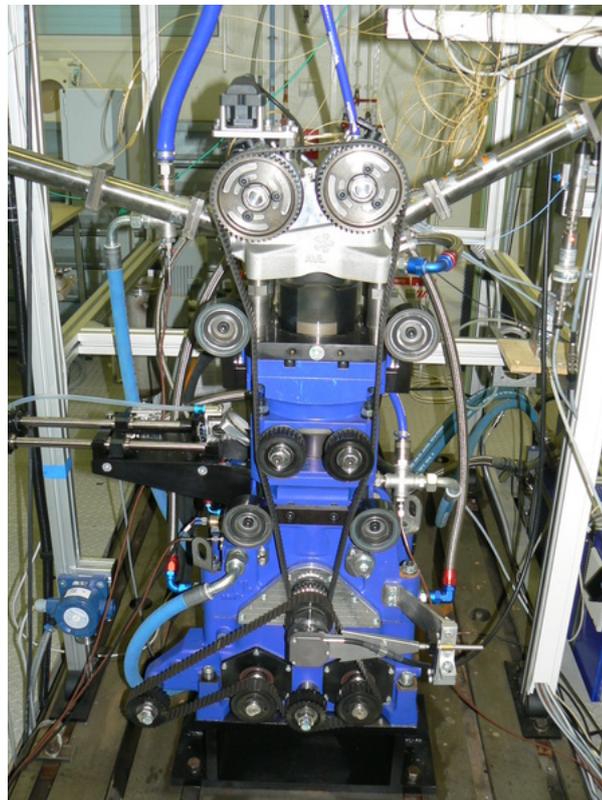


Figura 43: Motor utilizado.

O cilindro transparente é feito de quartzo e permite ter o acesso ótico para a realizações de medições. O pistão é refrigerado por ar comprimido na sua parte inferior. A bancada apresenta um sistema de condicionamento de óleo o qual mantém o óleo a 90°C e um sistema de condicionamento de água arrefece o motor. A água e o óleo são bombeados pelo condicionador, portanto o motor não fornece potência à nenhuma bomba. São mensuradas as temperaturas da água que entra e que sai do motor.

Tabela 2: Características básicas do motor.

| | |
|------------------------|--------------|
| Fabricante | AVL |
| Modelo | 5482 |
| Número de cilindros | 1 |
| Número de válvulas | 4 |
| Diâmetro do cilindro | 82 mm |
| Curso do pistão | 86 mm |
| Comprimento da biela | 144 mm |
| Volume deslocado total | 0,454 litros |
| Taxa de compressão | 8,5 |

Para aquecer o motor, liga-se o condicionador, que aquece o óleo e o faz circular através do motor. Esse procedimento demora por volta de uma hora. Com o cilindro quente, eleva-se ele através de um sistema hidráulico até que a pressão de compressão entre o cilindro e o cabeçote chegue a 150 bar (preconizado pela AVL) isso evita que haja vazamento de gás entre as partes. Ao volante do motor é ligada um eixo rígido ao qual é instalado o sensor de torque. Esse eixo é então conectado ao motor CC. A ventilação do motor CC é feita através por um ventilador ligado à um motor CA (Corrente Alternada). Ao eixo do motor é ligada através de correias o sistema de balanceamento do motor, como visto na parte inferior da Figura 43. Neste mesmo eixo é ligado ao *angle encoder* AVL 365CC/365X. Esse *encoder* serve para medir a rotação do motor e sincronizar a medição de pressão, como será visto à seguir.

A base do motor CC e do motor à combustão é feita de ferro fundido e é apoiada por um grande bloco de concreto apoiado por molas. Esse sistema é montado desse jeito para diminuir a vibração transmitida ao entorno. A câmara possui um sistema de alarme que informa os valores de NO_x , CO e hidrocarbonetos.

5.1 Aparato Experimental para a Obtenção da Pressão nos Dutos e na Câmara de Combustão

A medição da pressão na câmara de combustão é realizada utilizando-se um transdutor piezelétrico de pressão AVL GU22C (Tabela 3) (Figura 44). O transdutor piezelétrico capta somente a taxa de variação da pressão no tempo, portanto o seu sinal deve ser integrado. Neste processo de integração falta lhe uma referência e no caso da medição deste trabalho é utilizada a relação termodinâmica de compressão adiabática. Essa relação é aplicada na fase de compressão entre dois pontos especificados pela AVL (-100 e -60 graus) e o valor da razão dos calores específicos já pré-fixado pelo *software* da AVL ($k=1,35$). A sensibilidade do transdutor é dada pela ficha de calibração e é igual a 35,25 pC/bar. O ganho do amplificador é regulado via *software* AVL em função da pressão

máxima, neste caso 200 bar ($G_a=391,667$ pC/V). Os resultados de pressão apresentados mais adiante representa uma média de 100 ciclos. Portanto a equação final do transdutor resta igual a:

$$P(\text{bar}) = 11,111V(\text{Volt})$$

Tabela 3: Características técnicas do transdutor de pressão piezelétrico AVL GU22C calibrado em 15/02/2011.

| AVL GU22C (calibrado dia 15/02/2012) | |
|--------------------------------------|--------------|
| Sensibilidade (0-80 bar à 23°C) | 35,30 pC/bar |
| Linearidade (0-80 bar à 23°C) | ±0,07 %FE |
| Sensibilidade (0-80 bar à 250°C) | 35,16 pC/bar |
| Linearidade (0-80 bar à 250°C) | ± 0,08 %FE |

Tabela 4: Característica técnicas do conversor A/D AVL Indimodul 622.

| Dados | Valor |
|--------------------|---------|
| Tensão de entrada | ±10 V |
| Resolução | 14 bits |
| Taxa de aquisição | 800 kHz |
| Filtro passa baixa | 100 kHz |

O princípio de funcionamento do marcador angular óptico baseia-se na varredura foto elétrica de finas sequências de traços. O suporte da medição dos marcadores angulares é um disco de vidro sobre o qual é colocada uma sequência radial de traços e interstícios, constituindo o que é chamado de pista incremental (Figura 46). Uma segunda pista comporta uma marca de referência (Figura 46). Um LED então emite uma luz que passa pelo disco de vidro. Como o disco contém marcas a luz passa somente onde não há riscos. Portanto, na saída obtém-se um sinal luminoso com a variação angular e um sinal de referência da segunda pista. Este sinal é conduzido até um conversor luz-pulso, que contém células fotovoltaicas que transformam este sinal luminoso em sinal elétrico. Este sinal, por sua vez, vai até o conversor analógico-digital e é esse sinal que vai comandar o chaveamento para a transformação do sinal analógico em digital. O sinal de variação angular comanda a frequência de medição e o sinal de referência é o sinal que zera a contagem quando se completa um ciclo. Lembrando que para motores de quatro tempos um ciclo somente é completado em 720 graus (duas voltas do virabrequim), então este sinal deve ser ignorado uma vez a cada duas voltas.

O motor é instrumentado com um sensor de posição angular (*encoder*) AVL 365CC/365X (Figura 44). Esse sensor tem como saída dois pulsos, um chamado *TRIGGER* que emite um pulso a cada 0,5 grau e o *CDM* que emite um pulso a cada volta. O primeiro permite sincronizar as medições em relação ao eixo de manivela e o segundo permite

identificar o ciclo em que esta se fazendo a medição. A medição da rotação também é efetuada através deste *encoder*.

Para a medição da pressão estática nos dutos foi escolhido o sensor piezoresistivo Kistler modelo 4007 junto com o seu amplificador 4618, pois apresenta uma alta sensibilidade, erro inferior a 5 mbar e permite fazer medições na admissão e na exaustão utilizando uma peça de resfriamento do sensor. Na Figura 47 é mostrado o sistema completo de medição de pressão utilizado.

O transdutor Kistler foi instalado no duto na posição de 25 mm conforme visto na Figura 45. O ganho do transdutor mais o amplificador são fornecidos pelo fabricante, dada pela curva de calibração, o que faz com que a equação deste transdutor seja igual a:

$$P (\text{bar}) = 0,498 \left(\frac{\text{bar}}{\text{Volt}} \right) V (\text{Volt}) - 0,002 (\text{bar}) \quad (5.1)$$

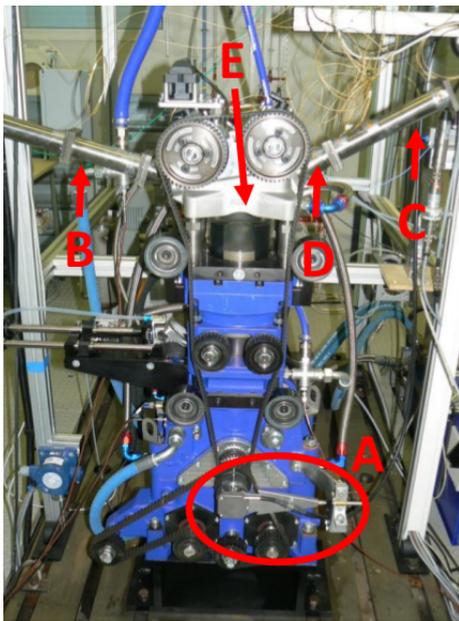


Figura 44: Instrumentação do motor AVL.

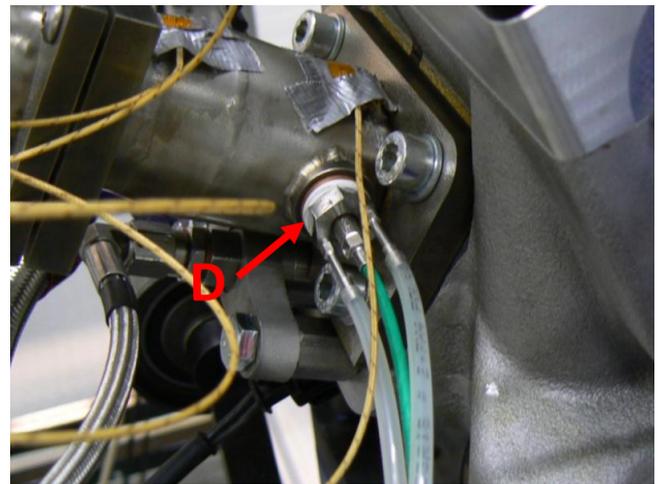


Figura 45: Transdutor de pressão Kistler.

Nas Tabelas 4 e 5 são mostradas algumas características dos equipamentos utilizados. Essas informações são necessárias para o cálculo da incerteza de medição. O cálculo completo será apresentado no tópico 5.2.

Tabela 5: Características técnicas do transdutor piezoresistivo com seu amplificador.

| Kistler 4007 + Amplifier 4818A (calibrado dia 08/06/2012) | |
|---|-------------|
| Sensibilidade (0-2 bar à 25°C) | 2,011 V/bar |
| Desvio máximo (0-2 bar à 25°C) | 0,21 % |
| Sensibilidade (0-5 bar à 25°C) | 2,006 V/bar |
| Desvio máximo (0-5 bar à 25°C) | 0,29 % |

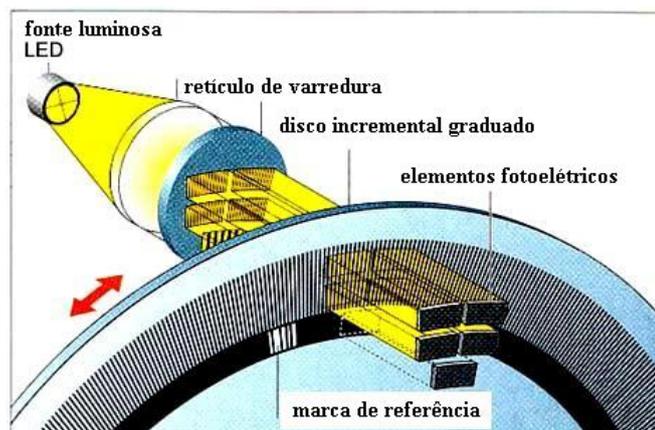


Figura 46: Princípio de funcionamento do marcador angular óptico.

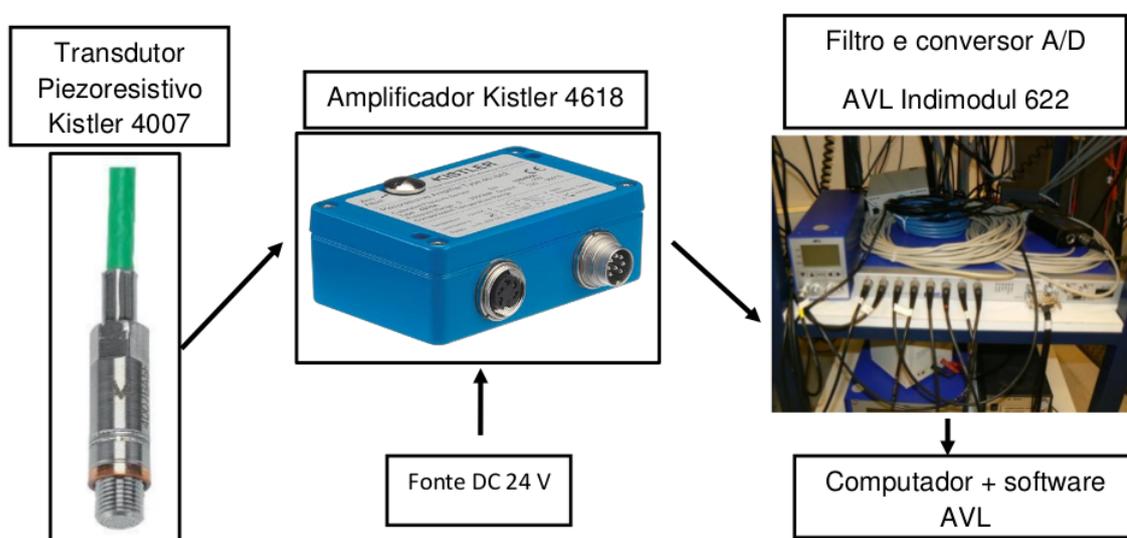


Figura 47: Sistemas de medição de pressão absoluta nos dutos.

Um primeiro teste foi feito com a montagem de uma configuração dos dutos e o sistema de medição apresentada. Neste momento foram escolhidas duas rotações 1000 e 2000 rpm para um primeiro teste desde sistema. O resultado da média de 100 ciclos (2 voltas do virabrequim) consecutivos são visualizados nas Figuras 48 e 49 junto com sua incerteza de medição. Nas Figuras 50 e 51 são apresentados a máxima diferença encontrada entre os ciclos medidos e a média de todos os ciclos.

A máxima dispersão encontrada foi menor que 0,8% para a rotação de 2000 rpm, o que indica que o fenômeno medido apresenta boa repetibilidade, ainda mas quando comparado com a incerteza de medição do instrumento que é próximo de 0,5%.

Nas Figuras 52 e 53 são visualizadas o modulo da transformada de Fourier da subtração do sinal médio de pressão de todos os ciclos e a pressão média do ciclo. A transformação foi obtida através da função *fft* do *software* octave. A curva na cor preta refere-se à pressão medida no duto de admissão e a curva na cor vermelha representa a

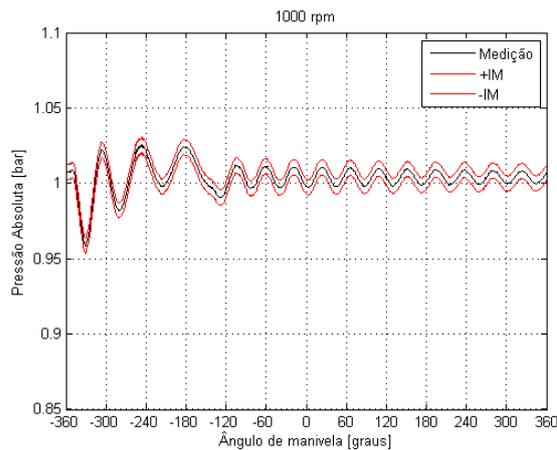


Figura 48: Medição de Pressão a 1000 rpm.

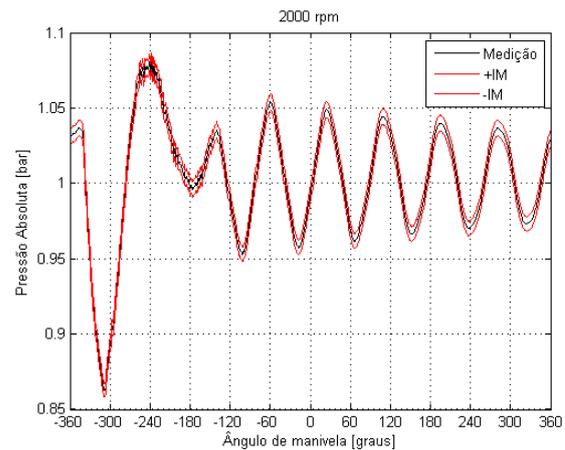


Figura 49: Medição de Pressão a 2000 rpm.

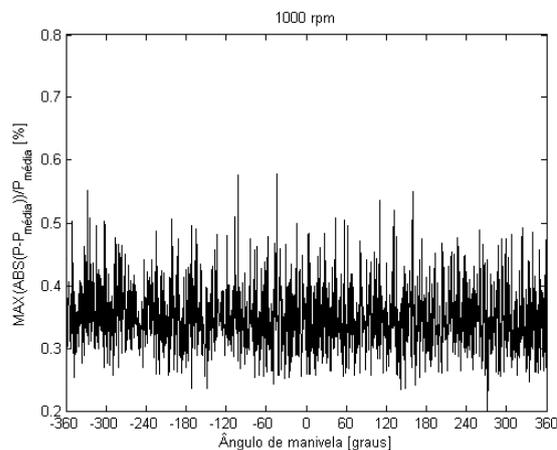


Figura 50: Rotação = 1000 rpm.

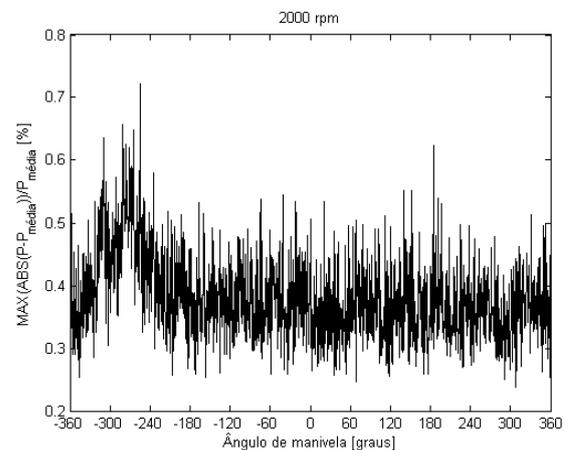


Figura 51: Rotação = 2000 rpm.

medição da pressão quando o transdutor está na pressão atmosférica. Pode-se observar, portanto, que o sinal referente à onda de pressão do duto está em frequências abaixo de 400 Hz para 1000 rpm e de 1 kHz para 2000 rpm.

Com o objetivo de melhorar a resposta do transdutor, propôs-se passar um filtro numérico na sua resposta. Nas Figuras 54 e 55 observa-se a resposta do sinal de pressão após o processo de filtragem através da função *butter* e *fitfit* do software octave. A frequência de corte escolhida foi de 4 kHz através da observação dos resultados. O pontilhado na cor preta representa resultados da média de 100 ciclos, e em vermelho a resposta do filtro utilizado.

Para cada configuração a rotação foi variada de 200 rpm, começando em 800 rpm indo até 3000 rpm. Para os dutos com comprimento superior a 150 mm, foi possível realizar a medição da pressão em outros pontos ao longo do duto. Lembrando que existe somente um sensor de pressão, portanto a cada série o transdutor era deslocado e era feita uma

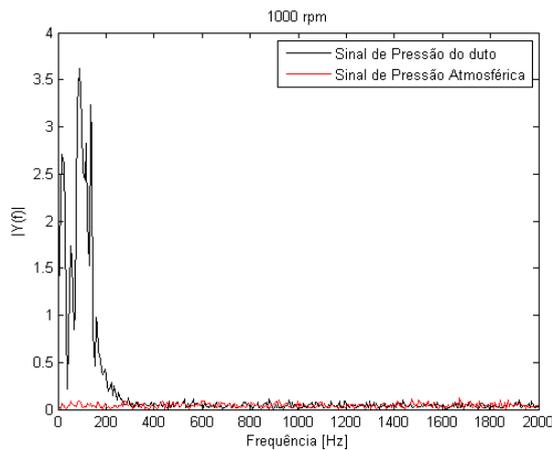


Figura 52: Transformada de Fourier da subtração da pressão mensurada e sua média para rotação de 1000 rpm.

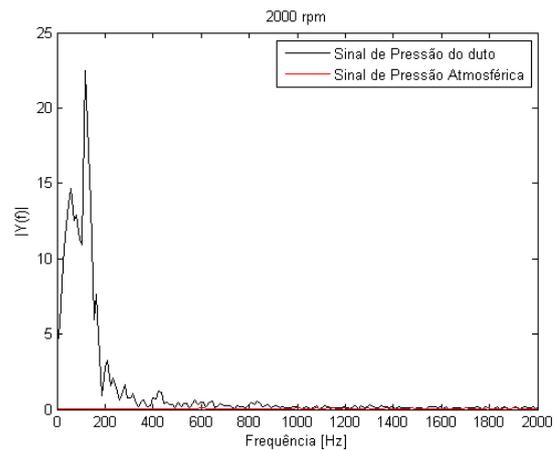


Figura 53: Transformada de Fourier da subtração da pressão mensurada e sua média para rotação de 2000 rpm.

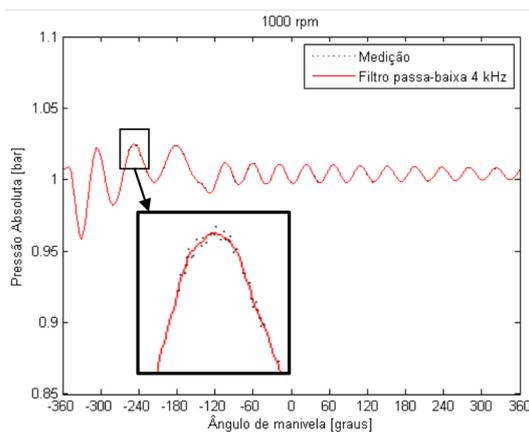


Figura 54: Resultado do processo de filtragem para rotação de 1000 rpm.

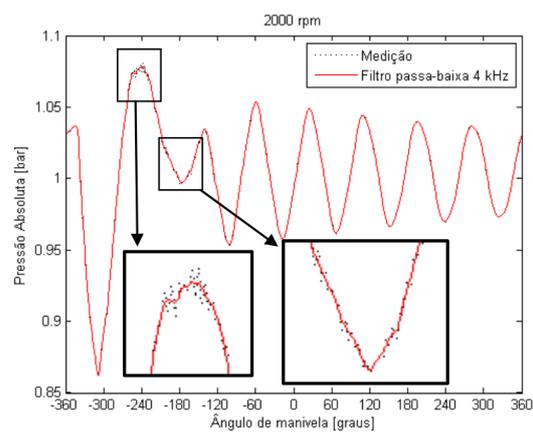


Figura 55: Resultado do processo de filtragem para rotação de 2000 rpm.

nova varredura na rotação.

Foi notado um pequeno ruído no sinal de pressão. Como pode ser visualizada na Figura 56. Ela é difícil de visualizar quando observa-se o gráfico na escala de 30 bar. Mas com um zoom na fase de admissão e exaustão esse ruído fica claro. Na fase de compressão e expansão existe também esse ruído, somente ele não é tão evidente porque as variações de pressão são mais importantes. Foi observado que esse ruído somente aparecia quando o estator do motor de corrente contínua era ligado. Isto ocorre porque a bobina do estator deste motor é excitado nesta frequência. A *Société René Tamarelle* foi chamada para verificar o problema, foram testadas várias configurações: como a troca de cabo, conectado em outro motor e alterações nos parâmetros do excitador. Infelizmente não foi possível eliminar o problema pelo motor de corrente contínua. A solução encontrada foi ao nível

do sistema de aquisição de dados, ou seja, foi ligado o cabo do transdutor de pressão diretamente no amplificador de carga (antes tinha um cabo piezo intermediário). A carcaça do amplificador de carga foi aterrada com um cabo blindado a terra da bancada e com outro cabo ligando a carcaça do cabo BNC (lado amplificador de carga) também na mesma terra. A tentativa de ligar a carcaça do amplificador com a carcaça do BNC e depois ligar a terra só piorou o sinal. Essa configuração é mostra na Figura 58. A Figura 57 mostra a melhora do sinal do transdutor utilizando a configuração anteriormente explicada. Outra diferença que foi realizada é já visualiza na Figura 57 é a alteração do ganho do amplificador para 58,75 pC/V o que fornece um ganho total de 1,667 bar/V. Ou seja, foi melhorada a sensibilidade.

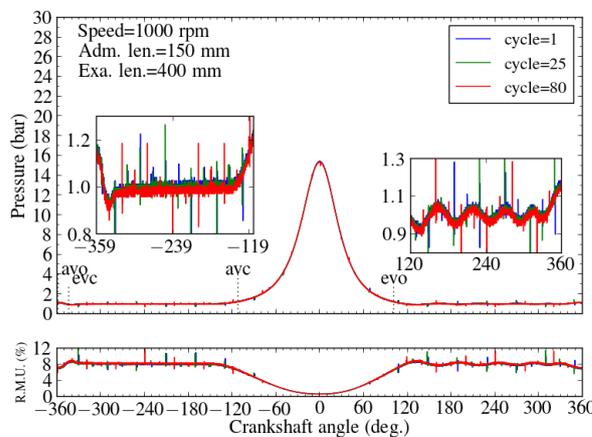


Figura 56: Pressão cilindro e incerteza a 1000 rpm.

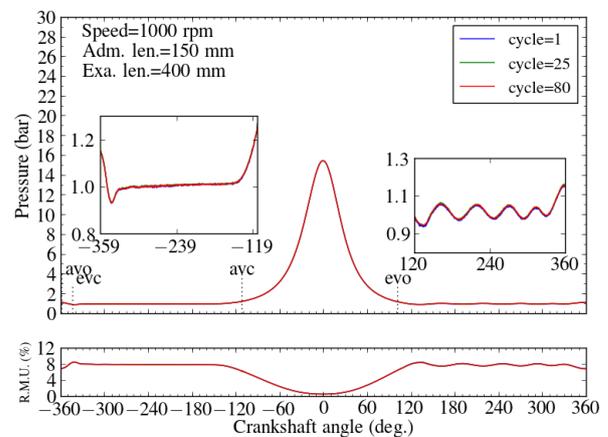


Figura 57: Pressão cilindro e incerteza a 1000 rpm.



Figura 58: Ligação final do amplificador de carga.

Os resultados desta medição foram comparados com os resultados anteriores e chegou a conclusão que a repetibilidade dos resultados melhoram, mas o resultado médio de 100 ciclos não foi alterado significativamente. Isto quer dizer que a média de 100 ciclos atenuou o ruído provocado pelo motor de corrente contínua. Foi alterado também a referência de pressão para o valor de 1 bar a -180 graus. Com isso percebeu-se que a flutuação da curva de pressão de ciclo a ciclo diminuiu.

5.2 Incerteza de medição

A cadeia do sinal de pressão que vem do transdutor de pressão piezométrico AVL GU22C localizado na câmara de combustão é mostrada na Figura 59. Onde P é pressão, C é a carga elétrica e U é a diferença de potencial.

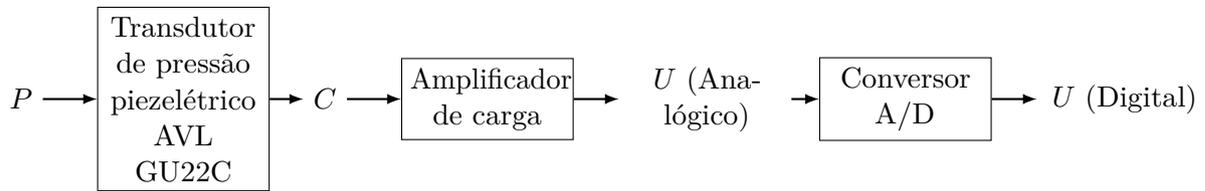


Figura 59: Cadeia do sinal da medição de pressão na câmara de combustão.

A incerteza de medição é calculada como sendo a participação da incerteza da conversão carga-tensão elétrica e do amplificador.

A pressão está relacionada com a tensão elétrica pela seguinte expressão.

$$P = \frac{G_a}{G_s} U \quad (5.2)$$

Onde G_a é o ganho do amplificador e G_s é o ganho do transdutor. A sensibilidade do sistema é dado por:

$$S = \frac{G_s}{G_a} \quad (5.3)$$

O erro de linearidade do transdutor piezométrico é de $\pm 0,1\%$ FSO.

$$\frac{IM_1}{M_1} = \frac{\pm 0,001 \times 80 \text{ (bar)}}{P \text{ (bar)}} = \pm \frac{0,08 \text{ bar}}{P \text{ (bar)}} \quad (5.4)$$

O erro no ganho do transdutor piezométrico é $\pm 0,01$ pC/bar.

$$\frac{IM_2}{M_2} = \frac{\pm 0,01 \text{ pC/bar}}{35,30 \text{ pC/bar}} = \pm 0,03 \% \quad (5.5)$$

O erro de linearidade é do amplificador de carga $\pm 0,01\%$ FSO.

$$\frac{IM_3}{M_3} = \frac{\pm 0,0001 \times 10 (V)}{U (V)} = \pm \frac{0,001 V}{0,09 V/\text{bar} P (\text{bar})} = \pm \frac{0,0111 \text{ bar}}{P (\text{bar})} \quad (5.6)$$

O erro no ganho do amplificador de carga é $\pm 0,3\%$.

$$\frac{IM_4}{M_4} = \pm 0,3\% \quad (5.7)$$

A resolução do conversor analógico-digital é de 14 bits.

$$\frac{IM_5}{M_5} = \frac{\frac{\pm 10V}{2^{14}} \times 2}{U (V)} = \pm \frac{0,00122V}{0,09 (V/\text{bar}) P (\text{bar})} = \pm \frac{0,0136 \text{ bar}}{P (\text{bar})} \quad (5.8)$$

Utilizando as expressões 5.4 a 5.8, a incerteza média esperada é calculada por:

$$IM_P = \pm \sqrt{6,70817 \times 10^{-3} + 9,09 \times 10^{-6} P^2} \quad (5.9)$$

Se a pressão medida estiver em torno de 1 bar (pressão de admissão/exaustão), a incerteza média esperada do sistema resta próximo a ± 82 mbar. Já durante a combustão, considerando um pico de 50 bar, a incerteza passa ao valor de ± 172 mbar.

A cadeia do sinal de pressão que vem do transdutor de pressão piezoresistivo localizado nos dutos é mostrada na Figura 60.

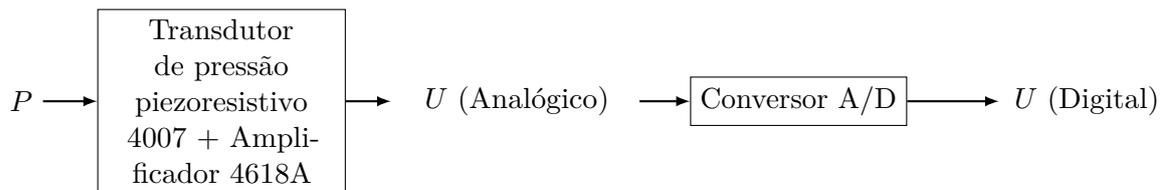


Figura 60: Cadeia do sinal da medição de pressão no duto.

A sensibilidade do sistema é dado por:

$$S = \frac{U}{P} \quad (5.10)$$

A incerteza relativa do primeiro bloco é dado por:

$$\frac{IM_1}{M_1} = \frac{\pm 0,001 \times 5 (\text{bar})}{P (\text{bar})} = \pm \frac{0,005 \text{ bar}}{P (\text{bar})} \quad (5.11)$$

A incerteza relativa do segundo bloco é o erro de quantização do conversor A/D, dado pela seguinte expressão:

$$\frac{IM_2}{M_2} = \frac{\pm 10V}{2^{14}} \times 2 = \pm \frac{0,00122V}{2,0(V/bar) P(bar)} = \pm \frac{0,61 mbar}{P(bar)} \quad (5.12)$$

Levando em conta as expressões 5.11 e 5.12, a incerteza média esperada resta igual a:

$$\frac{IM_P}{P} = \pm \sqrt{\left(\frac{IM_1}{M_1}\right)^2 + \left(\frac{IM_2}{M_2}\right)^2} \quad (5.13)$$

Fornecendo a incerteza de medição da pressão igual $IM_P = \pm 5$ mbar.

5.3 Projeto e Fabricação dos Dutos

Um dos objetivos do trabalho é a validação do modelo computacional para diversos comprimentos de dutos. Para isso foi necessário projetar dois tubos, admissão e exaustão, o qual seria possível variar o comprimento deles. Inicialmente foi pedido a AVL os desenhos CAD do motor, conforme pode ser visto na Figura 61 em forma de corte.

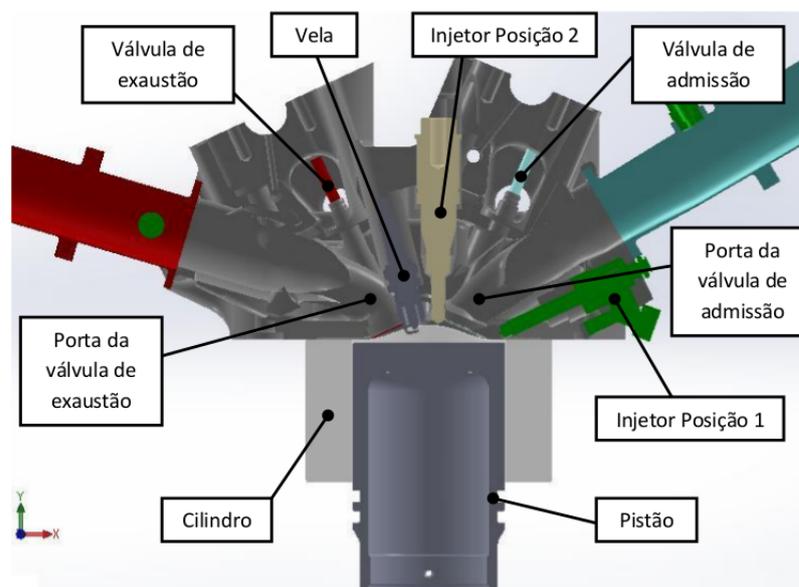


Figura 61: Desenho CAD do motor fornecido pela AVL com a inclusão dos dutos projetados para este trabalho.

A partir desse desenho foi projetado o duto de admissão, o qual pode ser visto na Figura 62. Ele será construído em 3 partes, a primeira parte da seção oblonga de entrada do motor para a seção circular com o diâmetro interno de 38 mm. Esse diâmetro foi escolhido, pois é o diâmetro original do coletor de admissão desse motor. O comprimento

de 83,5 mm foi escolhido para dar lugar ao primeiro ponto de medição (o mais próximo da válvula) restando uma distância da válvula até o fim do cabeçote de 66,5 mm. Somando os dois tem-se a distância do menor comprimento possível nesta configuração, 150 mm. Os outros dois dutos com comprimentos de 300 e 550 mm foram escolhidos na forma que a soma desses fornecesse um comprimento total de 1000 mm e de comprimento diferentes para que pudesse ter maior variedade nos experimentos.

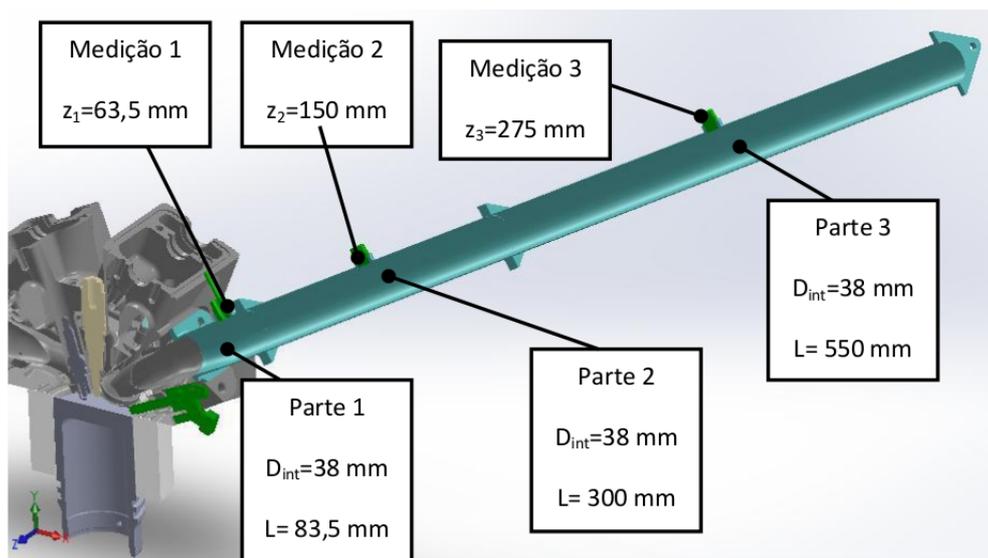


Figura 62: Desenho CAD do duto de admissão.

O mesmo é feito no duto de exaustão, Figura 63. O primeiro pedaço tem 59,7 mm, pois a distância do duto no interior do cabeçote apresenta 90,3 mm e, portanto fornece 150 mm para o primeiro comprimento do lado da exaustão. Já o segundo e terceiro pedaço apresentam 150 e 700 mm que somados fornecem também um comprimento total de 1000 mm. Foram escolhidos comprimentos diferentes de forma a poder trocar com o duto de admissão. Os dutos de admissão e exaustão apresentam o mesmo diâmetro.

Foi utilizado um parafuso de mesma forma do sensor para posicioná-los nos pontos onde não estão sendo feitas medições em um determinado ensaio, Figura 64.

A confecção dos dutos foi realizada pelo setor de usinagem do CORIA. Eletroerosão a fio foi utilizada para a elaboração dos flanges, as tomadas de pressão foram torneadas e a união aos dutos feita por soldas. Os dutos fabricados podem ser vistos na Figura 65 a 70. Nas Figuras 65 e 66 são peças de adaptação ao motor, uma para admissão e outra para a exaustão. Nas Figuras 67 a 70, são tubos que permitem variar o comprimento dos dutos de admissão e exaustão.

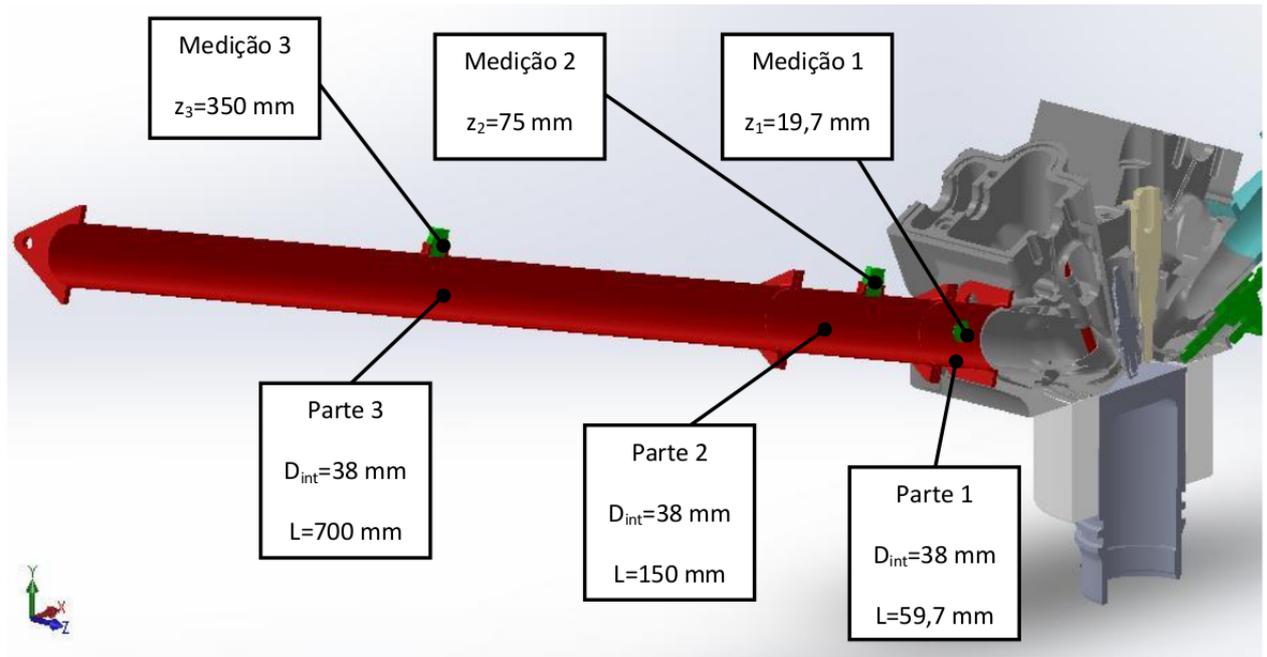


Figura 63: Desenho CAD do duto de exaustão.

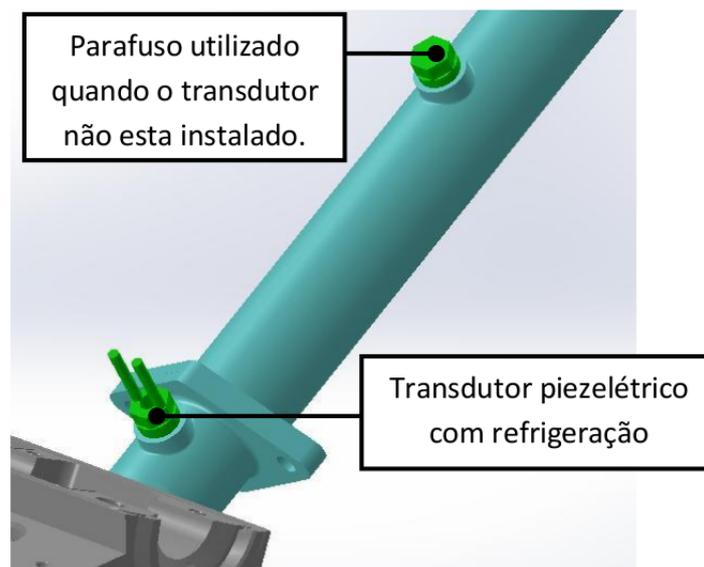


Figura 64: Detalhe do ponto de medição de pressão estática.

5.4 Medição de temperatura do gás no interior do duto

Este relatório mostrou resultados de pressão no duto, que é a maneira mais comum de se fazer medições de propriedades termodinâmicas instantâneas nos dutos de admissão. Mas o laboratório CORIA tem o material e a expertise para realizar medições de temperatura instantâneas através da termometria a fio frio. Essa técnica é baseada na variação da resistência R_w de um fio metálico, neste caso de Platina-Ródio 10%, de pequena dimensão (diâmetro de $2 \mu\text{m}$ e comprimento de 1 mm), devido a mudança de



Figura 65: Peça de adaptação da admissão (88 mm).



Figura 66: Peça de adaptação da exaustão (62 mm).



Figura 67: Duto de 150 mm.



Figura 68: Duto de 250 mm.



Figura 69: Duto de 300 mm.



Figura 70: Duto de 400 mm.

temperatura T_g do meio onde o sensor está instalado. Para uma variação moderada de

temperatura, a resistência do fio varia segundo a seguinte equação:

$$R_w = R_0 + [1 + \alpha_w (T_w - T_0)] \quad (5.14)$$

Onde α_w é o coeficiente de temperatura do metal, R_w e R_0 são respectivamente a resistência do fio nas temperaturas T_w e T_0 .

O fio é alimentado por uma corrente de baixa intensidade, I_s , portanto é pouco aquecida por efeito Joule. Nestas condições sua temperatura $T_w = T_g + \Delta\theta_{Joule}$ é ligeiramente superior a temperatura T_g do escoamento:

$$U = R_0 I_s [1 + \alpha_w (T_g + \Delta\theta_{Joule} - T_0)] \quad (5.15)$$

Na Figura 71 mostra-se a instalação da sonda no interior do duto de admissão. O dispositivo permite variar a posição da sonda ao longo do eixo do raio. E assim poderá verificar com é o perfil de temperatura em uma determina posição do duto. Da sonda sai um cabo BNC que é conectada ao amplificador/fonte como pode ser visualizada na Figura 72. Esse equipamento constitui a fonte de corrente, I_s , que é ajustada através de um potenciômetro. Nela também tem uma ponte de Wheatstone responsável pela transformação de uma variação de resistência em uma variação de tensão elétrica. No início é necessário antes ajustar o valor da resistência para que a ponte fique em equilíbrio. A saída em tensão analógica é então conectada ao conversor analógico-digital da AVL, o mesmo utilizado para os sensores de pressão.

A montagem foi feita no motor, foram obtidos os coeficientes da equação anterior para ter a saída em escala de temperatura diretamente através do *software indimodul*.

Os materiais utilizado foi um fio de 1,2 μm de ródio-platina 95%.

Calibrando o primeiro fio de 1,2 μm , encontrou-se os seguintes coeficientes a da reta igual a 13,106 K/V e b igual a 23,8°C o *offset* de tensão elétrica de 1 mV. Esse fio foi utilizado no ensaio do dia 03/07/2014, e funcionou para a rotação de 1000, 1500, 2000 e 2500 rpm. Ele acabou rompendo-se a 3000 rpm antes de terminar os 5 min de estabilização da temperatura. Os coeficientes encontrados foram: $a=15,042$ K/V e $b=22,5^\circ\text{C}$.

A Tabela 6 é mostrada as datas e os ensaios realizados para a medição de temperatura do gás.

5.5 Resultados experimentais de deslocamento das válvulas

Um dado de entrada importante para o código computacional é a curva de abertura das válvulas. Foi realizado uma medição segundo o procedimento enviado pela AVL que será descrito a seguir. Para poder fazer a medição da válvula com o motor parado, a



Figura 71: Instalação sensor de temperatura constituído por um fio de Platina-Ródio 10%, com diâmetro de $1,2 \mu\text{m}$ e comprimento de 2 mm.



Figura 72: Fonte e amplificador.

Tabela 6: Configurações dos comprimentos dos dutos.

| Comprimento do duto de admissão (mm) | Comprimento do duto de exaustão (mm) | Medição no duto de: | Posição do fio frio (mm) | Posição do transdutor de pressão (mm) |
|--------------------------------------|--------------------------------------|---------------------|--------------------------|---------------------------------------|
| 1000 | 380 + porta | Admissão | 25 | 350 (porta incluída) |
| 850 | 380 + porta | Admissão | 25 | 350 (porta incluída) |
| 550 | 380 + porta | Admissão | 25 | 350 (porta incluída) |
| 300 | 380 + porta | Admissão | 25 | 350 (porta incluída) |
| 150 | 380 + porta | Admissão | 25 | 350 (porta incluída) |
| 550 (1/4 do raio) | 380 + porta | Admissão | 25 | 350 (porta incluída) |

empresa AVL nos enviou um *dummy* que deve ser colocado no lugar do tucho hidráulico. Esse *dummy* consiste em um cilindro com um parafuso no centro. Na Figura 73 pode ser visto a montagem do *dummy* no lugar do tucho hidráulico. A direita desta figura é a haste e a mola da válvula de admissão. Após a colocação do *dummy* é recolocado o balancim e em seguida a árvore de came. Seguindo o procedimento da AVL, assim que a came foi instalada, foi desparafusado o parafuso da came até que ela tocasse no balancim. Através deste método o *dummy* se comporta como o tucho hidráulico quando ele está pressurizado.

Esse diagrama foi obtido experimental através da medição do deslocamento da válvula utilizando um relógio comparador, como pode ser visualizado na Figura 74. O ângulo de manivela foi obtido diretamente através uma marcação dos graus no volante do motor, conforme visto na Figura 75. O experimento foi repetido três vezes e o intervalo de medição foi de 5 graus, salvo o último valor. A diferença máxima obtida entre as medições e a média foi de 0,09 mm, a resolução do relógio comparado é de 0,01 mm e do ângulo de manivela é de 1 grau.



Figura 73: Cabeçote do motor AVL.

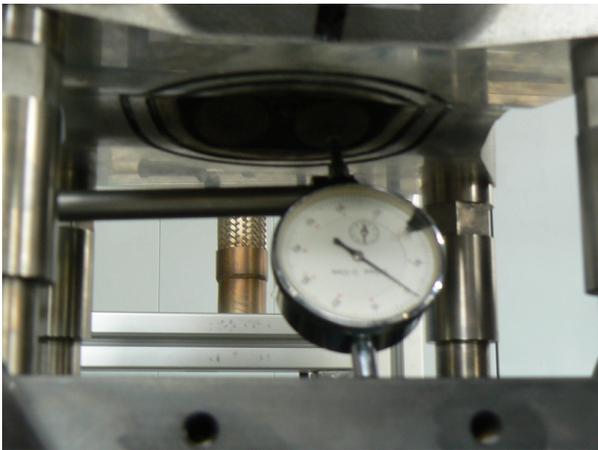


Figura 74: Medição com o relógio comparador.

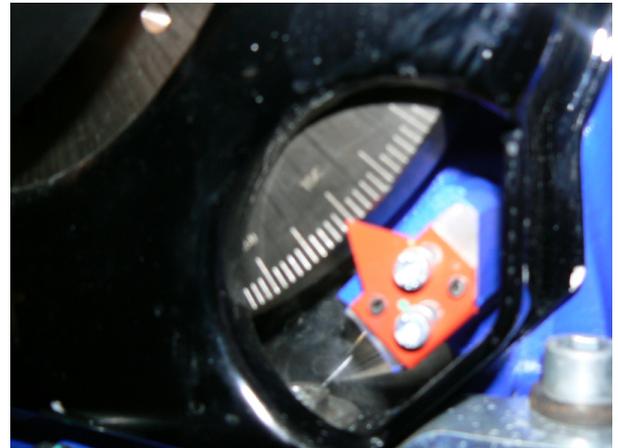


Figura 75: Medição do ângulo do virabrequim.

O resultado final pode ser visto nas Figuras 76 e 77, as curvas em azul referem-se a válvula de admissão e as curvas em vermelho à válvula de exaustão. Em linha contínua é o resultado obtido no laboratório e com a marca X, a curva enviada pela AVL. Pode-se notar que agora as duas curvas apresentam os mesmos deslocamentos. Mas como já era previsível existe um problema de fase entre as curvas. Fazendo um deslocamento de +22,5 graus para a curva da válvula de admissão e -15 graus para a curva da válvula de exaustão, tem-se o resultado mostrado na Figura 77, Ou seja, as curvas se coincidem. Estes resultados foram enviados para a AVL e eles informaram que o teste realizado está correto, e que eles provavelmente alteraram a curva original por se tratar de um motor transparente.

Portanto foram feitos dois arquivos no forma de texto (.txt) que contém os ângulos do virabrequim na primeira coluna e o deslocamento da válvula na segunda coluna. Este arquivo, então, é utilizado no programa quando se deseja comparar os resultados numéricos

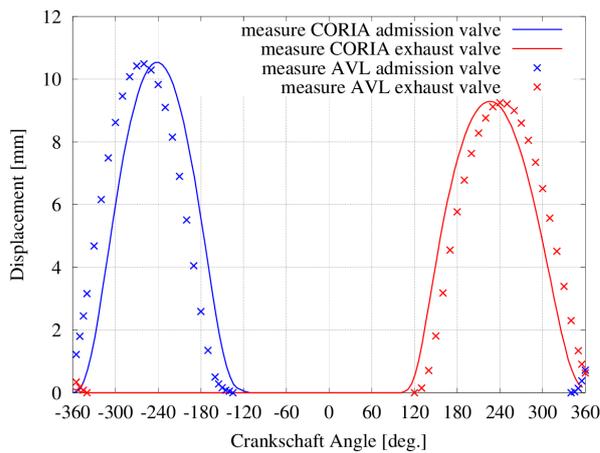


Figura 76: Deslocamento (lift) das válvulas experimental realizado no CORIA e o resultado fornecido pela empresa AVL.

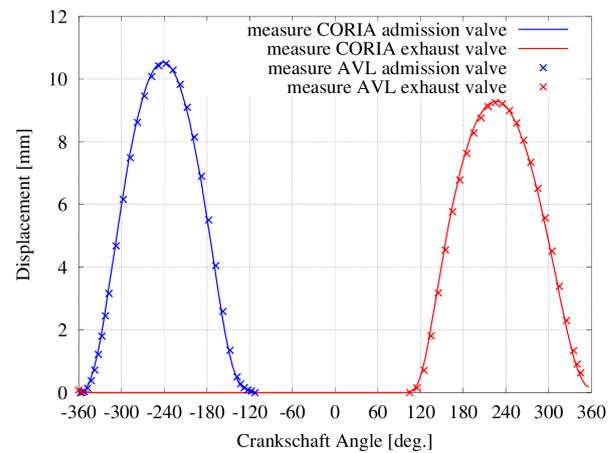


Figura 77: Deslocamento (lift) no eixo do ângulo de manivela da curva das válvulas.

e experimentais deste motor.

5.6 Medição da Temperatura da Parede do Duto

Um dado que deve ser fornecido ao código computacional é a distribuição de temperatura ao longo do seu comprimento. Para se poder comparar os dados experimentais e numéricos na mesma condição, foi então necessária a medição dessa temperatura. Utilizaram-se dez termopares do tipo T para a medição da temperatura ao longo da superfície do duto. Entre o termopar e o duto utilizou-se pasta térmica para diminuir a resistência de contato, conforme Figura 78. Foram utilizados cinco termopares na admissão e os outros cinco no duto de exaustão. A distribuição foi aleatória, com mais pontos perto da base do duto, pois lá a variação de temperatura é maior. As justas frias foram conectadas na carta de aquisição da *National Instrument NI Rio* conforme pode ser visto na Figura 79. O *software* de aquisição de dados é o *Lab View* da própria *National Instrument*. A vantagem de utilizar o *Lab View* é que ele já reconhece a carta de aquisição e a programação é feita através de diagrama de bloco. Esse diagrama e a interface gráfica montada para esse experimento pode ser visualizados na Figuras 80 e 81. A conexão do computador com a carta foi feita através do cabo *ethernet* e a alimentação é feita através de uma fonte CC de 30 V.

Nas Figuras 82 e 83 apresenta-se o resultado da medição de temperatura nos dutos para o caso de 3000 rpm, comprimento do duto de admissão de 400 mm e a exaustão com 1000 mm. Foi estabelecido, através das observações, que cinco minutos são suficientes para a estabilização da temperatura. Na Figura 82 observa-se a evolução da temperatura no duto de admissão nas diversas posições e na Figura 83 é visto o mesmo resultado, mas no duto

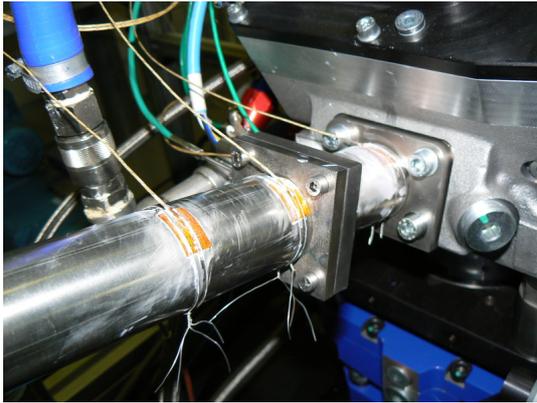


Figura 78: Termopar do tipo T instalado no duto.



Figura 79: Sistema de aquisição de sinais NI RIO.

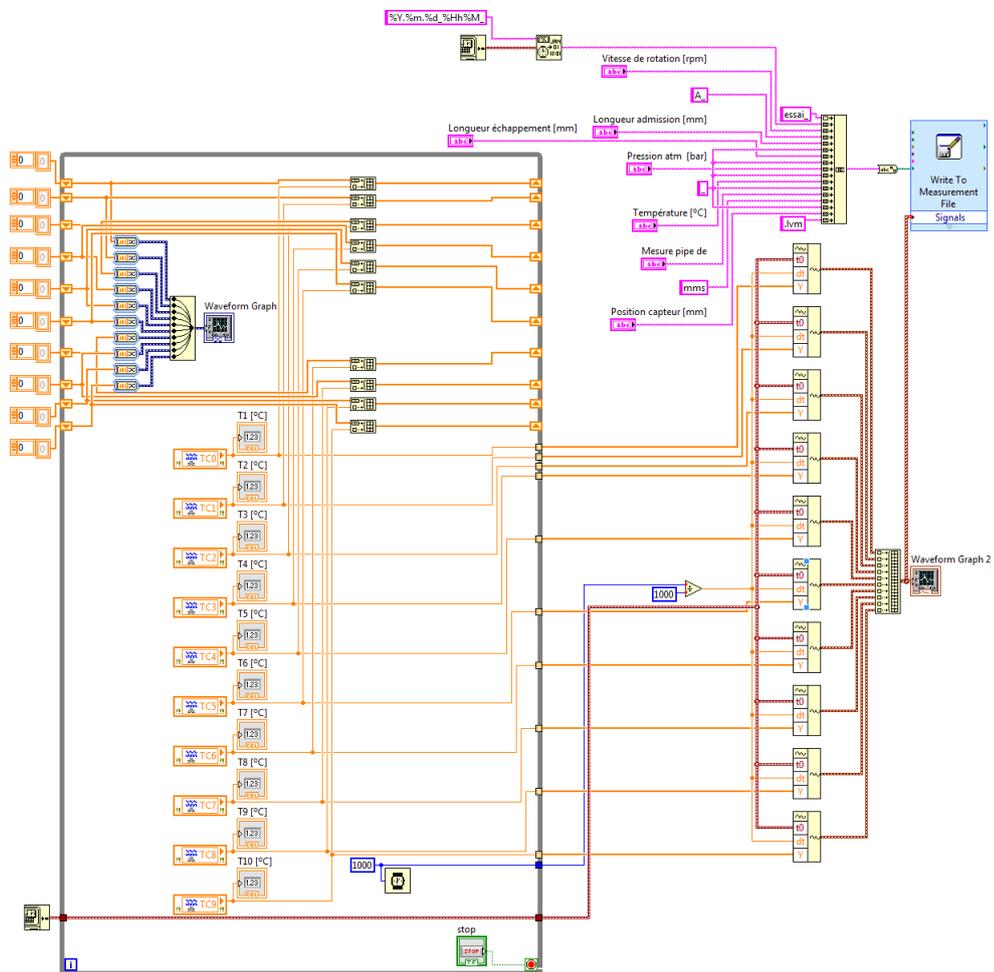


Figura 80: Diagrama de bloco LabView.

de exaustão. Portanto é possível visualizar que a temperatura está estabilizada ao final de cinco minutos. Fazendo a média da temperatura no último minuto da aquisição, pode-se gerar um gráfico com a distribuição de temperatura ao longo do comprimento do duto. Isto é mostrado nas Figuras 84 e 85, para os dutos de admissão e exaustão, respectivamente. A

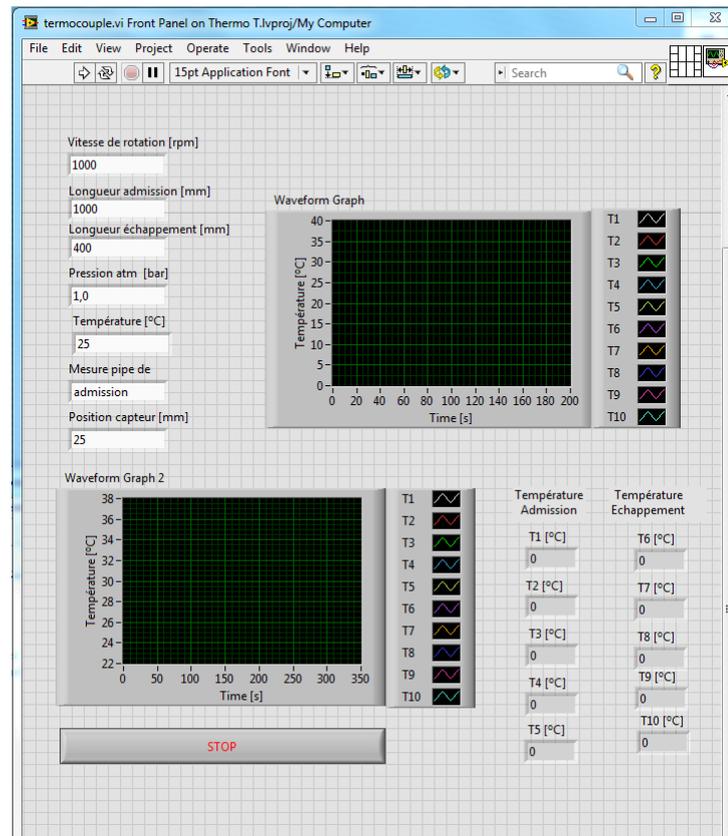


Figura 81: Interface gráfica LabView.

temperatura da base ($z=0$ mm) é considerada como a temperatura média do bloco motor, que é encontrada pela média da temperatura da água de arrefecimento que entra e que sai. Os resultados foram coerentes em relação ao que se esperava, ou seja, um decrescimento exponencial da temperatura em relação a coordenada espacial. Isto porque o duto se comporta como uma aleta, dissipando o calor do bloco do motor.

O resultado de medição de temperatura na superfície do duto foi utilizada como dado de entrada do programa de simulação. Os resultados apresentados no próximo capítulo na parte de comparação entre experimental e simulado foram obtidos através desta medição.

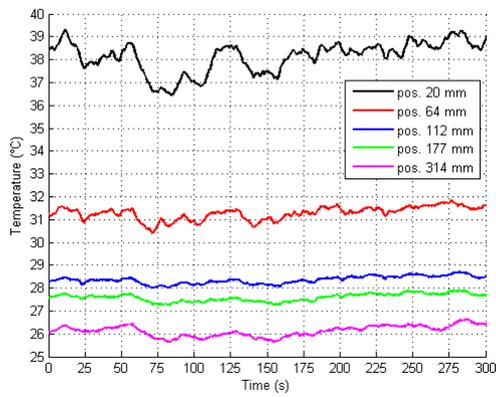


Figura 82: Variação da temperatura no duto de admissão em função do tempo.

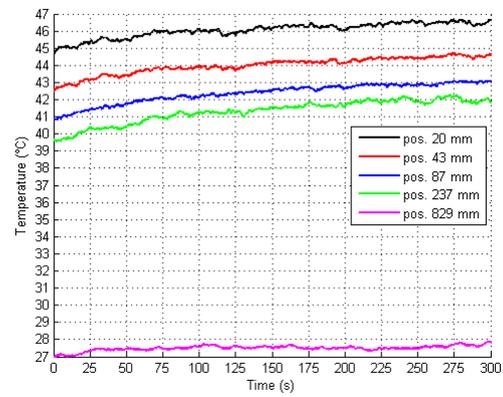


Figura 83: Variação da temperatura no duto de exaustão em função do tempo.

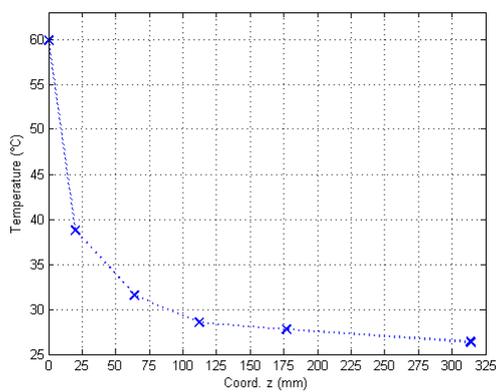


Figura 84: Perfil de temperatura no duto de admissão em função da coordenada z.

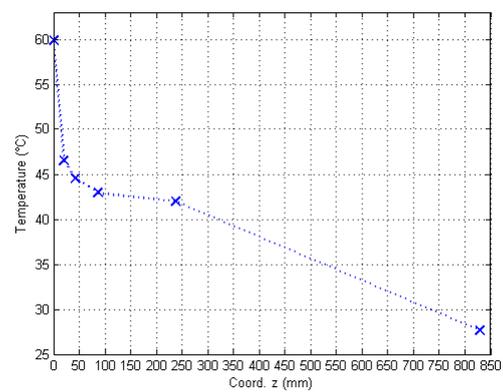


Figura 85: Perfil de temperatura no duto de exaustão em função da coordenada z.

6 Resultados

Neste capítulo serão apresentados os resultados dos modelos de uma e duas zonas de combustão aplicados a motores de ignição por compressão e centelha, respectivamente. Os métodos numéricos de primeira e segunda ordem são comparados com dados da literatura e com dados experimentais. O número de ciclo simulados e definição do tamanho de malha são apresentados e discutidos. Resultados da medição da pressão instantânea na câmara de combustão, pressão nos dutos de admissão e exaustão e temperatura no duto de admissão são mostrados para comprimentos de dutos e rotações diferentes. Visando validar os resultados experimentais, são comparados valores medidos da frequência da onda de pressão no duto de admissão com os resultados obtidos através da teoria. É analisada a influência do comprimento do duto na frequência da onda de pressão e na eficiência volumétrica. Os resultados da otimização são apresentados para dois motores, um de ignição por centelha e outro de ignição por compressão. Para o motor de ignição por centelha, foram utilizados os dados geométricos e operacionais do motor AVL 5482. São apresentadas análises de casos em que os comprimentos dos dutos de admissão e de exaustão são alterados. É feita, também, uma análise da resposta da otimização com uma equação teórica. Também é otimizado o sincronismo de abertura e fechamento das válvulas.

6.1 Resultados Numéricos

6.1.1 Critério de Convergência

Os valores reais iniciais das propriedades termodinâmicas são normalmente desconhecidos, portanto começa-se a simulação através de dados hipotéticos de pressão, temperatura, massa, relação de equivalência, etc... A partir destes dados iniciais, vários ciclos do motor serão realizados (em regime permanente) até que se chegue a uma condição onde não se observe mais variações de um ciclo para outro. Neste trabalho, optou-se por iniciar o ciclo durante a fase de compressão, pois é uma condição estável onde ainda não se observam ondas de pressão nos dutos. A cada ciclo foram calculadas as propriedades: pressão, temperatura, massa, relação de equivalência e rendimento volumétrico no final da fase de compressão e foi comparado com o obtido no ciclo anterior. O processo iterativo é

interrompido pelo seguinte critério:

$$\max \left[\frac{(P_{ciclo} - P_{ciclo-1})}{P_{ciclo-1}}, \frac{(T_{ciclo} - T_{ciclo-1})}{T_{ciclo-1}}, \frac{(m_{ciclo} - m_{ciclo-1})}{m_{ciclo-1}}, \frac{(\phi_{ciclo} - \phi_{ciclo-1})}{\phi_{ciclo-1}}, \frac{(\eta_{V,ciclo} - \eta_{V,ciclo-1})}{\eta_{V,ciclo-1}} \right] \leq \text{tolerância} \quad (6.1)$$

Observou-se através de alguns experimentos que um valor de tolerância adequado é 10^{-4} e a curva de convergência pode ser visualizada na Figura 86. Ainda foi estipulado que o número de ciclos máximos seria igual a 15, caso alguma simulação não conseguisse chegar à tolerância estipulada.

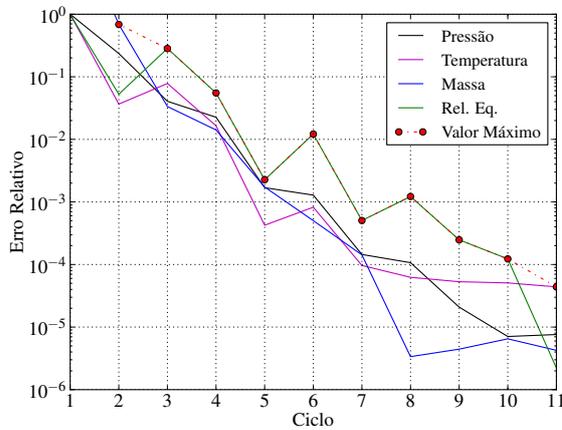


Figura 86: Evolução do erro relativo em função do ciclo.

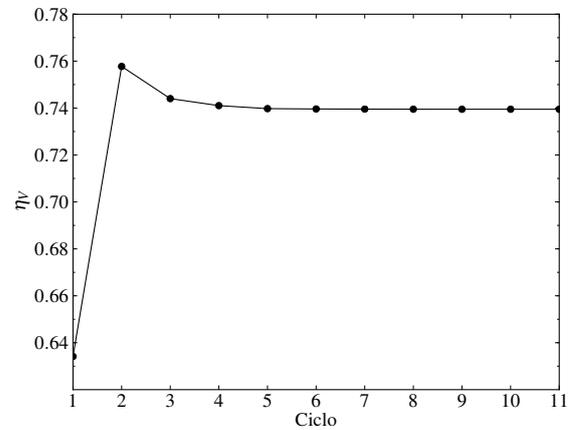


Figura 87: Evolução da eficiência volumétrica ao longo dos ciclos.

Na Figura 87 observa-se a convergência da eficiência volumétrica, nos últimos três ciclos ocorreram alterações somente na sexta casa após a vírgula. Foi observado também que neste tipo de simulação, a temperatura e a relação de equivalência são os parâmetros mais difíceis a convergirem. Isto se deve principalmente ao fato de ter-se que corrigir a massa injetada em função dos dados do ciclo anterior. Nas Figuras 88 e 89 são mostradas as distribuições de temperatura e relação de equivalência de alguns ciclos. Visualizando os ciclos 7 e 10, percebe-se que a distribuição ao longo do ciclo não varia mais.

Sabe-se que a solução de um método numérico não deve depender do tamanho da malha. Para se realizar esta verificação, realizou-se a análise do tamanho da malha iniciando com 30 volumes e foi aumentando de 20 em 20 volumes. Resultados de pressão para três tamanhos de malha diferentes são mostrados nas Figuras 90 e 91. Foi constatado que as pressões convergem rapidamente a medida que se aumenta o número de volumes. A mesma conclusão é observada com a massa total da mistura de gases e a relação de equivalência. Para a rotação de 3000 rpm existe um número menor de ondas nas fases de admissão e exaustão e, portanto, pode-se usar uma malha menos refinada. Já a 1000

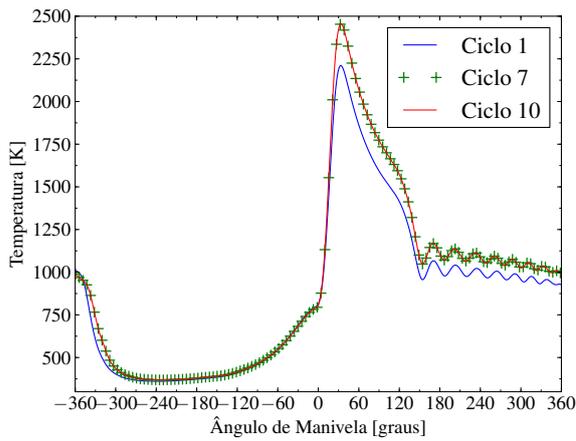


Figura 88: Perfis de temperatura ao longo dos ciclos.

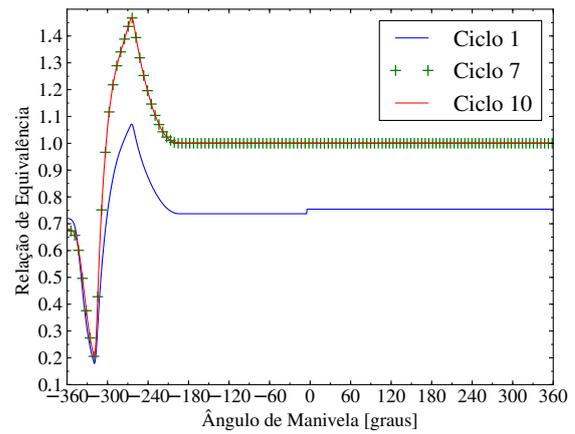


Figura 89: Evolução da eficiência volumétrica ao longo dos ciclos.

rpm existe um maior número de oscilações (como visto na fase de exaustão) e, portanto, a malha deve ser mais refinada. Observa-se que a medida que a malha vai sendo refinada, a fase da onda é deslocada para a direita até não variar mais.

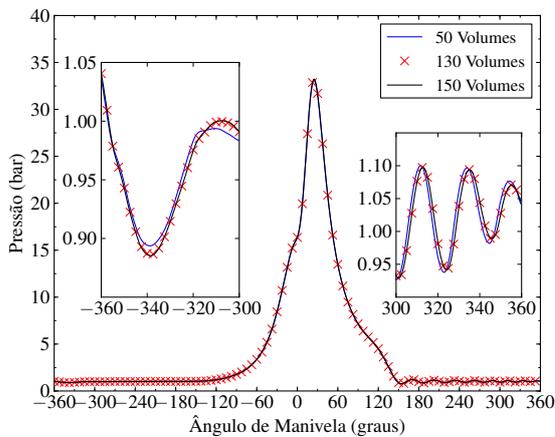


Figura 90: Evolução da pressão do gás no interior do cilindro ao longo do ciclo para diversos tamanhos de malha com rotação de 1000 rpm.

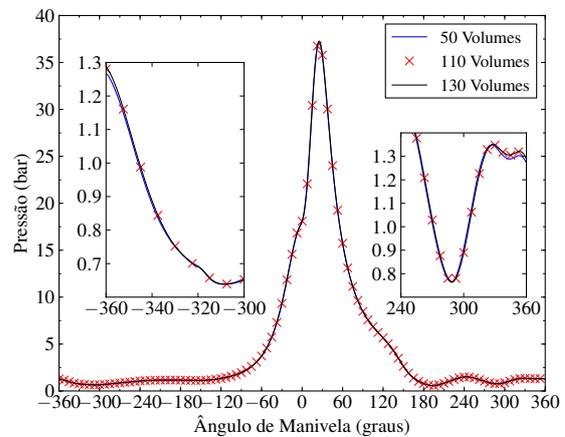


Figura 91: Evolução da pressão do gás no interior do cilindro ao longo do ciclo para diversos tamanhos de malha com rotação de 3000 rpm.

A estabilização da distribuição de temperatura no ciclo foi mais lenta, conforme pode ser observado nas Figuras 92 e 93. As observações relatadas para a curva de pressão são as mesmas que para a curva de temperatura. Entretanto, a diferença entre os resultados de cada tamanho de malha é maior neste caso, principalmente no início da fase de admissão, como visto na Figura 92. Portanto utilizou-se 130 (para rotações de 2000 a 4000 rpm) a 150 volumes (para rotações inferiores a 2000 rpm), porque ocorreram variações de temperatura,

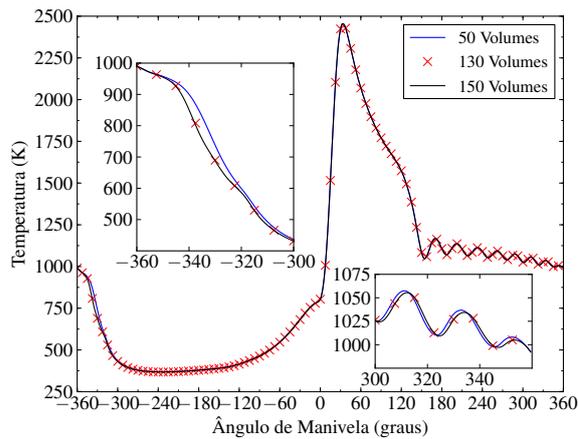


Figura 92: Evolução da temperatura do gás no interior do cilindro ao longo do ciclo para diversos tamanhos de malha com rotação de 1000 rpm.

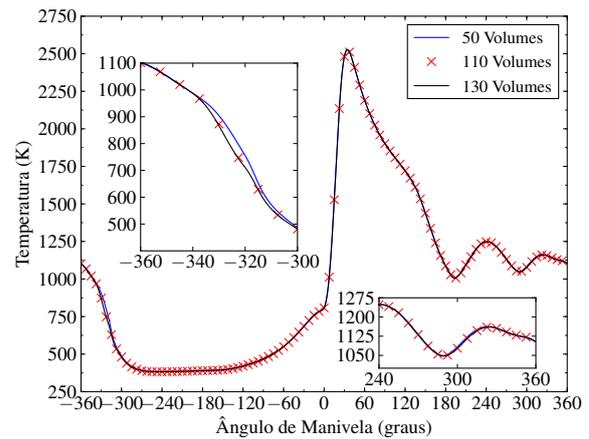


Figura 93: Evolução da temperatura do gás no interior do cilindro ao longo do ciclo para diversos tamanhos de malha com rotação de 3000 rpm.

massa, pressão e relação de equivalência inferiores a 1%. Já a eficiência volumétrica nestes casos apresentou um resultado melhor, com variação entre ciclos inferior a 0,1%.

6.1.2 Análise do Modelo Numérico

Na Figura 94 observa-se a evolução da massa de gás no interior da câmara de combustão. No processo de admissão, ocorre entrada de massa ao cilindro devido ao aumento de volume da câmara de combustão. Isto pode ser visualizado na Figura 95 através da vazão mássica que passa pela válvula de admissão. Durante esta fase, ocorre também a injeção de combustível, conforme mostrado na Figura 95. No final da admissão a vazão se torna negativa, o que resulta em uma diminuição da massa no interior do cilindro. Durante o processo de compressão e combustão/expansão a massa permanece constante.

Na Figura 96 é possível visualizar as duas zonas de combustão, em azul a zona não queimada e em vermelho a zona queimada, e a temperatura média do cilindro em preto. Durante os processos de admissão e compressão só existe a zona não queimada. Na fase de combustão as duas zonas coexistem e nos demais processos elas são iguais.

Após a expansão, ocorre a abertura da válvula de exaustão o que resulta em uma vazão negativa através desta válvula (Figura 95) e na diminuição da massa no cilindro (Figura 94). Neste caso é possível observar um refluxo através da válvula de exaustão pela vazão positiva na linha vermelha da Figura 95.

O diagrama $P-V$ é apresentado na Figura 98, onde é possível extrair o trabalho indicado líquido. Esta figura está em escala log x log e é possível perceber que durante a fase de compressão a relação entre pressão e temperatura é descrita por $PV^k = \text{constante}$.

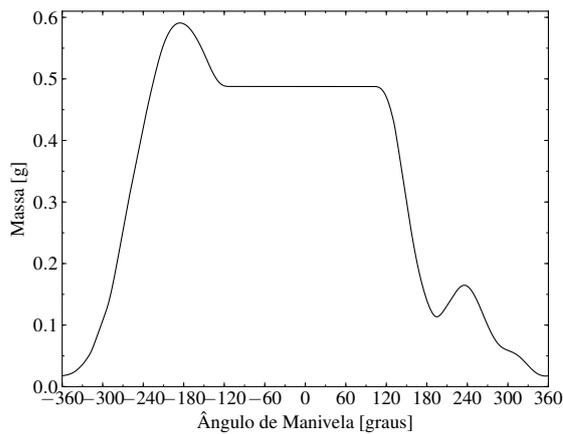


Figura 94: Massa total da mistura dos gases no cilindro em função do ângulo de manivela.

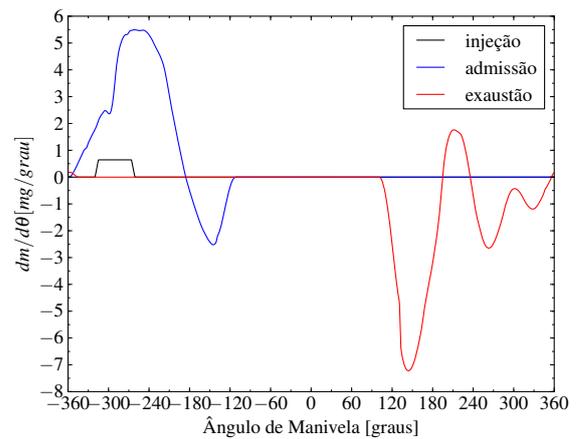


Figura 95: Vazões mássicas através do injetor e das válvulas em função da duração de um ciclo.

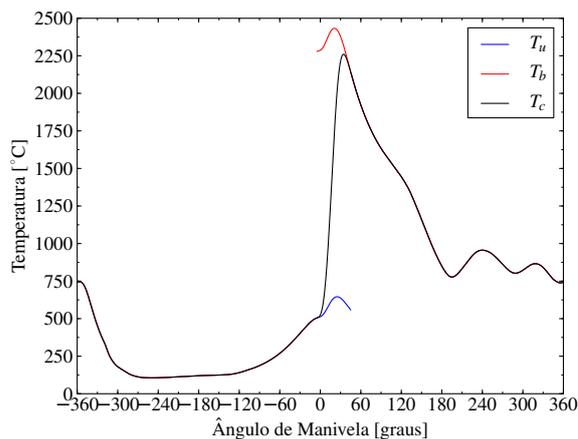


Figura 96: Temperatura da zona queimada, não queimada e temperatura do cilindro.

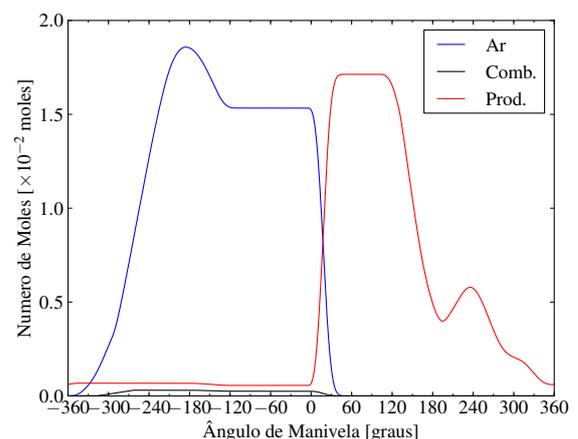


Figura 97: Número de moles de ar, combustível e produtos de combustão durante o ciclo.

Durante a fase de combustão a liberação de energia do combustível faz aumentar a pressão e a composição dos gases é variável. Durante a expansão a composição resta fixa e a relação da pressão e volume é dado por uma função aproximadamente exponencial. Pode-se visualizar que o trabalho realizado durante a fase de exaustão é maior que o trabalho de admissão, já que a pressão de exaustão é em sua maior parte superior a pressão de admissão.

Apresenta-se o resultado de transferência de calor calculado através dos modelos de Annand e Woschni na Figura 99. Os coeficientes utilizados nesta análise foram obtidos através dos valores encontrados na literatura. Os resultados seguem a mesma tendência observada por Woschni (1967), em que o modelo de Annand apresenta magnitudes de transferência de calor superior ao modelo de Woschni.

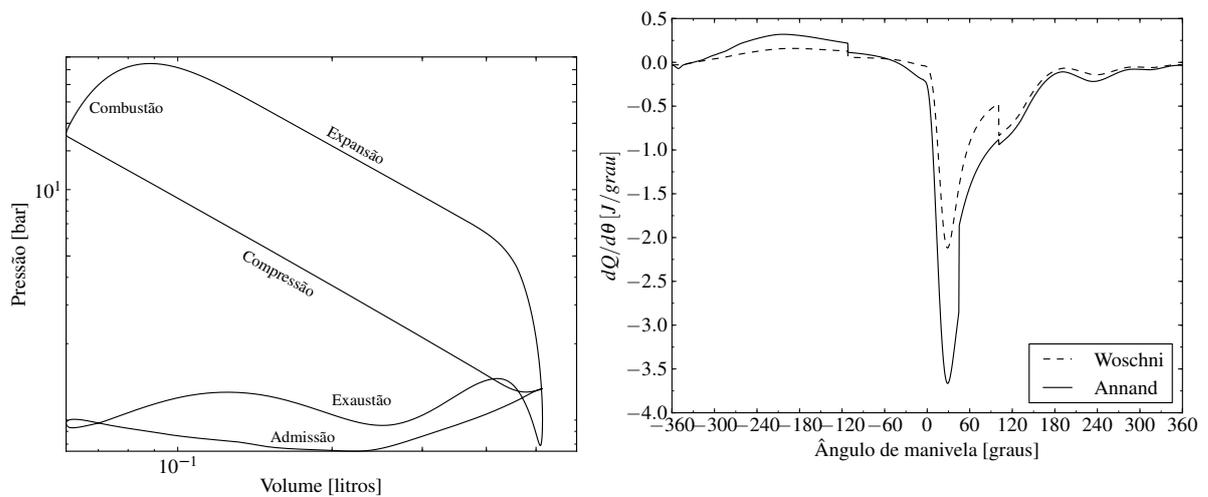


Figura 98: Diagrama Pressão x Volume calculado com a identificação das fases do ciclo motor.

Figura 99: Comparação da taxa de transferência de calor calculada através dos modelos de Annand e Woschni.

Através da solução das equações governantes do escoamento de gás no interior do duto de admissão é possível visualizar a evolução da pressão e da velocidade nas Figuras 100 e 101. A posição 0 se refere ao extremo do duto aberto a atmosfera e a posição 500 mm se refere ao extremo do duto conectado à válvula de admissão. O ângulo zero se refere ao início da abertura da válvula de admissão. No início observa-se que a pressão diminui devido ao aumento de volume no interior do cilindro. Esta onda de rarefação se propaga em direção ao extremo aberto da válvula (posição 0). A onda volta como pressão superior à atmosférica e com isso aumenta a velocidade do gás em direção ao cilindro. Na sequência a pressão volta a diminuir, já que a variação do volume no cilindro diminui, e a velocidade também cai. Para este caso percebe-se que a pressão se torna menor que a atmosférica e a velocidade se torna negativa fazendo que certa quantidade de massa admitida saia do cilindro. Após o fechamento da válvula de admissão, a pressão do gás oscila com sua frequência natural e a velocidade se torna nula no extremo que contém a válvula.

Fenômenos semelhantes são visualizados no duto de exaustão (Figuras 102 e 103). Nestas figuras considera-se como referência o início da abertura da válvula de exaustão e a posição 0 se refere ao início do duto próximo a válvula e a posição 500 mm ao extremo aberto. Observa-se que no momento de abertura da válvula, a pressão do gás no interior do cilindro é superior à do duto, o que faz com que uma onda de sobrepressão se desloque das proximidades da válvula em direção ao extremo livre. Essa é a fase da tiragem livre. Como a diferença de pressão entre o cilindro e o ambiente é alta, ocorre um escoamento sônico na seção mínima da válvula, observado pelas magnitudes elevadas de velocidade na Figura 103. Com a diminuição da pressão no cilindro a níveis abaixo da pressão atmosférica

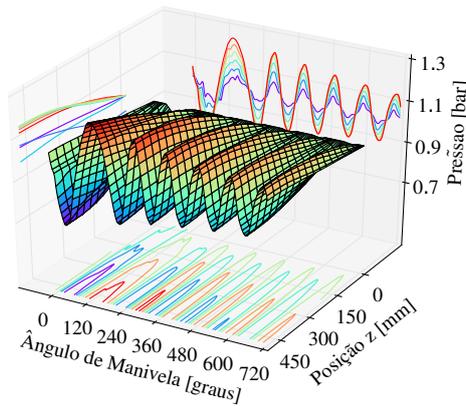


Figura 100: Variação da pressão ao longo do duto de admissão em função do ângulo do virabrequim.

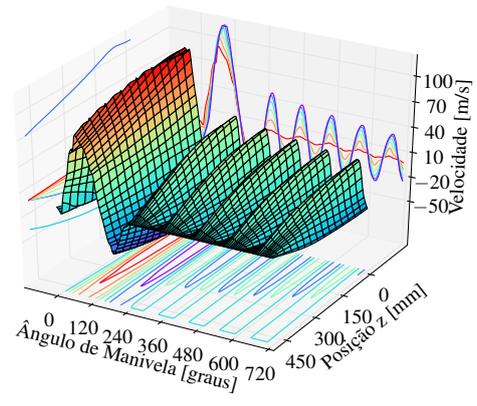


Figura 101: Variação da velocidade ao longo do duto de admissão em função do ângulo do virabrequim.

(devido a inércia dos gases queimados saindo do cilindro) o escoamento muda de sentido e começa a encher novamente no cilindro. A pressão no cilindro volta a aumentar devido ao movimento ascendente do pistão, assim realizando a tiragem forçada. O escoamento retorna ao sentido de extração de gás do cilindro. Após o fechamento da válvula, observa-se que a velocidade é nula na região da válvula e ocorrem as oscilações na frequência natural do gás no interior do tubo.

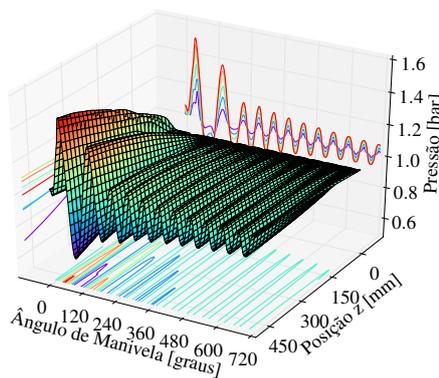


Figura 102: Variação da pressão ao longo do duto de exaustão em função do ângulo do virabrequim.

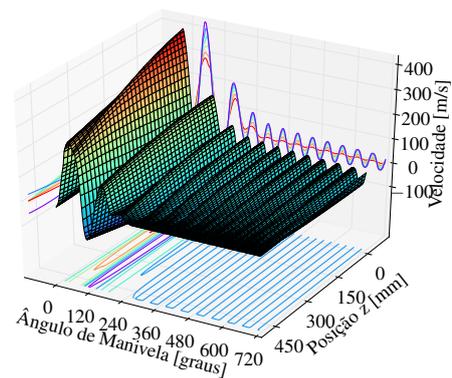


Figura 103: Variação da velocidade ao longo do duto de exaustão em função do ângulo do virabrequim.

6.2 Resultados Experimentais

Nesta seção serão apresentados os resultados de pressão no cilindro e nos dutos de admissão e exaustão para os casos com e sem combustível. Na Tabela 7 são apresentados os experimentos realizados.

Tabela 7: Configurações dos experimentos realizados.

| Comprimento do duto de admissão (mm) | Comprimento do duto de exaustão (mm) | Medição no duto de: | Posição do transdutor de pressão (mm) |
|--------------------------------------|--------------------------------------|---------------------|---------------------------------------|
| 150 | 380 + porta da válvula | Admissão | 25 |
| 300 | 380 + porta da válvula | Admissão | 25 |
| 550 | 380 + porta da válvula | Admissão | 25 |
| 850 | 380 + porta da válvula | Admissão | 25 |
| 1000 | 380 + porta da válvula | Admissão | 25 |
| 1250 | 380 + porta da válvula | Admissão | 25 |

Na Figura 104 observa-se o sinal de injeção enviado à central eletrônica (ECU). O sinal permanece próximo de 10,5 V no período sem injeção e se torna nulo durante o período de injeção. Pode-se visualizar, portanto o início da injeção e sua duração. Nota-se que foi mantido o mesmo início de injeção independente do regime e variou-se o tempo de injeção. Esse último parâmetro foi determinado para que a relação de equivalência se mantivesse próximo do valor unitário. Deve-se introduzir mais combustível à medida que a rotação é incrementada, pois se admite normalmente mais ar à medida que a rotação aumenta. Esse sinal serve para introduzir os parâmetros de injeção no modelo apresentado acima.

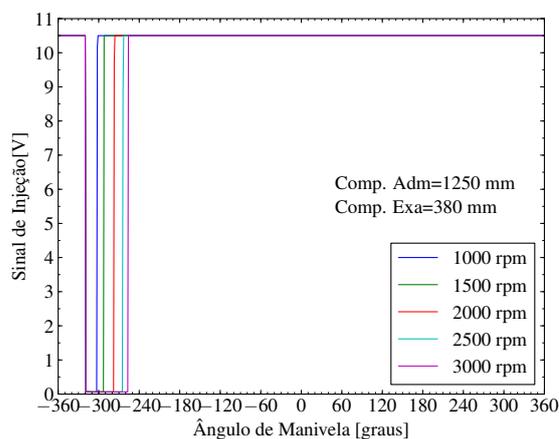


Figura 104: Sinal de injeção.

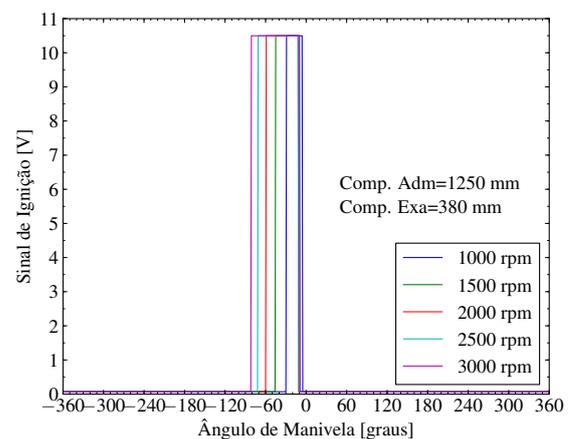


Figura 105: Sinal de ignição.

O sinal que comanda a vela de ignição é apresentado na Figura 105. Durante boa parte do ciclo ele é nulo e passa para 10,5 V para carregar a bobina e quando ele retorna a ser nulo é o momento que ocorre a centelha na vela, iniciando-se o processo de combustão. Nota-se que o início de carga na bobina é função da injeção, ou seja, quanto maior o tempo de injeção, mais adiantado deve ser iniciado o processo. Já o início da combustão é função do ângulo (medido) em que metade da massa de combustível é queimada (CA 50%).

A Tabela 8 apresenta o inverso da relação de equivalência média da mistura ar-combustível, λ , durante 100 ciclos consecutivos. Nota-se que essa relação permanece próxima de 1 para todas as condições ensaiadas. Na Tabela 8 observa-se, também, o torque medido no eixo que une os motores elétricos e térmicos. Para o caso sem combustão nota-se que o torque é negativo, ou seja, é o motor elétrico que movimenta o motor à combustão. Já para o caso de combustão é o motor térmico que produz potência no eixo e o motor elétrico funciona como um freio. Observa-se também o efeito do comprimento do duto no torque. Nota-se que para todas as rotações, existe a seguinte tendência: variação pequena no torque em dutos extremamente curtos, uma subsequente queda e um aumento substancial em dutos de maior comprimento. Nota-se também que a cada rotação o comprimento em que o torque aumenta diminui a medida que a rotação aumenta conforme visto na Figura 106.

Tabela 8: Resultados médios de 100 ciclos consecutivos variando-se a rotação e o comprimento do duto de admissão. O duto de exaustão é fixo em 380 mm. SC - Sem Combustão, CC - Com Combustão.

| Adm. [mm] | Rotação [rpm] | Torque SC [N.m] | Torque CC [N.m] | Pres. adm. SC [bar] | Pres. adm. CC [bar] | λ [-] |
|--------------|------------------|--------------------|--------------------|------------------------|------------------------|------------------|
| 150 | 1000 | -9,277 | 14,952 | 1,0033 | 1,0035 | 1,007 |
| 150 | 1500 | -10,534 | 15,295 | 1,0032 | 1,0031 | 1,001 |
| 150 | 2000 | -11,159 | 16,643 | 1,0028 | 1,0027 | 1,011 |
| 150 | 2500 | -12,999 | 15,725 | 1,0023 | 1,0025 | 1,007 |
| 150 | 3000 | -16,498 | 14,644 | 1,0018 | 1,0019 | 1,022 |
| 300 | 1000 | -9,114 | 14,799 | 0,9937 | 0,9937 | 1,015 |
| 300 | 1500 | -10,233 | 15,452 | 0,9930 | 0,9931 | 1,008 |
| 300 | 2000 | -11,538 | 16,309 | 0,9928 | 0,9930 | 1,014 |
| 300 | 2500 | -13,795 | 15,884 | 0,9924 | 0,9923 | 1,005 |
| 300 | 3000 | -17,100 | 14,970 | 0,9914 | 0,9914 | 1,003 |
| 550 | 1000 | -9,540 | 14,581 | 0,9939 | 0,9937 | 1,003 |
| 550 | 1500 | -10,277 | 15,207 | 0,9939 | 0,9938 | 0,999 |
| 550 | 2000 | -12,001 | 16,274 | 0,9933 | 0,9932 | 1,005 |
| 550 | 2500 | -13,428 | 14,558 | 0,9946 | 0,9953 | 1,014 |
| 550 | 3000 | -18,079 | 16,958 | 0,9981 | 0,9983 | 1,006 |
| 850 | 1000 | -9,921 | 14,799 | 0,9881 | 0,9883 | 1,012 |
| 850 | 1500 | -10,587 | 15,790 | 0,9880 | 0,9881 | 0,994 |
| 850 | 2000 | -11,540 | 15,330 | 0,9904 | 0,9904 | 0,998 |
| 850 | 2500 | -14,973 | 18,331 | 0,9940 | 0,9951 | 1,003 |
| 850 | 3000 | -18,430 | 20,928 | 0,9938 | 0,9935 | 1,012 |
| 1000 | 1000 | -10,436 | 13,432 | 0,9902 | 0,9904 | 1,008 |
| 1000 | 1500 | -11,445 | 13,284 | 0,9903 | 0,9900 | 0,999 |
| 1000 | 2000 | -13,422 | 15,584 | 0,9927 | 0,9929 | 0,987 |
| 1000 | 2500 | -15,976 | 21,570 | 0,9950 | 0,9955 | 0,982 |
| 1000 | 3000 | -20,604 | 22,094 | 1,0036 | 1,0036 | 0,998 |
| 1250 | 1000 | -9,299 | 15,019 | 1,0056 | 1,0057 | 1,017 |
| 1250 | 1500 | -10,888 | 16,152 | 1,0099 | 1,0098 | 0,996 |
| 1250 | 2000 | -13,196 | 21,285 | 1,0108 | 1,0108 | 1,000 |
| 1250 | 2500 | -16,139 | 22,964 | 1,0213 | 1,0220 | 1,005 |
| 1250 | 3000 | -18,017 | 20,690 | 1,0120 | 1,0121 | 1,003 |

Nas Figuras 107 e 108 as curvas de pressão do gás no interior do cilindro obtidas através do transdutor piezométrico de pressão são visualizadas. A curva em preto se refere ao caso sem combustão e a curva em vermelho, ao caso com combustão. A janela a esquerda mostra em detalhe a região de admissão e da direita o detalhe do processo de exaustão. Pode-se notar que existe uma diferença de pressão entre os casos no início da admissão.

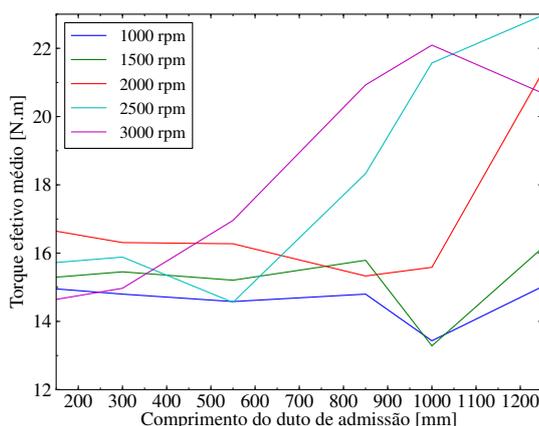


Figura 106: Variação do torque conforme a variação de comprimento do duto de admissão e da rotação.

Isto ocorre porque os processos de exaustão são completamente diferentes. Observa-se que durante a fase de compressão as curvas com e sem combustão são iguais e se distanciam no início da ignição. A curva que apresenta o ciclo com combustão apresenta crescimento acentuado da pressão devido à liberação de energia química contida no combustível. No caso com combustão nota-se o efeito da abertura da válvula (próximo de 111 graus) pela rápida queda de pressão no cilindro. Observa-se também a diferença da onda de pressão no interior do cilindro durante a fase de exaustão. A Figura 107 foi obtida com um duto de um metro e a Figura 108 foi com um duto a 1,25 m. Como é visto nos resultados de torque, pode-se dizer que a eficiência volumétrica com o duto de um metro foi superior à do duto de 1,25 m pois a pressão dos gases na câmara de combustão no final da compressão foi superior. Isto ocorre pois o processo de admissão do duto de um metro de comprimento propicia uma quantidade de massa superior no interior da câmara de combustão que é comprimida pelo pistão, resultando em uma pressão maior no final da compressão. Com mais massa e mantendo a relação ar-combustível constante, o duto com 1 metro atingiu valores de pressão de combustão superior para a mesma variação de volume. O que ocasionou uma maior produção de trabalho que por sua vez obteve mais torque de frenagem.

As linhas pontilhadas nas Figuras 107 e 108 representam a incerteza de medição da pressão no interior do cilindro. Durante a fase de trocas gasosas a incerteza não varia muito, pois a variação de pressão durante esta fase foi pequena. No entanto para a fase de combustão (-5 a 50 graus), observa-se que a incerteza apresenta magnitudes elevadas. Isto ocorre porque o processo de combustão apresenta uma grande flutuação ciclo a ciclo, proveniente da combustão turbulenta. Nota-se também no sinal de pressão, uma flutuação entre -310 a 270 graus devido a injeção de combustível (não aparece no ciclo sem combustão). Isto ocorre porque foi utilizado um injetor lateral e o cone de injeção abrange a posição desde sensor. Outro ponto que ficou evidente foi o deslocamento da

válvula de admissão, o qual fez a incerteza de medição aumentar no momento de abertura (-395 graus) e no fechamento (-111 graus).

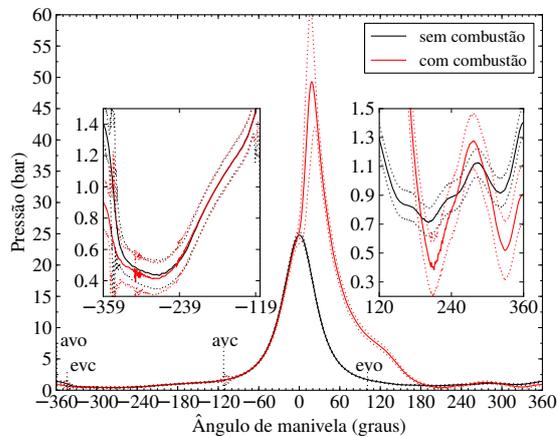


Figura 107: Pressão no cilindro à 3000 rpm e 1 metro de comprimento do duto de admissão, caso com e sem combustão. As linhas pontilhadas representam a incerteza de medição.

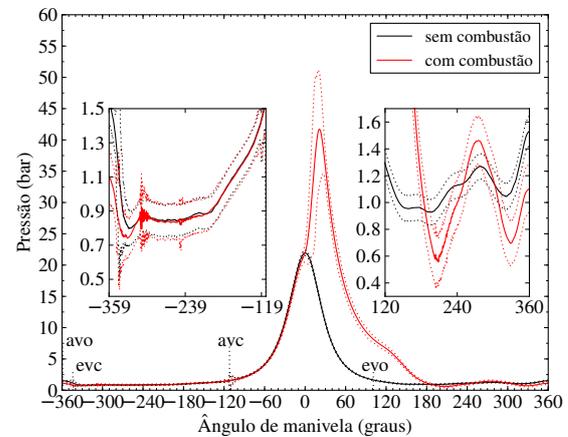


Figura 108: Pressão no cilindro à 3000 rpm e 1,25 metro de comprimento do duto de admissão, caso com e sem combustão. As linhas pontilhadas representam a incerteza de medição.

As Figuras 109 - 112 apresentam a evolução de pressão do gás no interior do duto de admissão na posição de 25 mm em relação a válvula de admissão a 3000 rpm. Observa-se que a evolução da pressão é alterada com o comprimento do duto de admissão, partindo de 150 mm até 1250 mm. A escala foi mantida a mesma para melhor comparação entre as figuras. Primeiramente pode-se observar que praticamente não existem diferenças entre os processos com e sem combustão (curvas em vermelho e em preto). Quando o duto tem 150 mm (Figura 109) existem várias reflexões da onda, fazendo com que a massa entre e saia sucessivamente e a pressão no instante próximo ao fechamento da válvula de admissão (*avc*) seja praticamente igual à pressão atmosférica local. Na Figura 110, comprimento de 550 mm, observa-se que o fechamento da válvula de admissão é tardio, pois ela fecha no momento em que a pressão é a mais baixa. Isto acarreta um refluxo, ou seja, saída de ar da câmara de combustão reduzindo a eficiência volumétrica. Por outro lado nota-se que no momento em que a válvula abre, a magnitude da pressão está diminuindo, isso faz com que o vale da onda atinja um valor de pressão bem abaixo da atmosférica, propiciando entrada de massa em direção ao cilindro. Na Figura 111 ocorre a situação ideal, a onda está em movimento descendente, no caminho inverso a taxa de variação do volume no interior da câmara de combustão aumenta. Esse conjunto de situações, faz com que a pressão atinja valores inferior a 0,7 bar. Essa onda de rarefação volta como onda de sobrepressão acima de 1,4 bar. Alguns graus após o pico, a válvula fecha. Nesta situação tem-se a eficiência volumétrica máxima como pode ser visto na medição do torque de frenagem

na Tabela 8. É importante que exista um intervalo entre o pico e o ângulo fechamento, pois próximo do fechamento a área de passagem da válvula é reduzido impossibilitando o deslocamento de massa para o interior do cilindro. Na Figura 112 o comprimento passa a ser 1250 mm, neste caso nota-se que o fechamento ainda ocorre próximo do pico de pressão. Mas no momento da abertura da válvula (*avo*) a pressão nas proximidades da válvula esta aumentado e a pressão no cilindro tende a diminuir (devido ao aumento do volume da câmara de combustão) isso gera uma onda resultante destrutiva, fazendo com que a pressão não caia muito nos instantes iniciais da admissão. Portanto no momento próximo ao fechamento a pressão atinge menos de 1,3 bar, ou seja, inferior ao caso anterior. Resultados complementares de pressão no duto de admissão pode ser visto no Anexo E.

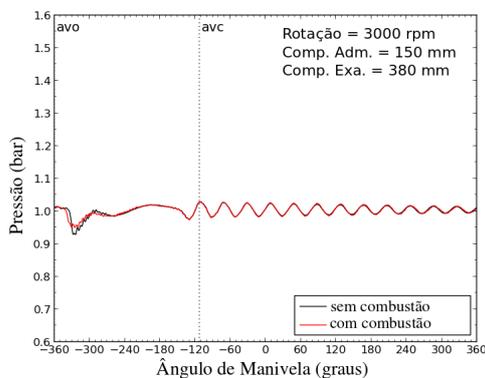


Figura 109: Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=150$ mm).

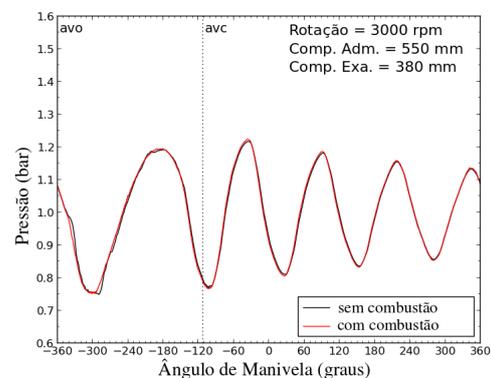


Figura 110: Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=550$ mm).

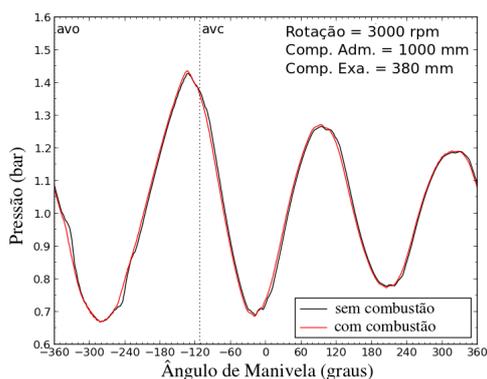


Figura 111: Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=1000$ mm).

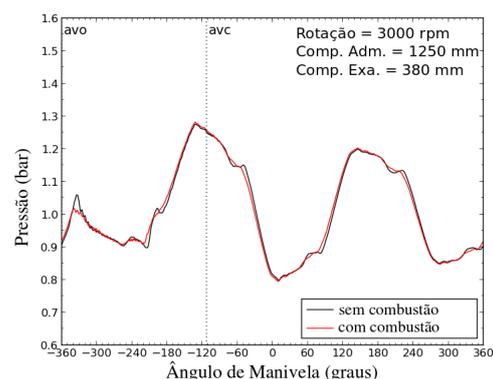


Figura 112: Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=1250$ mm).

Apresenta-se na Tabela 9 os casos testados onde o comprimento do duto de admissão foi mantido constante e igual a 400 mm e o duto de exaustão foi variado de 172 mm até

1022 mm. A posição do transdutor no duto de exaustão foi a mesma que fora usada no duto de admissão (25 mm afastado da válvula).

Tabela 9: Configurações dos comprimentos dos dutos.

| Comprimento do duto de admissão (mm) | Comprimento do duto de exaustão (mm) | Medição no duto de: | Posição do transdutor de pressão (mm) |
|--------------------------------------|--------------------------------------|---------------------|---------------------------------------|
| 400 | 172 | Exaustão | 25 |
| 400 | 322 | Exaustão | 25 |
| 400 | 572 | Exaustão | 25 |
| 400 | 872 | Exaustão | 25 |
| 400 | 1022 | Exaustão | 25 |

A Tabela 10 mostra que o inverso da razão de equivalência média da mistura ar-combustível, λ , durante 100 ciclos consecutivos também permaneceu próxima da unidade nos testes em que o duto de exaustão foi alterado. Percebeu-se que a influência no torque do comprimento do duto de exaustão é menor que para a admissão, já que a variou menos de 10% para uma mesma rotação (na admissão atingiu 37%), conforme os dados da Tabela 10 e na Figura 113.

Tabela 10: Resultados médios de 100 ciclos consecutivos variando-se a rotação e o comprimento do duto de exaustão. O duto de admissão é fixo em 400 mm. SC - Sem Combustão, CC - Com Combustão.

| Ech. [mm] | Rotação [rpm] | Torque SC [N.m] | Torque CC [N.m] | Pres. ech. SC [bar] | Pres. ech. CC [bar] | λ [-] |
|-----------|---------------|-----------------|-----------------|---------------------|---------------------|---------------|
| 172 | 1000 | -9,011 | - | 1,0052 | - | - |
| 172 | 1500 | -10,443 | - | 1,0063 | - | - |
| 172 | 2000 | -11,699 | - | 1,0122 | - | - |
| 172 | 2500 | -14,242 | - | 1,0219 | - | - |
| 172 | 3000 | -17,698 | - | 1,0304 | - | - |
| 322 | 1000 | -9,895 | 13,181 | 1,0051 | 1,0066 | 0,999 |
| 322 | 1500 | -11,666 | 14,065 | 1,0043 | 1,0076 | 1,001 |
| 322 | 2000 | -12,671 | 15,865 | 1,0043 | 1,0129 | 1,018 |
| 322 | 2500 | -15,054 | 14,658 | 1,0046 | 1,0177 | 0,997 |
| 322 | 3000 | -17,514 | 14,495 | 1,0053 | 1,0248 | 1,007 |
| 572 | 1000 | -9,485 | 14,624 | 1,0046 | 1,0119 | 1,002 |
| 572 | 1500 | -10,641 | 15,454 | 1,0046 | 1,0190 | 1,007 |
| 572 | 2000 | -12,141 | 16,396 | 1,0052 | 1,0305 | 1,008 |
| 572 | 2500 | -14,398 | 15,142 | 1,0070 | 1,0384 | 1,008 |
| 572 | 3000 | -17,402 | 15,923 | 1,0134 | 1,0512 | 1,002 |
| 872 | 1000 | -9,210 | 14,151 | 1,0041 | 1,0181 | 1,002 |
| 872 | 1500 | -10,665 | 15,165 | 1,0048 | 1,0290 | 1,001 |
| 872 | 2000 | -12,746 | 16,078 | 1,0082 | 1,0414 | 1,006 |
| 872 | 2500 | -14,825 | 15,452 | 1,0152 | 1,0518 | 1,003 |
| 872 | 3000 | -17,641 | 14,884 | 1,0224 | 1,0536 | 1,001 |
| 1022 | 1000 | -9,011 | 14,410 | 1,0052 | 1,0210 | 1,001 |
| 1022 | 1500 | -10,443 | 15,489 | 1,0063 | 1,0322 | 1,001 |
| 1022 | 2000 | -11,699 | 16,598 | 1,0122 | 1,0443 | 0,998 |
| 1022 | 2500 | -14,242 | 14,802 | 1,0219 | 1,0495 | 1,001 |
| 1022 | 3000 | -17,698 | 15,082 | 1,0304 | 1,0569 | 1,008 |

Nas Figuras 114 - 117 observa-se os resultados para o caso com e sem combustão. Neste caso são apresentados os resultados do duto de 572 mm (figura do lado esquerdo) e para o duto de 1022 mm (figuras do lado direito). Para ambos os casos, a rotação variou-se a rotação de 1000 a 3000 rpm com um intervalo de 500 rpm. Percebe-se que os dados obtidos com combustão são completamente diferentes do dados sem combustão.

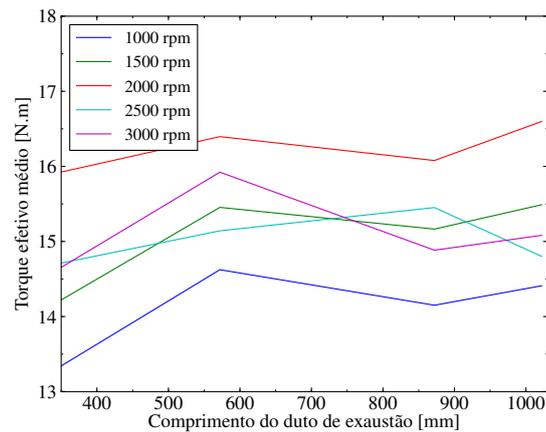


Figura 113: Variação do torque conforme a variação de comprimento do duto de exaustão e da rotação.

Portanto neste caso se justifica o estudo do motor somente em combustão. Pode-se notar também que o formato da onda muda com o comprimento, ou seja, a tiragem dos gases de combustão é afetada pela geometria do duto de exaustão.

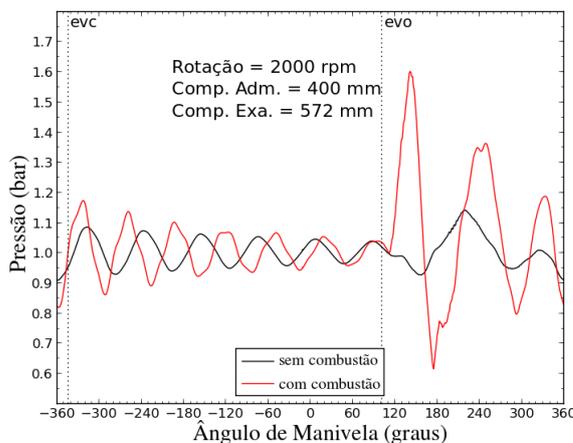


Figura 114: Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=2000$ rpm e $L_{exa}=572$ mm).

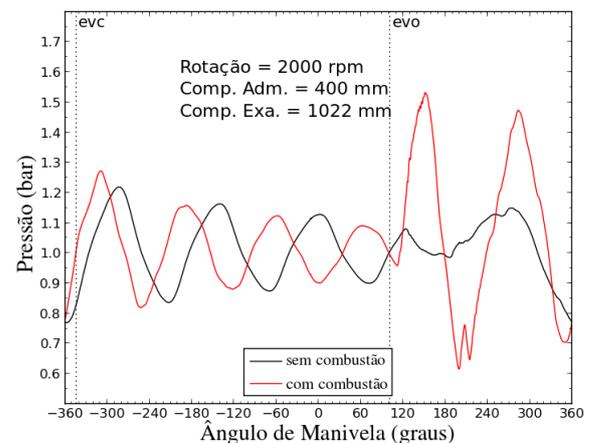


Figura 115: Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=2000$ rpm e $L_{exa}=1022$ mm).

Os resultados de temperatura do gás no interior do duto de admissão para a posição de 25 mm em relação a válvula de admissão são apresentados nas Figuras 118 - 127. São mostrados os resultados individuais do ciclo 1, 250, 500, 750 e 1000, como também para a média dos 1000 ciclos. Nestes resultados é possível visualizar a temperatura média do motor (considerado como a média da temperatura do líquido de arrefecimento que entra e que sai do motor), a temperatura do ar na câmara onde o motor estava instalado e a temperatura do duto na mesma posição (25 mm). Os comprimentos foram variados da

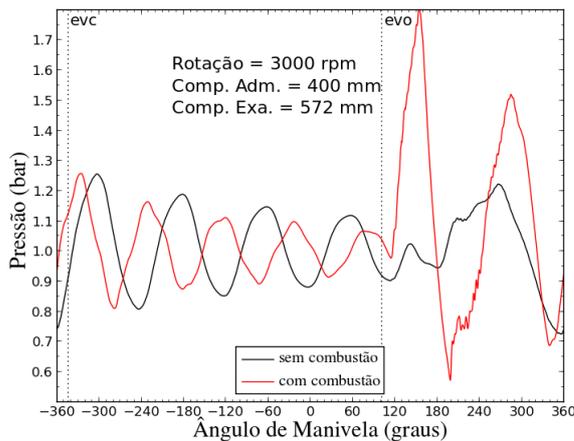


Figura 116: Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=3000$ rpm e $L_{exa}=572$ mm).

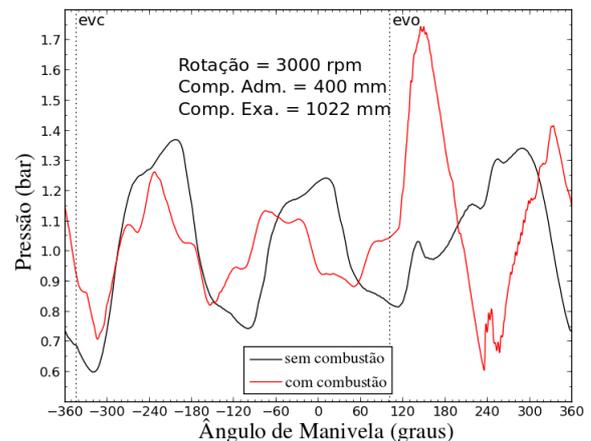


Figura 117: Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=3000$ rpm e $L_{exa}=1022$ mm).

mesma forma que para pressão na admissão e foram feitos sem combustão. Decidiu-se realizar os experimentos sem combustão, pois a vibração adicional da combustão aumenta a probabilidade de quebra do fio. Resolveu-se obter os resultados desta forma, pois notou-se uma variação de perfil de temperatura entre cada ciclo. Algo que não aconteceu para os resultados de pressão apresentados anteriormente.

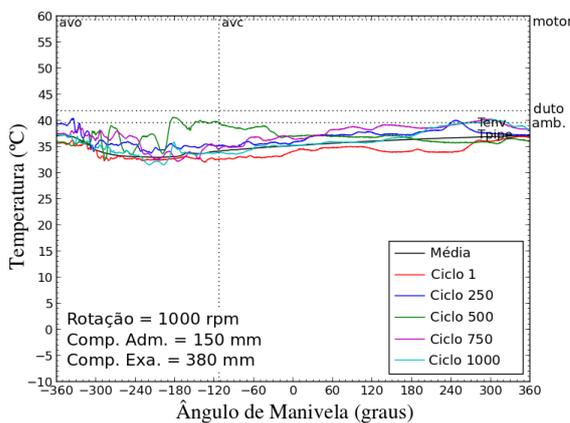


Figura 118: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=150$ mm).

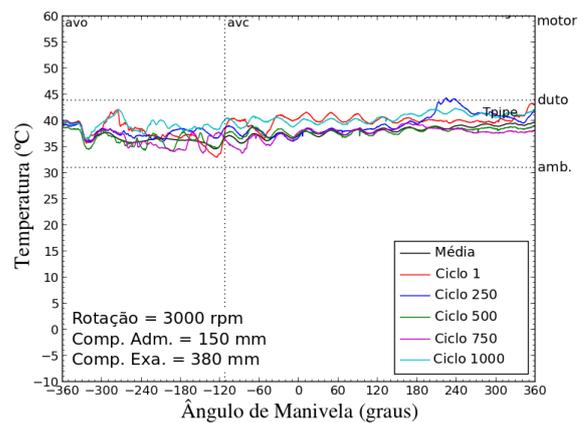


Figura 119: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=150$ mm).

Nos resultados, com tubo curto (150 mm), observou-se que a flutuação de temperatura de cada ciclo é da mesma grandeza que a variação de temperatura devido aos fenômenos acústicos, o que não permitiu que estes fenômenos sejam explorados. Mas, a

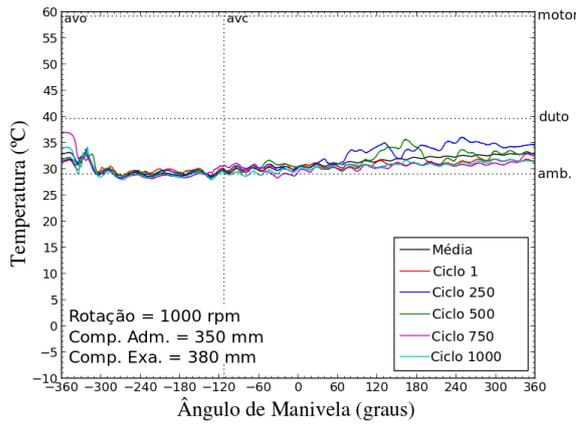


Figura 120: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=330$ mm).

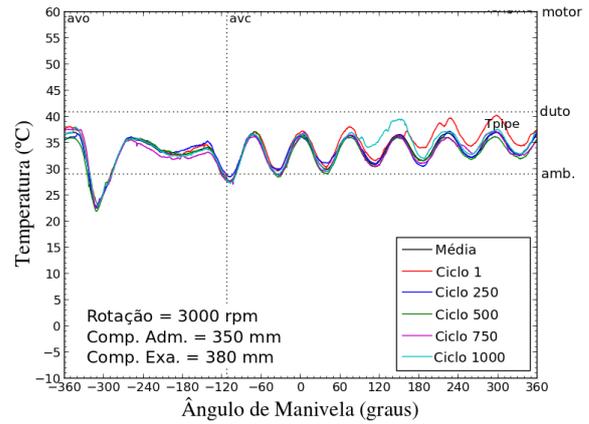


Figura 121: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=330$ mm).

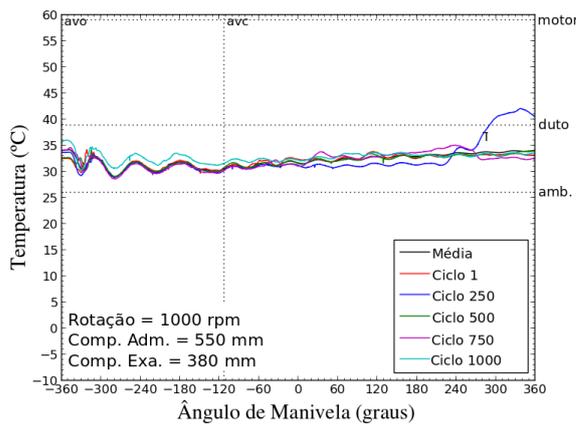


Figura 122: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=550$ mm).

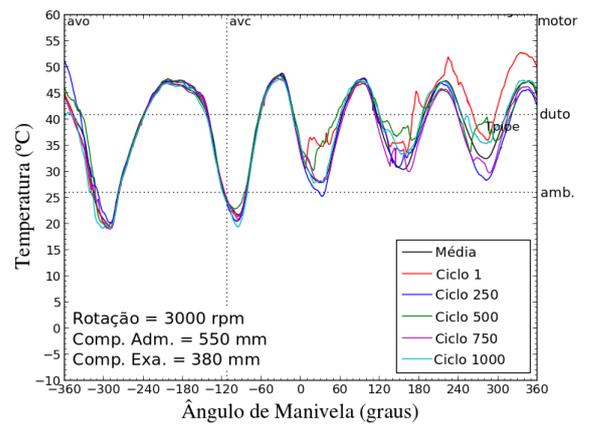


Figura 123: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=550$ mm).

partir do comprimento de 300 mm em velocidades de rotação mais elevadas, foi possível visualizar o formato das ondas de temperatura. Nota-se que para os dutos longos (850 e 1000 mm) em rotação de 3000 rpm, a diferença da média para a resposta por ciclo é pequena. Foi visto também que durante o processo de admissão (visualizados nos gráficos no período entre *avo* e *avc*) a variação de temperatura em cada ciclo é inferior a 5°C. Nota-se também que a flutuação de temperatura por ciclo em comparação com a média é superior no final da fase de exaustão. Comparando a Figura 176 com a Figura 126, assim como a Figura 175 com a Figura 125, pode-se verificar que o formato da onda é idêntico.

Isto é visualizado em outros regimes e outros comprimentos também. Portanto pode-se concluir que o fenômeno acústico é preponderante e faz os dois oscilarem na mesma forma. Na Figura 127, é interessante observar a variação da magnitude da temperatura, que durante o processo de admissão apresenta flutuações entre 5 e 60°C.

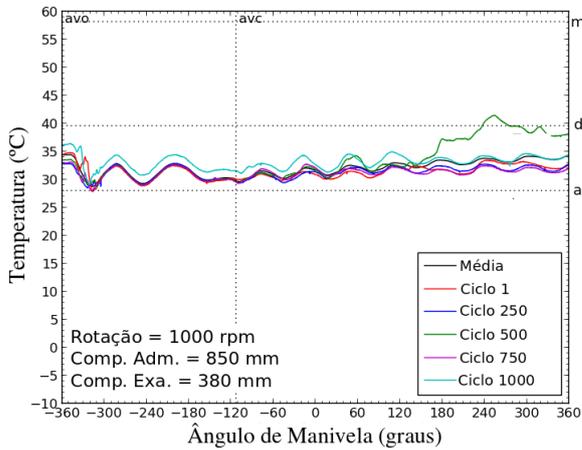


Figura 124: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=850$ mm).

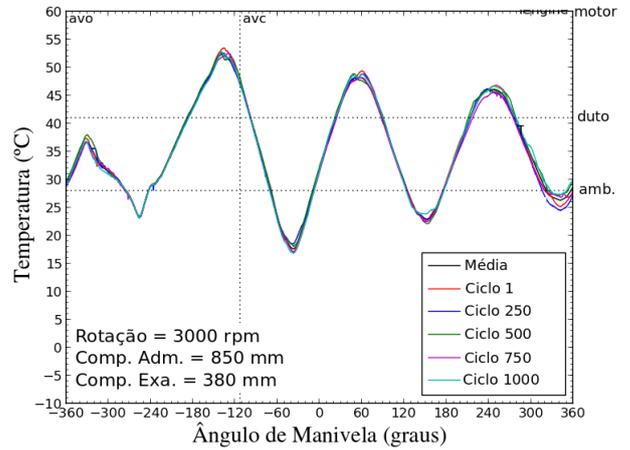


Figura 125: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=850$ mm).

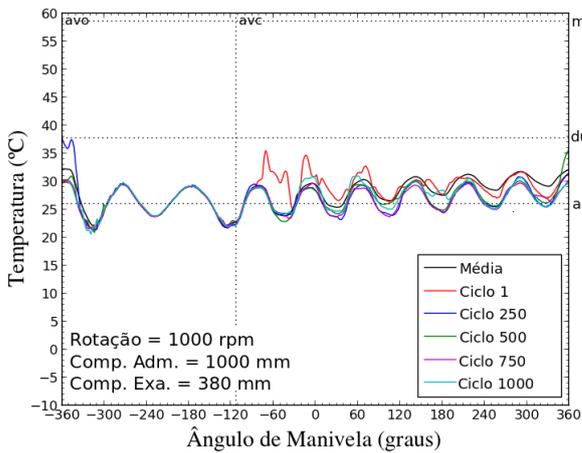


Figura 126: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=1000$ mm).

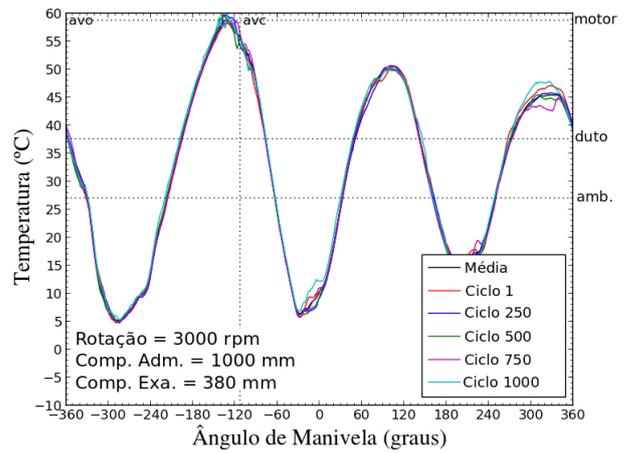


Figura 127: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=1000$ mm).

Para o caso de medição de temperatura é necessário a avaliação em mais de um ponto ao longo da seção. Por esse motivo, realizou-se um ensaio nas mesmas condições, mas

com o sensor posicionado em 1/4 do diâmetro (portanto, bem no meio entre o ponto central da seção e a parede do duto). O comprimento utilizado para a comparação foi 550 mm. Esses resultados são ilustrados nas Figuras 128 - 132, para cada rotação. Pode-se observar que para o valor médio de 1000 ciclos consecutivos, a flutuação ocorre na mesma forma. Somente se observa um pequeno deslocamento no eixo da temperatura. Isso ocorreu pois a temperatura do ambiente e do motor foram diferentes para os dois ensaios, como visto na Tabela 11. No entanto observa-se que a frequência e a fase das ondas são exatamente as mesmas. Isto, porque essas propriedades são funções do comprimento do duto, que é o mesmo para ambos os casos. Pode-se concluir que não houve variações significativas no perfil de temperatura para os dois casos e por isso decidiu-se não realizar outros ensaios.

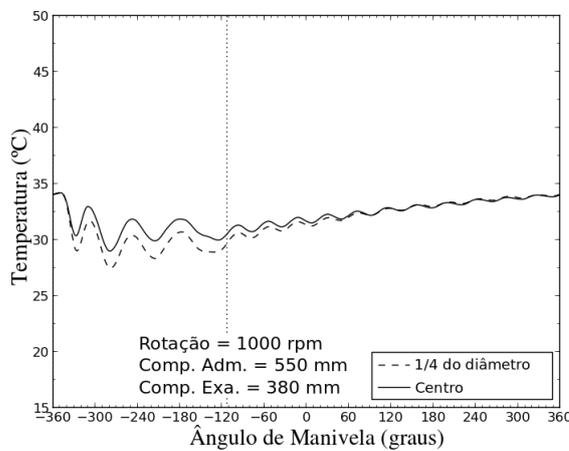


Figura 128: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=550$ mm).

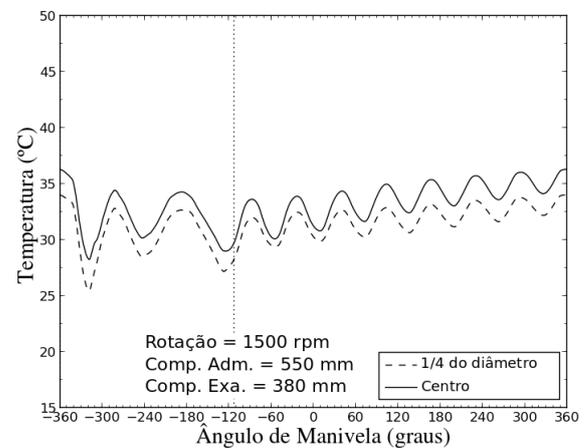


Figura 129: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1500$ rpm e $L_{adm}=550$ mm).

Tabela 11: Variação da temperatura média do motor.

| Rotação [rpm] | Variação da temperatura média [°C] |
|---------------|------------------------------------|
| 1000 | +0,1 |
| 1500 | -0,4 |
| 2000 | -0,5 |
| 2500 | -1,45 |
| 3000 | -2,05 |

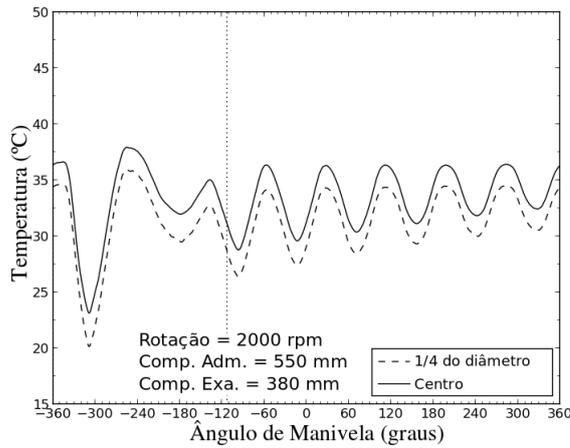


Figura 130: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=2000$ rpm e $L_{adm}=550$ mm).

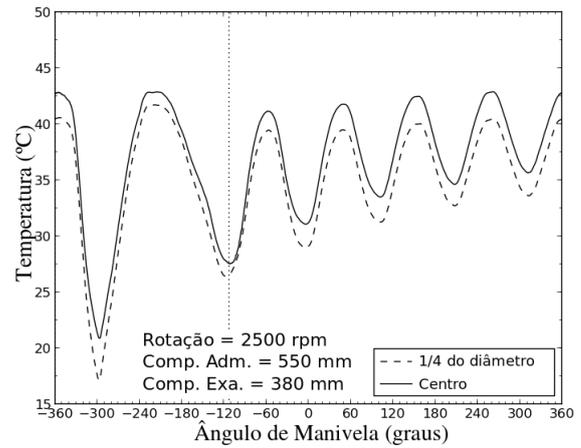


Figura 131: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=2500$ rpm e $L_{adm}=550$ mm).

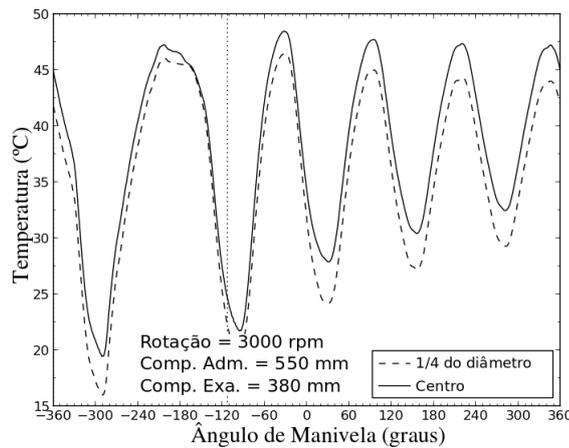


Figura 132: Temperatura no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=550$ mm).

6.3 Frequência da onda de pressão

A frequência acústica de um gás no interior de um duto com um extremo fechado e o outro aberto é dada pela seguinte expressão (BRUNETTI, 2012):

$$f = \frac{c}{4(L + 0,4D)} \tag{6.2}$$

onde c é a velocidade do som no ar, L é o comprimento do duto e D é o diâmetro do duto.

O comprimento do duto é 0,69 m, o diâmetro é 0,038 m. A velocidade do som no

ar seco a 20°C é 343,4 m/s e a 100°C é 391,9 m/s. Ou seja, a frequência esta entre 101,9 Hz e 141,7 Hz.

As Figuras 133 a 138 mostram o módulo da transformada de Fourier do sinal de pressão no duto em função da frequência. Nestes casos, preferiu-se representar o sinal em duas partes, uma durante o processo no qual a válvula esta aberta e outra para o período quando a válvula está fechada. A transformada de Fourier é obtida através de um código escrito em *Python* que utiliza a biblioteca *numpy*. Assim pode-se analisar as frequências próprias de cada fase. Nota-se que em todos os casos em que a válvula esta fechada, tem-se uma frequência de ressonância bem identificada. Esse é o caso onde essa condição se aproxima do caso teórico de um gás no interior de um duto com uma extremidade aberta e a outra fechada. No entanto tem-se ainda uma distância de 62 mm no interior do cabeçote do início do duto até as válvulas. Portanto o comprimento total no primeiro caso seria de 362 mm, fornecendo uma frequência de ressonância de 235 Hz e na figura encontra-se pela curva vermelha uma frequência de 237 Hz. Fazendo o mesmo procedimento para as outras medidas, tem-se o resultado mostrado na Tabela 12. Na Tabela 12 têm-se os resultados da transformada de Fourier para rotações diferentes. Observa-se que a frequência de ressonância do duto no caso das válvulas fechadas não depende da rotação, como previsto pela equação teórica.

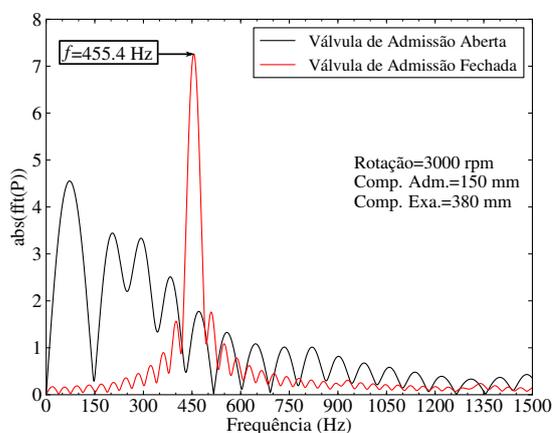


Figura 133: Transformada de Fourier do sinal de pressão no duto de admissão a 3000 rpm e comprimento do duto de 150 mm.

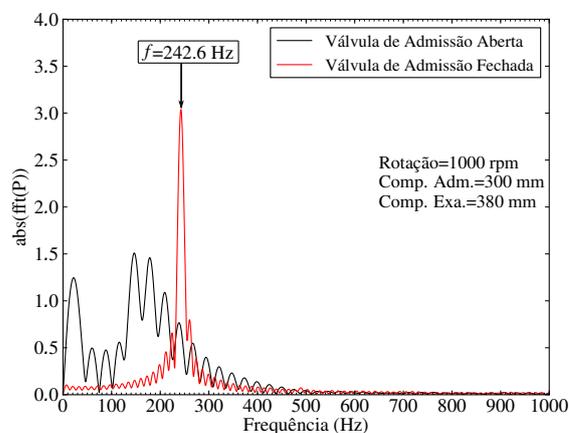


Figura 134: Transformada de Fourier do sinal de pressão no duto de admissão a 1000 rpm e comprimento do duto de 300 mm.

Pode-se concluir que a medição de pressão no cilindro foi realizada de forma adequada visto que a sua resposta em frequência atingiu valores próximo dos valores teóricos.

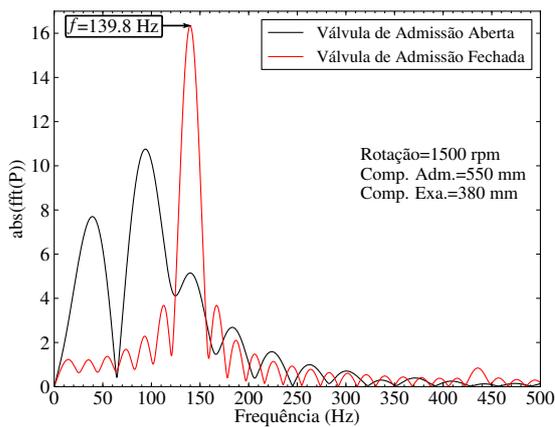


Figura 135: Transformada de Fourier do sinal de pressão no duto de admissão a 1500 rpm e comprimento do duto de 550 mm.

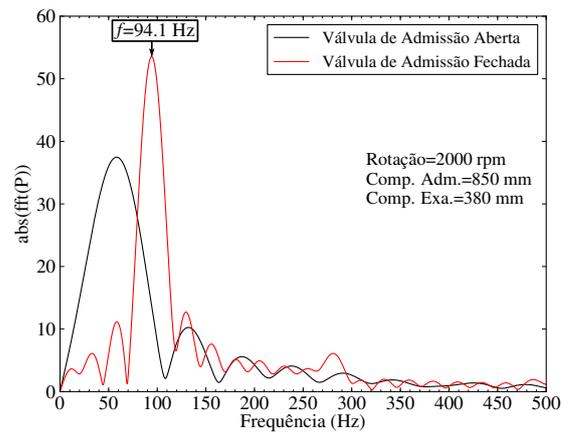


Figura 136: Transformada de Fourier do sinal de pressão no duto de admissão a 1600 rpm e comprimento do duto de 850 mm.

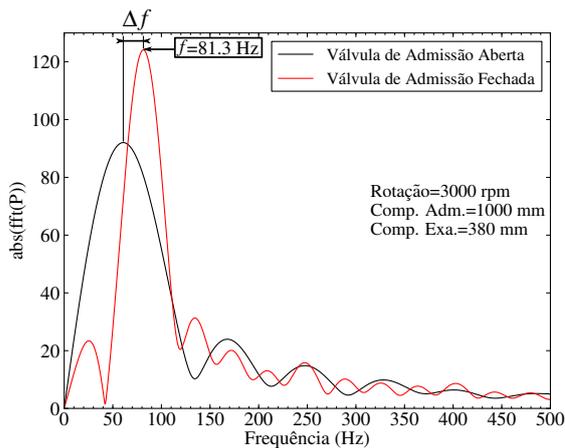


Figura 137: Transformada de Fourier do sinal de pressão no duto de admissão a 1000 rpm e comprimento do duto de 1000 mm.

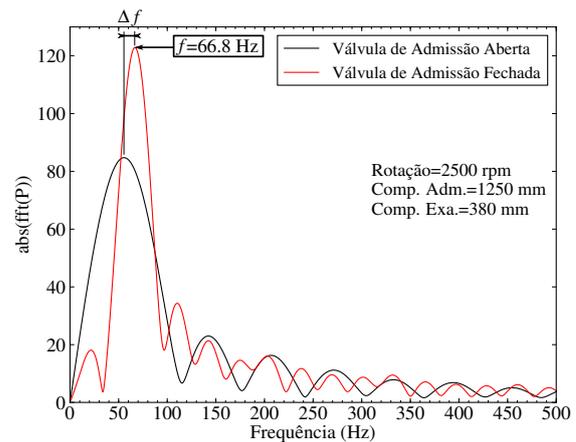


Figura 138: Transformada de Fourier do sinal de pressão no duto de admissão a 3000 rpm e comprimento do duto de 1000 mm.

Tabela 12: Frequências de ressonância do duto.

| Comprimento do duto (mm) | Frequência teórica (Hz) | Frequência medida (Hz) | | | | |
|--------------------------|-------------------------|------------------------|----------|----------|----------|----------|
| | | 1000 rpm | 1500 rpm | 2000 rpm | 2500 rpm | 3000 rpm |
| 177 | 454 | 455,2 | 453,5 | 453,7 | 453,6 | 455,4 |
| 345 | 242 | 242,6 | 242,8 | 241,7 | 242,2 | 243,3 |
| 612 | 139 | 139,7 | 139,8 | 140,3 | 141,4 | 141,2 |
| 912 | 93 | 93,9 | 93,4 | 94,1 | 93,4 | 93,2 |
| 1062 | 80 | 80,6 | 80,5 | 80,6 | 79,4 | 81,3 |
| 1312 | 64,0 | 65,2 | 65,4 | 64,1 | 66,8 | 65,9 |

6.4 Comparação do modelo numérico com os dados experimentais

Antes de comparar os dados numéricos com os obtidos experimentalmente foi necessário estimar os parâmetros que não tinham medições disponíveis. Neste trabalho foi estimado o valor de temperatura média das fronteiras (lateral do cilindro, pistão e cabeçote), os parâmetros da correlação de Woschni (A_w , $c_{w,1}(1)$, $c_{w,1}(2)$) e os coeficientes de descarga de ambas as válvulas. Observou-se que através do sinal de pressão na câmara de combustão não foi possível estimar a temperatura média das válvulas, isto, se deve ao fato da área de transferência de calor ser pequenas para essas fronteiras. Portanto sua contribuição na taxa de transferência de calor e na pressão no cilindro é pequena o que torna sua identificação difícil através da pressão no cilindro. A função erro, S é definida como:

$$S = \sum_i (P_{num,i} - P_{exp,i})^2 \quad (6.3)$$

O programa de Evolução Diferencial foi utilizado para minimizar a função erro chegando ao valor mínimo de: $S=1,394 \text{ bar}^2$. Os parâmetros encontrados foram as temperatura do cabeçote, do pistão e da parede lateral do cilindro iguais a $T_{w,h}=386 \text{ K}$; $T_{w,p}=298 \text{ K}$ e $T_{w,s}=359 \text{ K}$, respectivamente. Os coeficientes do modelo de Woschni foram: $A_w=736,8 \text{ Ws}^{0,8}(\text{MPa})^{-0,8}\text{m}^{-3}\text{K}^{-1,53}$; $C_{w,1}(1)=732,4$; $C_{w,1}(2)=2,24$. E os coeficientes de redução de área das válvulas forneceram os seguintes valores: $C_{s,adm,1}=1,0$; $C_{s,adm,2}=0,61$; $C_{s,esc,1}=0,66$; $C_{d,esc,2}=0,96$; $C_{s,adm,rev}=1,0$ e $C_{s,esc,rev}=0,83$.

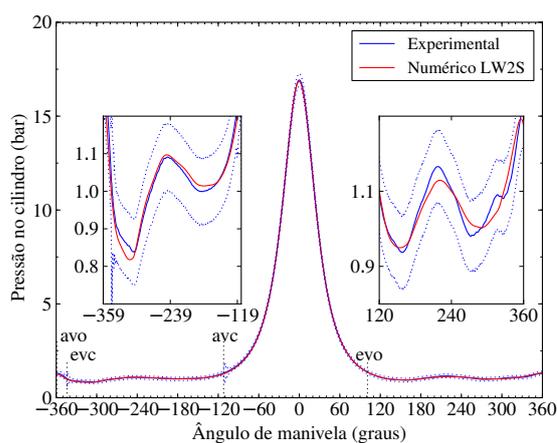


Figura 139: Validação nos dutos a 2000 rpm $L_{adm} = 550 \text{ mm}$ e $L_{esc} = 380 \text{ mm}$.

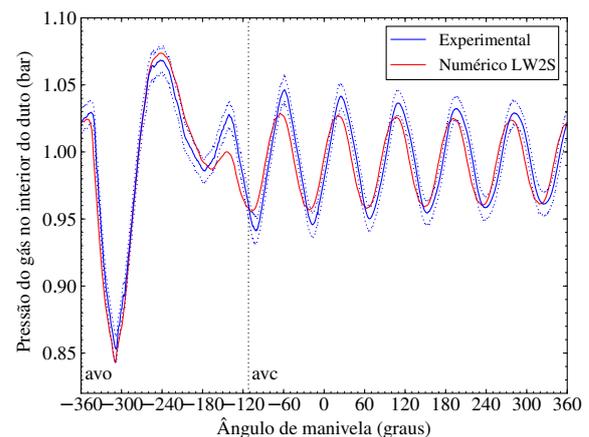


Figura 140: Validação nos dutos a 2000 rpm $L_{adm} = 550 \text{ mm}$ e $L_{esc} = 380 \text{ mm}$ na posição de 25 mm.

A curva de pressão do gás no cilindro é mostrada na Figura 139 para o caso sem combustão através da modelagem computacional empregada resolvida pelo método de

Lax-Wendroff de 2 passos com um CFL de 0,95. Esse resultados são comparados com a média experimental de 100 ciclos consecutivos. Pode-se perceber que o modelo consegue representar bem as fases do motor sobretudo nas fases de admissão, compressão e expansão. No final da fase de exaustão é que existe uma pequena diferença, isto, pode ser pelo fato do coeficiente de descarga da válvula de exaustão não ser constante em todo o domínio.

As Figuras 140 e 141 apresenta-se a curva de pressão do gás no interior do duto de admissão para o mesmo caso, nas seções de 25 mm e 350 mm. Nota-se que no momento em que a válvula esta aberta, tem-se uma boa concordância entre os dados numéricos e experimentais, sendo que a maioria dos pontos esta dentro da faixa de incerteza do transdutor. Durante o período em que a válvula esta fechando (antes do *avc*), nota-se uma diferença de magnitude das ondas e um leve avanço na fase da onda numérica. Mas de modo geral, os fenômenos são representados adequadamente. As mesmas observações podem ser realizadas a partir da Figura 141 que também traz uma comparação dos métodos numéricos utilizados. As respostas são próximas, mas o método de Lax-Wendroff (LW2S) de dois passos apresentou os melhores resultados. Como era de se esperar, o método de primeira ordem, Lax-Friedrich (Lax-Fri) foi o que mais se afastou dos dados experimentais. O resultado fica pior quando é analisada a temperatura, Figura 142. Observa-se que este método apresentou uma sobre estimação desta grandeza. O melhores resultados foram encontrandos novamente com os de segunda-ordem, Lax-Wendroff de dois passos (LW2S) e MacCormark (MacCor). O método de Lax-Wendroff com limitador de fluxo não acompanhou os resultados experimentais, principalmente entre 0 e 360 graus. É natural que ele tenha ficado no meio entre o método de primeira e segunda ordem, pois é um método que se torna de primeira ordem de precisão na presença de forte gradiente.

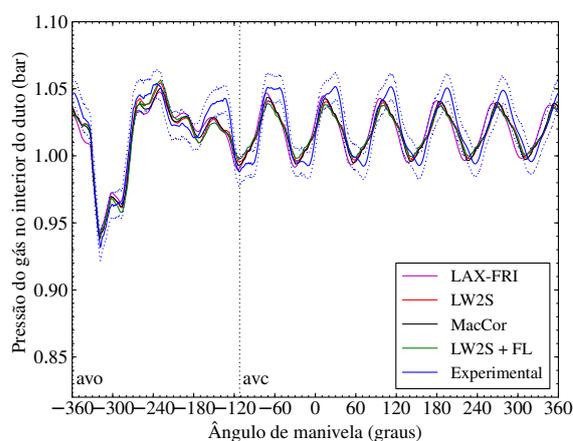


Figura 141: Comparação entre os valores experimentais e numéricos a 2000 rpm $L_{adm} = 550$ mm e $L_{esc} = 380$ mm na posição de 350 mm.

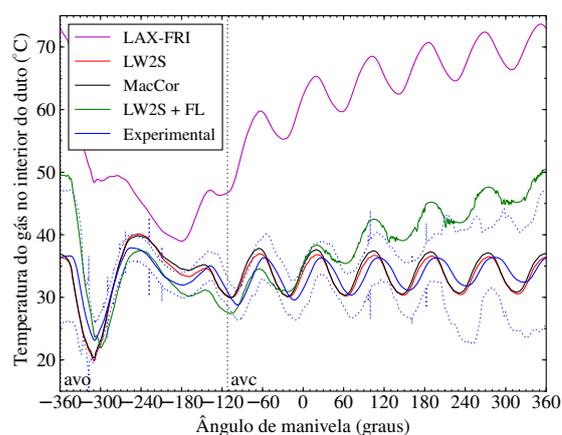


Figura 142: Comparação entre os valores experimentais e numéricos a 2000 rpm $L_{adm} = 550$ mm e $L_{esc} = 380$ mm na posição de 25 mm.

6.5 Otimização do Modelo de Uma Zona para Motor de Ignição por Compressão

Para este estudo, foi definido um motor hipotético com características representativas de um motor real. Os principais dados deste motor são mostrados na Tabela 13. Nota-se que a tabela fornece o comprimento do duto de admissão e exaustão, esses valores foram tomados como referência para uma posterior comparação com os valores obtidos através desta metodologia.

Tabela 13: Principais dados do motor.

| Tipo do Motor | Ignição por Compressão |
|---|------------------------|
| Taxa de Compressão | 16:1 |
| Diâmetro da câmara de combustão | 93 mm |
| Curso do pistão | 170 mm |
| Comprimento da biela | 103 mm |
| Injeção | Direta |
| Aspiração | Natural |
| Comprimento do Duto de Admissão | 380 mm |
| Comprimento do Duto de Exaustão | 1500 mm |
| Número de válvulas de admissão | 2 |
| Avanço da abertura da válvula de admissão (avo) | 10° |
| Atraso do fechamento da válvula de admissão (avc) | 37° |
| Diâmetro do duto de admissão | 48 mm |
| Número de válvulas de exaustão | 1 |
| Avanço da abertura da válvula de exaustão (evo) | 42° |
| Atraso do fechamento da válvula de exaustão (evc) | 10° |
| Diâmetro do duto de exaustão | 58 mm |

O modelo de uma zona de combustão foi comparado com dados encontrados na literatura e os resultados comparativos são apresentados no anexo F. O procedimento de otimização utilizado, para se obter os resultados mostrados a seguir, foi descrito no capítulo 4.

Na Figura 143 apresenta-se o resultado da eficiência volumétrica variado em função do comprimento do duto de admissão. Estes dados foram obtidos do modelo apresentado anteriormente. Nesta figura observa-se a variação da eficiência volumétrica devido ao comprimento do duto de admissão que para diferentes rotações tem-se diferentes mínimos e máximos locais. Outra informação que pode ser observada nesta figura é que cada rotação apresenta um máximo global de eficiência volumétrica diferente. Para o caso de baixa rotação (1000 rpm) pode se observar que o máximo é obtido com comprimento do duto elevado, e que o comprimento ótimo diminui a medida que a rotação aumenta. Este decréscimo não é linear, como mostra a Figura 143. Esta figura também pode ser utilizada para extrair o domínio da variável de projeto, o qual foi escolhida entre 0,1 a 3 m.

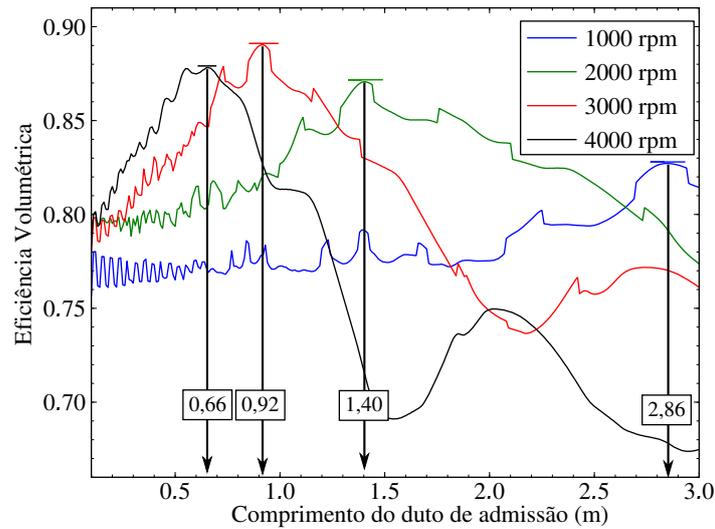


Figura 143: Eficiência volumétrica versus comprimento do duto de admissão para diferentes rotações.

Na Tabela 14 são apresentados os resultados da otimização usando somente uma variável de projeto (comprimento do duto de admissão) para várias rotações. O mínimo, a média, o máximo e o desvio padrão referentes aos 20 experimentos simulados para cada rotação. Os valores máximos e mínimos são também mostrados com o valor do comprimento do duto (variável de projeto). Uma comparação entre os resultados da Tabela 14 e Figura 143 mostra que para o caso testado, o método de Evolução Diferencial conseguiu capturar o máximo global no domínio utilizado. Nos resultados para 1500 a 4000 rpm, pode-se observar que todos os experimentos convergiram para um ponto próximo do valor máximo. Pode-se também observar que a eficiência volumétrica aumenta com a rotação até 3500 rpm. Para 4000 rpm a eficiência volumétrica maximizada foi menor que 3500 rpm, pois a força de atrito na parede aumenta com a rotação.

Tabela 14: Resultados de eficiência volumétrica otimizada com o comprimento do duto de admissão como parâmetro.

| Rotação (rpm) | Mínimo | | Máximo | | Média | Desv. Pad. |
|---------------|----------|--------------|----------|--------------|---------|----------------------|
| | η_v | $L_{adm}(m)$ | η_v | $L_{adm}(m)$ | | |
| 1000 | 0,8272 | 2,843 | 0,8273 | 2,863 | 0,8272 | 51×10^{-6} |
| 1500 | 0,8517 | 1,888 | 0,8518 | 1,888 | 0,8517 | 26×10^{-6} |
| 2000 | 0,8708 | 1,403 | 0,8718 | 1,402 | 0,8709 | 257×10^{-6} |
| 2500 | 0,8721 | 1,111 | 0,8729 | 1,111 | 0,8722 | 179×10^{-6} |
| 3000 | 0,8904 | 0,916 | 0,8904 | 0,920 | 0,8904 | 6×10^{-6} |
| 3500 | 0,8925 | 0,771 | 0,8925 | 0,771 | 0,89254 | 13×10^{-6} |
| 4000 | 0,8785 | 0,660 | 0,8785 | 0,660 | 0,87854 | 4×10^{-6} |

Nas Figuras 144 e 145 é apresentada a pressão no interior do cilindro e na porta da válvula durante um ciclo (720 graus). Pode-se observar que em ambos os casos a otimização encontra um modo da pressão do gás no duto de admissão no final da admissão ser superior

ao valor no mesmo ponto para o caso de referência. Ou seja, faz-se com que a onda tenha um formato específico para que a válvula feche próximo do pico de pressão.

Na curva da esquerda (Figuras 144), observa-se que a frequência da onda de pressão no duto para o caso referência é maior que a frequência da onda otimizada. Isto ocorre devido ao fato que o tubo de referência é curto, a distância percorrida pela onda é menor causando múltiplas reflexões em um mesmo período.

O ponto ótimo encaixa um período de oscilação da onda dentro do período de abertura da válvula e também faz com que no momento da abertura da válvula de admissão a pressão esteja diminuindo. Portanto, a onda de pressão está em fase com a taxa de variação do volume no interior do cilindro, criando uma onda construtiva o que faz cair mais a pressão. Esta queda maior de pressão se propaga ao longo do duto e é refletida no extremo aberto retornando como uma onda de sobrepressão. Ela retorna naturalmente, no momento anterior ao fechamento da válvula.

Para 1000 rpm a inércia do gás no interior do duto é pequena, e portanto não influencia significativamente no enchimento, mas à 3000 rpm sua importância é mais significativa causando um enchimento do cilindro, não dependendo exclusivamente da frequência e da fase onda.

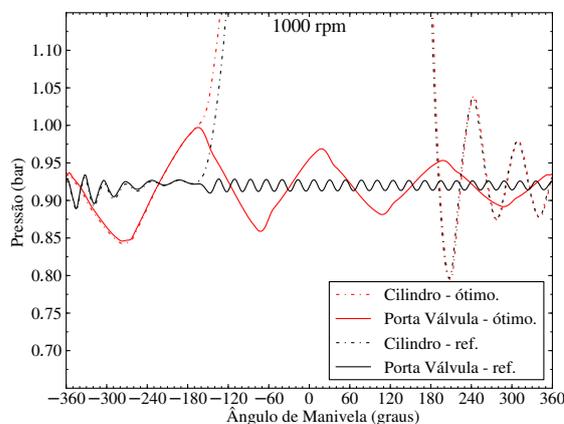


Figura 144: Curva da pressão no interior do cilindro e na porta da válvula versus ângulo de manivela a 1000 rpm.

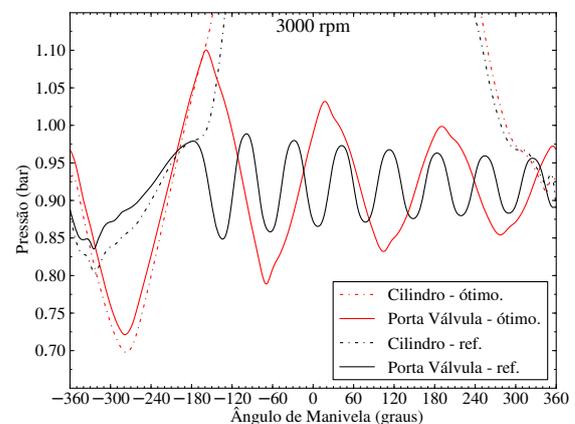


Figura 145: Curva da pressão no interior do cilindro e na porta da válvula versus ângulo de manivela a 3000 rpm.

As curvas de vazão mássica na porta da válvula, a 1000 rpm (lado esquerdo) e a 3000 rpm (lado direito) são observadas nas Figuras 146 e 147. Nota-se que no início da fase de admissão, a vazão mássica otimizada é positiva enquanto que no caso de referência ocorre refluxo. Na maior parte do ciclo, a vazão do caso otimizado é superior ao de referência, salvo dois picos devido a duas rápidas flutuações de pressão. Neste caso a eficiência volumétrica tem um ganho de 8,28%. Observa-se também uma redução no

refluxo da válvula de admissão. Os mesmo pontos são vistos na figura da direita (a 3000 rpm). Entretanto o refluxo na válvula de admissão é consideravelmente reduzido e o ganho na eficiência volumétrica foi de 9,04%.

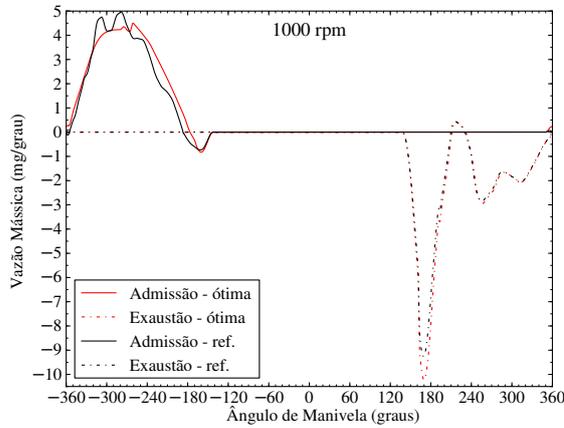


Figura 146: Vazão mássica na porta de admissão e exaustão a 1000 rpm.

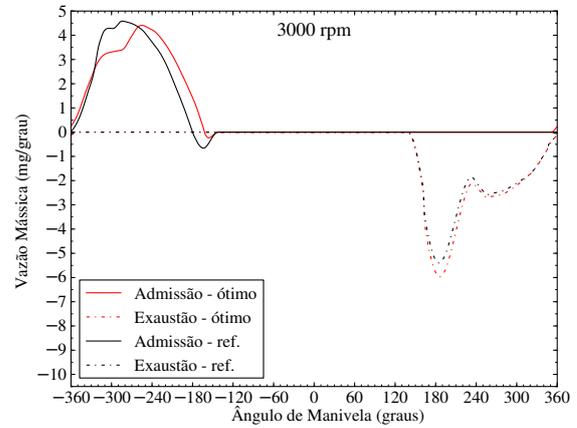


Figura 147: Vazão mássica na porta de admissão e exaustão a 3000 rpm.

A Tabela 15 apresenta os resultados da otimização com duas variáveis de projeto. O primeiro continua sendo o comprimento do duto de admissão, e o segundo é o comprimento do duto de exaustão. São apresentados resultados também obtidos variando-se a rotação entre 1000 e 4000 rpm. Comparando os valores nesta tabela com os resultados da Tabela 14 pode-se verificar que existe um aumento na eficiência volumétrica com o valor superior em torno de 1,4% a 2500 rpm. Observa-se também que os valores do comprimento do duto de admissão encontrados foram próximos aos valores ótimos encontrados na Tabela 14.

Esta pequena diferença pode ser explicada pelo curto período de cruzamento de válvulas (20 graus), que não consegue gerar condições no sistema de exaustão que aumentem a vazão mássica através da válvula de admissão. Em todos os casos, os resultados verificam que pode-se alterar o duto de exaustão para aumentar a eficiência volumétrica.

Tabela 15: Resultados da otimização da eficiência volumétrica com o comprimento do duto de admissão e exaustão como variável de projeto.

| Rotação (rpm) | Mínimo | | | Máximo | | | Média η_v | Desv. Pad. η_v |
|---------------|----------|--------------|--------------|----------|--------------|--------------|----------------|----------------------|
| | η_v | $L_{adm}(m)$ | $L_{exh}(m)$ | η_v | $L_{adm}(m)$ | $L_{exh}(m)$ | | |
| 1000 | 0,8317 | 2,862 | 3,000 | 0,8324 | 2,861 | 2,850 | 0,8322 | 126×10^{-6} |
| 1500 | 0,8547 | 1,889 | 1,792 | 0,8550 | 1,888 | 1,783 | 0,8547 | 60×10^{-6} |
| 2000 | 0,8712 | 1,402 | 2,706 | 0,8726 | 1,404 | 1,255 | 0,8726 | 314×10^{-6} |
| 2500 | 0,8838 | 1,111 | 2,133 | 0,8851 | 1,112 | 0,965 | 0,8849 | 461×10^{-6} |
| 3000 | 0,8910 | 0,915 | 1,737 | 0,8917 | 0,916 | 0,784 | 0,8916 | 224×10^{-6} |
| 3500 | 0,8924 | 0,771 | 1,420 | 0,8926 | 0,772 | 0,593 | 0,8926 | 14×10^{-6} |
| 4000 | 0,8895 | 0,661 | 1,120 | 0,8895 | 0,662 | 1,121 | 0,8895 | 2×10^{-6} |

Pode-se ver que o desvio padrão dos experimentos para todos os resultados mostrados são pequenos, o que permite dizer que o experimento converge para o ponto de

máximo.

A diferença entre os valores dos comprimentos máximos e mínimos do duto de admissão obtido em todos os experimentos é de poucos milímetros.

No próximo caso analisado fixou-se o comprimento do duto com os dados apresentados na Tabela 13 e os ângulos do sincronismo de válvulas foram transformados em variáveis de projeto do processo de otimização, os resultados estão listados na Tabela 16. Para todas as rotações observou-se que elevados ângulos de abertura da válvula de admissão *avo* e fechamento da mesma estão próximos dos valores de referência. Para a válvula de admissão é notado que o ajuste do sincronismo é pequeno, mas não é o mesmo caso para o sincronismo da válvula de exaustão. À baixa rotação, a otimização leva a pontos onde a válvula de exaustão irá abrir depois do PMI e o processo de exaustão dos gases cria um forte jato no duto de exaustão, e a reflexão deste jato gera uma rarefação na câmara de combustão. Neste momento a válvula de admissão abre e admite um ar a valores elevados de vazão, ilustrados pelas Figuras 148 e 149. Outro ponto é que a otimização obteve valores elevados de cruzamento de válvulas. Observa-se que a 1000 rpm, o qual tem alto valor de desvio padrão, o processo encontra em alguns experimentos uma convergência para um ponto que não apresenta um valor de eficiência volumétrica muito diferente, mas com um ângulo de abertura da válvula de exaustão muito diferente. Para altos valores de rotação, este atraso da abertura da válvula de exaustão não aparece e a curva de pressão e vazão mássica são mostrados na Figura 150 e 151 para a rotação de 3000 rpm.

Tabela 16: Resultados da otimização da eficiência volumétrica com o sincronismo das válvulas de admissão e exaustão como parâmetro.

| Rotação (rpm) | Mínimo | | | | | Média |
|------------------|---------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------|
| | η_V | avo ^a (graus) | avc ^b (graus) | evo ^c (graus) | evc ^d (graus) | η_V |
| 1000 | 0,8490 | 51,7 | 36,3 | 47,1 | 50,5 | 0,8523 |
| 2000 | 0,8794 | 52,0 | 34,3 | -59,9 | 39,4 | 0,8795 |
| 3000 | 0,8963 | 54,9 | 43,0 | 6,8 | 76,3 | 0,8962 |
| 4000 | 0,8807 | 30,6 | 30,2 | 56,1 | 72,9 | 0,8808 |
| | Máximo | | | | | Std. Dev. |
| | η_V (graus) | avo ^a (graus) | avc ^b (graus) | evo ^c (graus) | evc ^d | η_V |
| 1000 | 0,8548 | 38,7 | 22,1 | -45,0 | 19,1 | 1932×10^{-6} |
| 2000 | 0,8796 | 49,4 | 32,6 | -66,5 | 37,1 | 62×10^{-6} |
| 3000 | 0,8963 | 55,8 | 43,3 | 8,9 | 79,0 | 22×10^{-6} |
| 4000 | 0,8808 | 31,1 | 30,4 | 54,0 | 76,4 | 26×10^{-6} |

^a avo - Avanço a abertura da válvula de admissão.

^b avc - Retardo ao fechamento da válvula de admissão.

^c evo - Avanço a abertura da válvula de exaustão.

^d evc - Retardo ao fechamento da válvula de exaustão.

Por outros efeitos, a abertura da válvula de admissão depois do PMI (Ponto Morto Inferior) não é conveniente. Por essa razão, foi analisada outra configuração. Alterou-se somente o sincronismo da válvula de admissão e o de exaustão foi fixado pelos valores especificados na Tabela 13. Nota-se através dos dados apresentados na Tabela 17 que a medida que a rotação aumenta o avanço de abertura da válvula otimizado de admissão

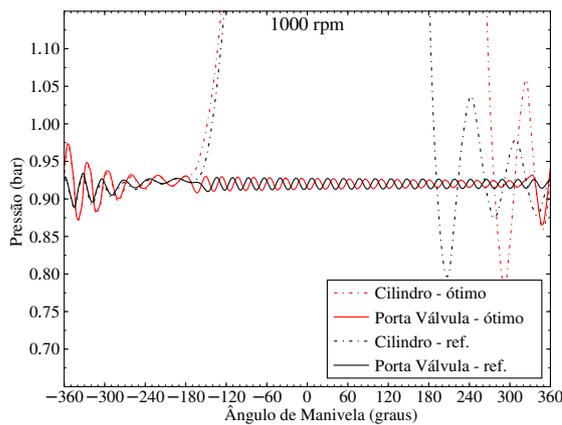


Figura 148: Curva de pressão no cilindro e na porta da válvula versus ângulo de manivela a 1000 rpm.

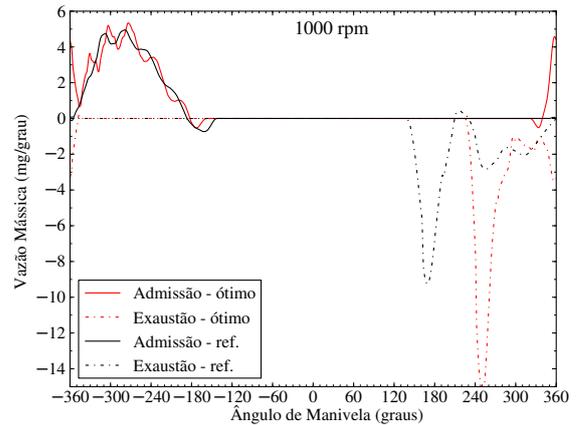


Figura 149: Curva de vazão mássica através das válvulas versus ângulo de manivela a 1000 rpm.

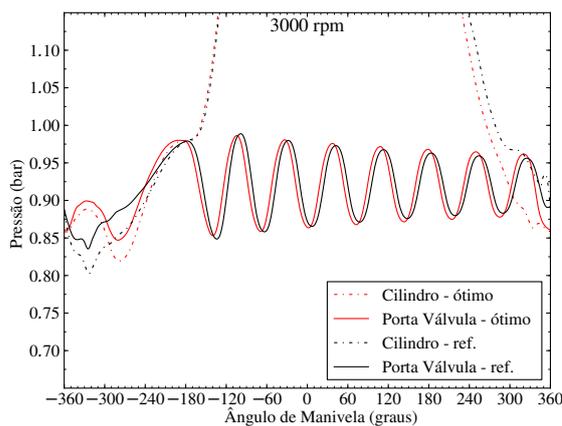


Figura 150: Curva de pressão no cilindro e na porta da válvula versus ângulo de manivela a 3000 rpm.

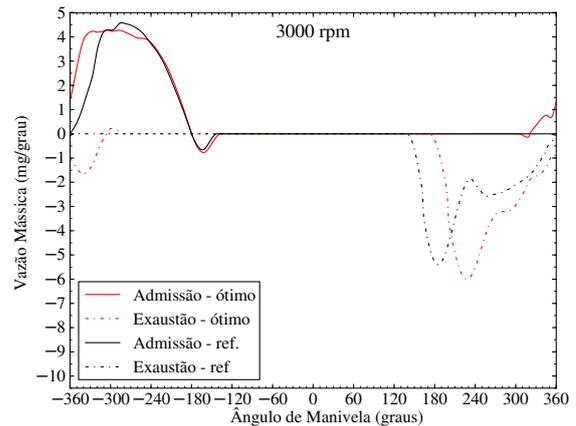


Figura 151: Curva de vazão mássica através das válvulas versus ângulo de manivela a 3000 rpm.

diminui.

Tabela 17: Resultados da otimização da eficiência volumétrica com o comprimento do duto de admissão e exaustão como parâmetro.

| Rotação (rpm) | Mínimo | | | Máximo | | | Média η_V | Desv. Pad. η_V |
|------------------|----------|--------------------|--------------------|----------|--------------------|--------------------|-------------------|------------------------|
| | η_V | avo^a (graus) | avc^b (graus) | η_V | avo^a (graus) | avc^b (graus) | | |
| 1000 | 0,8139 | 46,0 | 28,0 | 0,8145 | 47,9 | 27,7 | 0,8141 | 177×10^{-6} |
| 2000 | 0,8253 | 6,1 | 7,1 | 0,8275 | 5,2 | -1,1 | 0,8267 | 501×10^{-6} |
| 3000 | 0,8401 | 54,6 | 43,6 | 0,8430 | 0,1 | 12,9 | 0,8424 | 1184×10^{-6} |
| 4000 | 0,8523 | 18,0 | 25,5 | 0,8560 | -4,5 | 21,4 | 0,8556 | 1130×10^{-6} |

^a avo - Avanço a abertura da válvula de admissão.

^b avc - Retardo ao fechamento da válvula de admissão.

6.6 Otimização do Modelo de Duas Zonas de Combustão para Motor de Ignição por Centelha

Nesta seção serão apresentados os resultados de otimização da eficiência volumétrica utilizando a técnica Evolução Diferencial utilizando o modelo de duas zonas e os dados geométricos e operacionais do motor AVL 5482 (motor testado). Os dados utilizados na simulação são apresentados no Anexo D. A convergência do método de identificação apresentado na Figura 152 observa a convergência de um experimento, é mostrada a curva do indivíduo que obteve o melhor resultado naquela iteração e também o resultado da média de todos os indivíduos naquela iteração (geração). É importante notar que no final das iterações o valor médio atinge o mesmo resultado que o melhor resultado, indicando que todos os indivíduos convergiram para o máximo global.

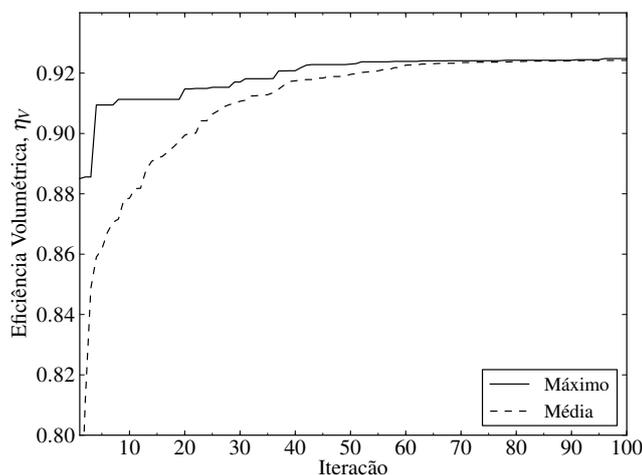


Figura 152: Convergência da eficiência volumétrica.

Na Tabela 18 apresentam-se os resultados utilizando a abertura e fechamento fixos com os valores do motor original e foram variados os dutos de admissão e de exaustão para velocidades de rotação entre 1000 a 3000 rpm (valores de operação do motor original). Nota-se que à medida que a rotação aumenta o comprimento do duto de exaustão diminui, isso se deve ao fato de que a onda de pressão deve ir e vir entre o cilindro e o extremo aberto do duto. A 1000 rpm tem-se mais tempo em que a válvula permanece aberta e portanto o espaço percorrido deve ser maior para que o pico de pressão chegue no momento anterior ao fechamento da válvula. Já a 3000 rpm, o tempo disponível é menor, portanto o comprimento do duto (espaço percorrido pela onda de pressão) também deve ser menor. Como já foi visto, a influência do duto de exaustão tem uma influência menor na eficiência volumétrica, mas mesmo assim consegue aumentá-la um pouco. O fenômeno acústico na exaustão é parecido com o da admissão, então apresenta-se uma tiragem dos gases de combustão eficiente, surgirá volume disponível para a ocupação de ar durante o processo

de admissão. Por isso encontra-se também a diminuição do comprimento do duto com o aumento da rotação. Os comprimentos não são exatamente os mesmos, porque a duração do processo de exaustão é diferente do de admissão.

Tabela 18: Resultados da otimização da eficiência volumétrica do Motor AVL 5482 com os comprimentos dos dutos escolhidos como variável de projeto.

| Rotação (rpm) | L_{adm} (m) | L_{exa} (m) | η_V |
|---------------|---------------|---------------|----------|
| 1000 | 3,423 | 2,546 | 0,7428 |
| 1500 | 2,243 | 2,720 | 0,8208 |
| 2000 | 1,657 | 1,956 | 0,8801 |
| 2500 | 1,295 | 1,339 | 0,9074 |
| 3000 | 1,074 | 1,005 | 0,9318 |

É interessante notar que o comprimento otimizado para a rotação de 3000 rpm foi de 1,064 metros. Realizou-se um teste com o comprimento de duto igual à 1,062 metros (1,0 m de duto + 62 mm da porta da válvula) como visto na Tabela 8. A rotação de 3000 rpm foi o caso que apresentou maior nível de pressão e de torque comprovando que é o melhor comprimento para esta rotação. Note que mesmo aumentando o comprimento do duto para 1250 mm o torque foi menor. A mesma observação pode ser feita para a rotação de 2500 rpm que atingiu o seu pico de torque no comprimento de 1,312 metros (1,25 m de duto somado a 62 mm de porta da válvula) (Tabela 8). E a otimização a 2500 rpm encontrou um ponto de ótimo com o comprimento de 1,295 metros.

Como foi visto nos resultados experimentais, os pontos de eficiência volumétrica ótima foram aqueles no qual o período de abertura da válvula de admissão fica próximo do período da onda de pressão no interior do duto. Pode-se calcular o período, T , em que a válvula fica aberta pela seguinte relação:

$$T = \frac{\Delta\theta}{6RPM} \quad (6.4)$$

Onde $\Delta\theta$ é a duração da abertura da válvula de admissão (neste caso igual a 247 graus) dividido pela velocidade de rotação. Foi observado que para que ocorra a eficiência volumétrica máxima, é necessário que a frequência do duto (expressão 6.2) seja igual ao inverso do período em que a válvula esteja aberta, portanto:

$$f = \frac{c}{4(L_{adm} + 0,4D)} = \frac{1}{T} = \frac{6RPM}{\Delta\theta} \quad (6.5)$$

Isolando o comprimento do duto de admissão L_{adm} na equação anterior, tem-se:

$$L_{adm} = \frac{c\Delta\theta}{24RPM} - 0,4D \quad (6.6)$$

Na Figura 153 é apresentado o resultado da expressão 6.6 com os dados obtidos através da otimização. Pode-se observar que os resultados são próximos aos valores obtidos. Tem-se uma maior convergência nas rotações mais baixas, pois é nesta região que os efeitos acústicos são mais efetivos. Nas rotações mais elevadas a diferença é maior pois a equação não considera o efeito de inércia dos gases. Para ser mais específico, nota-se que a igualdade das frequência na expressão 6.6 ocasiona a um comprimento superior, mas se observar os resultados experimentais, nota-se que os melhores resultados foram obtidos quando a frequência de abertura da válvula era um pouco menor que a frequência do ar no interior do duto. Tendo isso em conta, obtêm-se valores menores na expressão 6.6 o que resultaria em uma correlação perfeita dos dados.

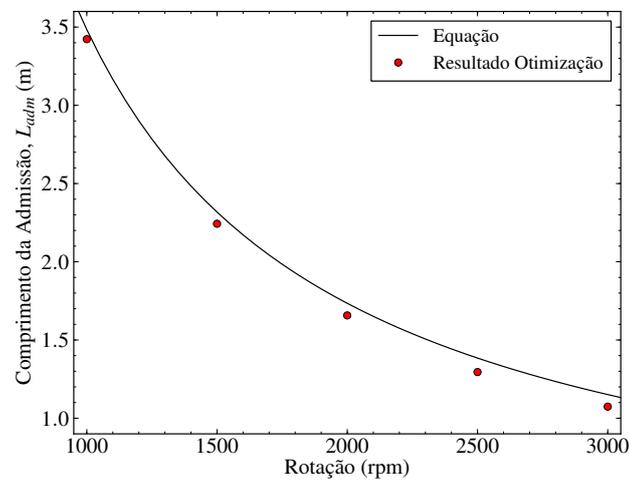


Figura 153: Comparação do resultado da expressão 6.6 com o dados calculados.

A Figura 154 ilustra os resultados de pressão do interior do cilindro e na porta da válvula para o caso de referência e para o caso ótimo na rotação de 1000 rpm. O caso chamado referência corresponde à condição atual do motor que é: avanço da abertura da válvula de admissão (*avo*) igual a -1 grau, retardo ao fechamento da válvula de admissão igual a (*avc*) 68 graus, avanço a abertura da válvula de exaustão (*evo*) igual a 79 graus, retardo ao fechamento da válvula de exaustão (*evc*) igual a 16 graus e comprimentos dos dutos de admissão e exaustão iguais a 610 mm e 500 mm, respectivamente. Como o duto do caso de referência a onda de pressão apresenta várias reflexões durante a fase de admissão já que o duto é curto. O valor otimizado aumenta consideravelmente o comprimento do duto fazendo com que durante o tempo em que a válvula esteja aberta, a onda de pressão caminhe até o extremo aberto e retorne exatamente no momento do fechamento da mesma. A mesma observação é obtida para a curva a 3000 rpm (Figura 155), em que se pode perceber que no momento de abertura da válvula ocorre no momento em que a pressão diminui no duto e no cilindro, ou seja, elas se encontram em fase. Nota-se que momento antes do fechamento da válvula de admissão ocorre o pico de pressão.

No caso do duto de exaustão, observa-se que a otimização encontra um comprimento de duto que faz com que ar no interior do cilindro seja rarefeito no momento de abertura da válvula de admissão. Isso provoca uma força devido a diferença de pressão nos extremos do duto e acelera o ar no interior do duto na direção do cilindro.

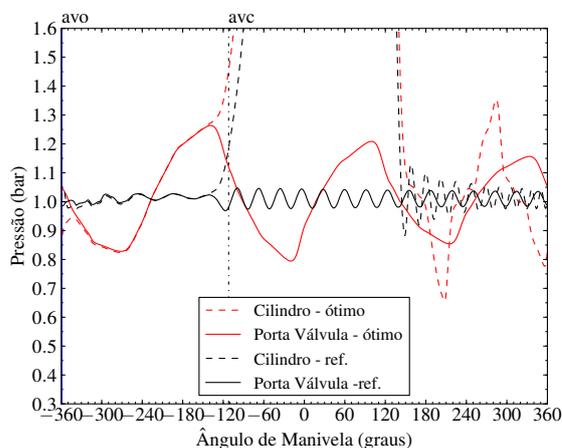


Figura 154: Curva de pressão no cilindro e na porta da válvula de admissão na condição otimizada e de referência para rotação de 1000 rpm. Caso: otimização do comprimento do duto.

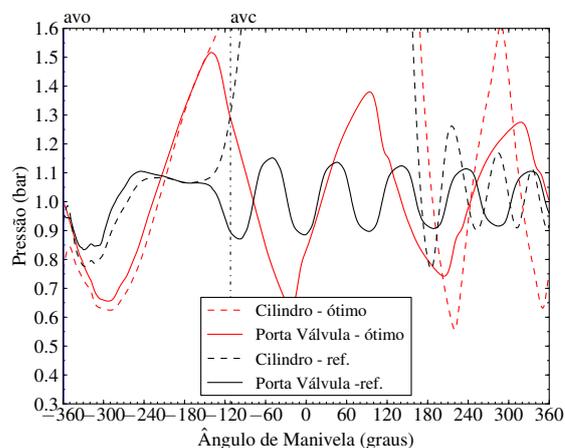


Figura 155: Curva de pressão no cilindro e na porta da válvula de admissão na condição otimizada e de referência para rotação de 3000 rpm. Caso: otimização do comprimento do duto.

Nas Figuras 156 e 157 são ilustrados os resultados das vazões mássicas que atravessam a área de cortina da válvula de admissão e de exaustão. Percebe-se que a área em que a vazão mássica fica positiva é maior que para o caso de referência justificando a eficiência volumétrica ser maior neste caso. Nota-se também que a região em que ela fica negativa (refluxo na válvula de admissão) é menor para o caso otimizado, mas que continua a existir. Nota que nos casos otimizados este refluxo tende a diminuir a medida que aumenta a rotação do motor. A rotação aumentando faz com que a inércia dos gases no interior do duto aumentem fazendo com que exista fluxo de massa em direção ao cilindro, mesmo com o pistão já se movimentado ao PMS.

Na exaustão, a vazão de saída dos gases queimados para o caso otimizado é superior ao caso de referência. Isto faz com que a massa de gases queimados no interior do cilindro seja menor (fato comprovando pela pressão baixa no final da exaustão) deixando espaço para o ar que entrará durante a fase de admissão.

Na Figura 158 apresenta-se uma comparação entre os dados originais do motor com os valores obtidos através da otimização. Nota-se que o maior ganho de eficiência volumétrica foi de 48% na rotação de 2500 rpm. Ou seja, o maior ganho foi no ponto em que apresentou um dos piores valores para o caso de referência. Verifica-se que para o

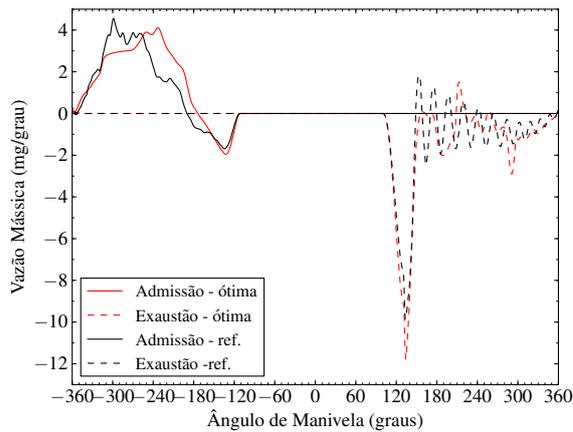


Figura 156: Curva de vazão mássica através das válvulas na condição otimizada e de referência para rotação de 1000 rpm. Caso: otimização do comprimento do duto.

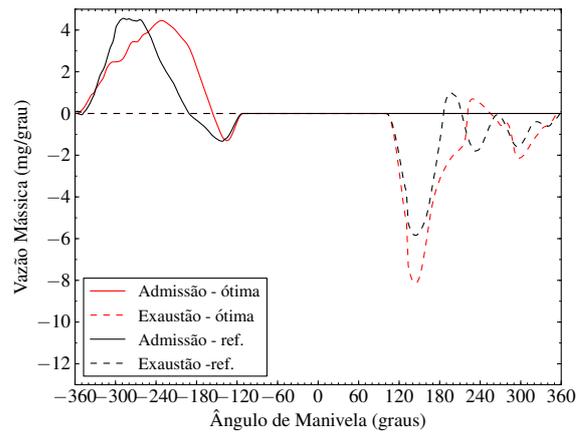


Figura 157: Curva de vazão mássica através das válvulas na condição otimizada e de referência para rotação de 3000 rpm. Caso: otimização do comprimento do duto.

caso otimizado a curva é ascendente, com um taxa que crescimento maior para a rotações mais baixa que vai diminuindo com o aumento da rotação. Este aumento ocorre, pois a velocidade do pistão aumenta com a rotação fazendo com que a amplitude de pressão na porta da válvula seja maior. A taxa começa a diminuir para rotações maior porque a medida que a velocidade no duto aumenta, aumenta-se a perda de carga reduzindo a vazão em direção ao cilindro.

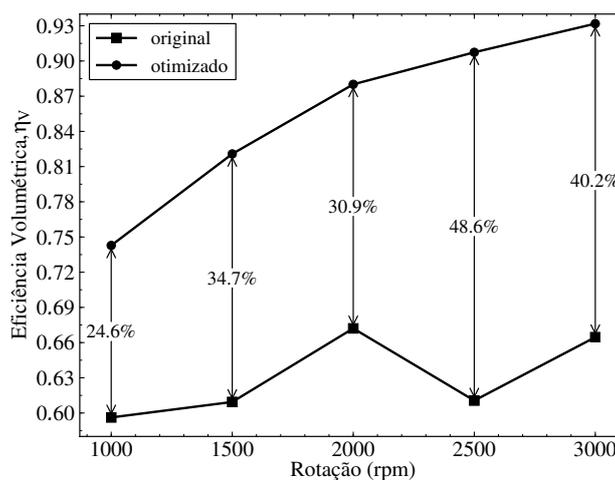


Figura 158: Comparativo dos valores otimizados da eficiência volumétrica em função da rotação do motor para o caso de comprimento de dutos para o caso em que o comprimento dos dutos são tomados como variáveis de projeto.

Na Tabela 19 são apresentados resultados da otimização do motor AVL mantendo

os dutos com os comprimentos de admissão e exaustão iguais a 610 e 500 milímetros, respectivamente. Foi definido o sincronismo de abertura e fechamento das válvulas como variáveis de projeto. Para a rotação de 1000 rpm, o ângulo de abertura da válvula foi pequena e o retardo do fechamento da válvula de admissão foi também pequena. Isto, porque a inércia dos gases tem baixa magnitude nesta rotação e a válvula deve fechar logo depois do PMI para evitar refluxo. Nas rotações de 1500 a 2500 rpm, o avanço na abertura da válvula é elevado e o retardo do fechamento da válvula de admissão fica próximo dos valores obtidos a 1000 rpm. Já a 3000 rpm a inércia dos gases é maior e o retardo ao fechamento da válvula de admissão é aumentado para aproveitar o efeito *Ram*. Na exaustão, percebeu-se que a medida que a rotação aumenta o avanço a abertura da válvula de exaustão também aumenta, assim como a duração dela aberta. O que se observa também nos resultados de otimização é que existe um aumento considerável do período de cruzamento de válvulas. Isto faz com que a temperatura no interior do cilindro caia e assim conseguindo aumentar a massa no interior do volume. A 1000 rpm o cruzamento é pequeno (21,1 graus), aumenta para 105 graus a 1500 rpm e vai reduzindo até a rotação de 3000 rpm.

Tabela 19: Resultados da otimização da eficiência volumétrica do Motor AVL 5482 com os momentos de abertura de fechamento das válvulas.

| Rotação (rpm) | <i>avo</i> ^a (graus) | <i>avc</i> ^b (graus) | <i>evo</i> ^c (graus) | <i>evc</i> ^d (graus) | cruz. valv. (graus) | η_V |
|------------------|------------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|------------------------|----------|
| 1000 | -18,8 | 8,1 | 27,1 | 6,4 | sem | 0,7865 |
| 1500 | -25,6 | 15,2 | 7,3 | 9,0 | sem | 0,8136 |
| 2000 | 74,4 | 7,8 | 39,7 | 18,6 | 93,0 | 0,8107 |
| 2500 | 71,1 | 10,5 | 31,8 | 21,5 | 92,6 | 0,8064 |
| 3000 | 80,3 | 20,1 | 34,8 | 25,5 | 105,8 | 0,9328 |

^a *avo* - Avanço a abertura da válvula de admissão.

^b *avc* - Retardo ao fechamento da válvula de admissão.

^c *evo* - Avanço a abertura da válvula de exaustão.

^d *evc* - Retardo ao fechamento da válvula de exaustão.

Os resultados de pressão no cilindro e na porta da válvula e de vazão mássica que atravessa as válvulas para o caso de referência e do caso otimizado na rotação de 1000 rpm são apresentados nas Figuras 159 e 160. Neste caso, trabalha-se com a frequência fixa no duto que pode ser visualizado pela frequência da pressão na porta da válvula constante no momento em que as válvulas estão fechadas (após *avc*). Nota-se que a válvula de admissão começa a abrir 18,8 graus após o *PMS* e a válvula de exaustão está praticamente fechada, e isto faz com que a pressão na câmara de combustão diminua até 0,6 bar. Portanto quando a válvula abre, o gradiente de pressão é elevado fazendo-se acelerar rapidamente o fluido no interior do duto em direção ao cilindro. A onda de pressão apresenta três picos acompanhados por três picos de vazão mássica através da válvula de admissão assim como também os dois vales da onda de pressão são acompanhados por duas quedas de vazão mássica. A válvula na condição otimizada fecha próximo do momento em que ocorre o

refluxo pela válvula de admissão, o que acarretaria a perda de massa de ar e de combustível no interior do cilindro. Percebe-se também que o momento do fechamento otimizado ocorre no momento em que ocorre o terceiro pico de pressão na porta da válvula, como observado também no caso da otimização dos dutos. O aumento da eficiência volumétrica é observado através da curva de vazão mássica de ar, sendo que a área embaixo da curva representa a quantidade de massa que entrou na câmara de combustão. No caso de referência, a pressão na porta da válvula no momento do fechamento foi menor que para o caso otimizado, assim como a expressiva área abaixo formada pela vazão negativa na válvula de admissão. Este fenômeno é comum em motores que funcionam em baixa rotação, pois o pistão está se movendo para o *PMS*, a inércia dos gases é baixa (duto curto e velocidade dos gases pequena) então uma boa quantidade de ar deixa o cilindro.

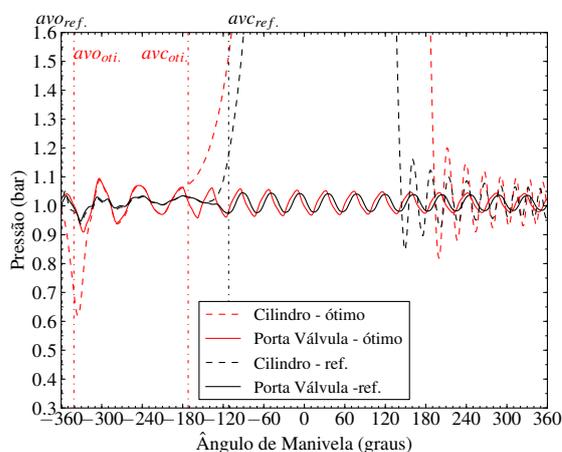


Figura 159: Curva de pressão no cilindro e na porta da válvula de admissão para rotação de 1000 rpm. Caso: otimização do sincronismo de abertura e fechamento das válvulas.

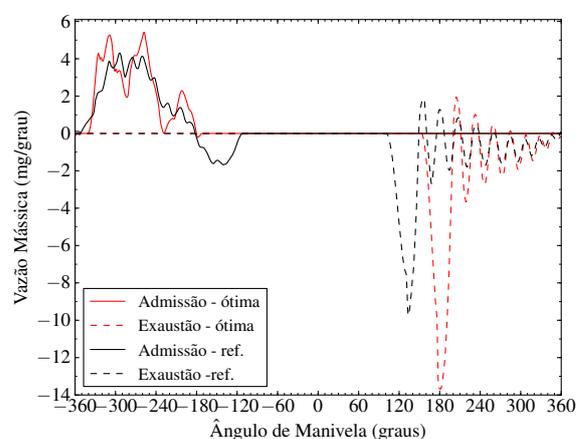


Figura 160: Curva de vazão mássica através das válvulas para rotação de 1000 rpm. Caso: otimização do sincronismo de abertura e fechamento das válvulas.

Nas Figuras 161 e 162 são ilustrados os resultados de pressão no cilindro e na porta da válvula de admissão e de vazões mássicas através das válvulas para o caso de 3000 rpm. Neste caso, a válvula de exaustão abre mais tarde em relação ao referencial, gerando um grande deslocamento de produtos de combustão para fora do cilindro como é visto na Figura 162. A pressão começa a subir no interior do cilindro fazendo que a vazão seja reduzida e passa a haver refluxo na válvula de exaustão. Nota-se que para o caso otimizado a quantidade de produtos de combustão é menor quando comparado com o caso real. No momento em que a pressão retorna a cair no interior do cilindro a válvula de admissão abre aproveitando a inércia dos gases de exaustão. Quando o pistão chega próximo do *PMS* a vazão na válvula de admissão atinge valores próximos de zero. Quando o pistão se move agora em direção ao *PMI* a pressão no cilindro cai propiciando o aumento da vazão mássica. Nota-se que para a curva de pressão que existe uma reflexão da onda próximo de

-300 graus, mas o formado da onda é modificado devido a alta taxa de variação do volume no interior da câmara fazendo com que a pressão continue caindo no interior da câmara de combustão. Quando a taxa de variação do volume começa a diminuir a pressão sobe atingindo um pico em aproximadamente -195 graus e logo a válvula de admissão fecha para o caso otimizado. Para o caso de referência pode-se verificar que a amplitude da onda chega até a ser maior que do caso de referência (como valores de vazões também maiores). Mas a válvula fecha muito tarde, no momento de pressão baixa na porta da válvula. Neste caso o pistão está reduzindo o volume da câmara e a inércia do ar no duto já é pequena, resultado em um grande refluxo de ar na válvula de admissão para o caso de referência. No caso otimizado, foi verificado que o refluxo é mínimo.

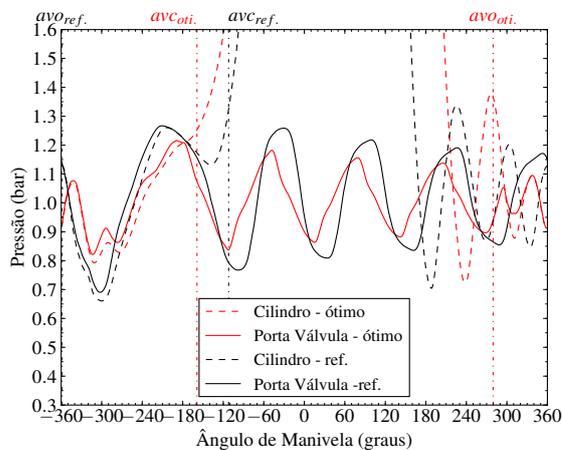


Figura 161: Curva de pressão no cilindro e na porta da válvula de admissão para rotação de 3000 rpm. Caso: otimização do sincronismo de abertura e fechamento das válvulas.

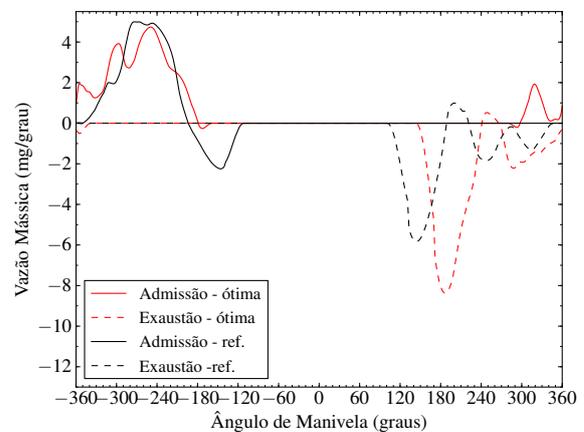


Figura 162: Curva de vazão mássica através das válvulas para rotação de 3000 rpm. Caso: otimização do sincronismo de abertura e fechamento das válvulas.

Na Figura 163 é apresentada a curva de eficiência volumétrica em função da rotação, para o caso de referência e com os valores de sincronismo de abertura de válvula otimizados. Observa-se que a eficiência volumétrica máxima do caso de referência foi de 67% a 2000 rpm, o que é um valor baixo para um motor. Mas deve-se observar que o motor AVL 5482 é um motor de pesquisa com acesso óptico e não um motor de operação de uso comum. Ele também apresenta baixos valores de *avo* e *avc* para que não ocorra atropelamento de válvula. E por este motivo, que não foi possível testar os valores de sincronismo de válvulas otimizados no caso real com risco de danificar o motor. Nesta figura, também é possível perceber que chegou a obter ganho de 40% na eficiência volumétrica.

Neste capítulo foram apresentados alguns resultados do modelo utilizado com alguns métodos numéricos apresentados no capítulo 2. Primeiramente foi feita uma análise de convergência de números de ciclos e de tamanho de malha. Resultados experimentais

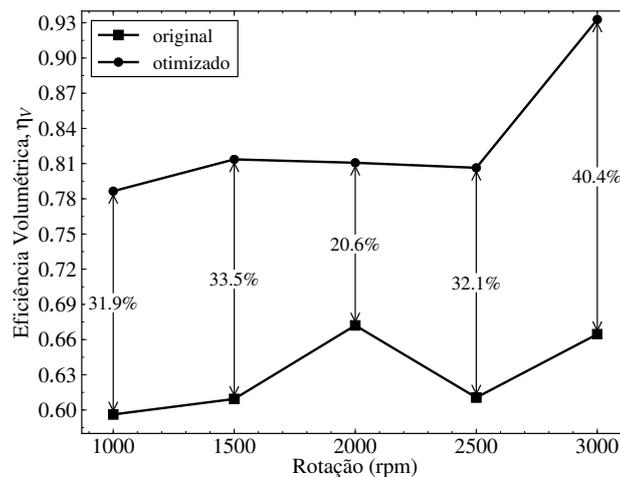


Figura 163: Comparativo dos valores otimizados da eficiência volumétrica em função da rotação do motor para o caso de comprimento de dutos para o caso em que o comprimento dos dutos são tomados como variáveis de projeto.

obtidos no motor AVL 5482 foram apresentados, como por exemplo: a medição da pressão no cilindro, da pressão em certas posições ao longo do duto de admissão e de exaustão. As medições de pressão nos dutos foram validadas através da comparação da frequência da onda de pressão nos dutos com a equação teórica que calcula a frequência acústica de um tubo com uma extremidade aberta e outra fechada. As medições de temperatura do gás no interior do duto de admissão, não apresentou resultados conclusivos na condição de baixa rotação e baixo comprimento de duto de admissão. Já a rotações mais elevadas a amplitude de temperatura e a repetibilidade foi maior. Parâmetros que não foram possíveis medir diretamente foram estimados utilizando os dados experimentais de pressão no cilindro. Foi observada uma boa concordância entre os dados experimentais e os obtidos por simulação, permitindo validar o modelo e alguns métodos numéricos. Observou-se que o método Evolução Diferencial foi capaz de encontrar comprimentos de dutos e ângulos de sincronismo do comando de válvulas que maximizaram a eficiência volumétrica.

Conclusão e Sugestões para Trabalhos Futuros

Este trabalho apresentou uma metodologia numérica para aumentar a eficiência volumétrica de motores de combustão interna alternativos. Primeiramente, foi apresentado o modelo matemático usado para simular os processos térmicos e de escoamento de fluido de um motor monocilíndrico de ignição por centelha e por compressão capaz de prever a mudança na performance devido a mudança no sincronismo da válvula e no comprimento dos dutos.

A metodologia experimental apresentada mostrou ser adequada para o estudo de escoamento nos dutos de um motor monocilíndrico. O transdutor piezoresistivo escolhido para o trabalho apresentou resultados adequados à física dos motores e baixa incerteza de medição. O resultado de pressão no cilindro e nos dutos de admissão apresentaram pouca variação ciclo a ciclo, fazendo que a média ao longo de 100 ciclos representem adequadamente o fenômeno. Somente durante os teste com combustão é que se observou uma grande variabilidade do sinal de pressão no cilindro ciclo a ciclo. Isto é devido a natureza turbulenta da combustão e não devido ao arranjo experimental. A medição de temperatura através do uso de fio frio permitiu obter resultados que não são normalmente encontrados na literatura. Infelizmente só foi possível medir em regime sem combustão, pois o fio fino quebra na presença da vibração, impossibilitando a medição na exaustão pois a alta velocidade dos gases junto com o material particulado do processo de combustão ocasiona sistematicamente o rompimento do fio.

Através dos resultados experimentais foi possível validar o modelo utilizado e comparar os métodos numéricos apresentados. Utilizando o método de Evolução Diferencial foi possível efetuar a identificação dos parâmetros que não foram medidos. Através da minimização do erro pôde-se concluir que o modelo apresentado neste trabalho representa a física do problema. Através da comparação dos dados pressão e temperatura no duto, foi possível concluir também que o modelo 1D apresenta resultados adequados para o escoamento no interior do duto. Foi observado que todos os métodos numéricos aqui analisados representam a evolução da onda de pressão no duto, mas somente os modelos de segunda ordem (Lax-Wendroff dois passos e MacCormark) preveram adequadamente o formado da onda de temperatura. O Lax-Wendroff de dois passos com limitador de fluxo foi difusivo e apresentou uma divergência com dados de temperatura no duto de admissão.

O resultado da otimização dado pelo método Evolução Diferencial provou ser capaz de encontrar o máximo global. O desvio padrão foi inferior a 461×10^{-6} , o qual indica que todos os experimentos chegam próximo do máximo global. A diferença no comprimento do duto de admissão encontrados é inferior a 2 milímetros. Isto permite dizer que para o

estudo específico, o número de experimentos pode ser reduzido e por consequência o seu tempo computacional.

Foi mostrado que a alta rotação, o comprimento do duto deve ser curto. Esta observação esta completamente em linha com os resultados reportados na literatura. Isto é porque a duração de abertura da válvula de admissão diminui com a rotação e portanto a frequência da onda de pressão deve aumentar. E esta frequência depende do inverso do comprimento do duto. A alta rotação, a inércia dos gases no duto aumenta e ela começa a afetar a forma da onda de pressão. Outro aspecto significativo é de assegurar altos valores de eficiência volumétrica, a onda de pressão presente no duto de admissão deve estar em fase com a taxa de variação do volume do interior do cilindro, levando a um aumento da amplitude da onda.

O comprimento otimizado obtido por esta metodologia para as rotações de 2500 e 3500 do motor AVL 5482 foi comprovado experimentalmente, pois foi para estes comprimentos que o motor apresentou o maior torque. Foi observado que o período em que a válvula fica aberta deve ser ligeiramente menor (ou praticamente igual) ao período da ressonância de um tubo contendo ar em que um extremos é aberto e o outro é fechado.

Foi visto que o comprimento do duto de exaustão apresenta pequena influência na otimização da eficiência volumétrica. Neste caso a otimização do duto de admissão é uma estratégia interessante para aumentar o rendimento do motor para cada rotação. Este procedimento reduz também o refluxo na válvula de admissão.

Sugestões para trabalhos futuros:

1. Otimização da eficiência volumétrica alterando a forma de elevação das válvulas;
2. Implementar uma rotina que permita simular motores multicilíndricos e validar experimentalmente;
3. Otimização do comprimento do duto e sincronismo das válvulas para motores multicilíndrico e discutir sobre o efeito da sintonia (*tunning*) nos valores de otimização;
4. Implementar outras estratégias de otimização e comparar com a apresentada neste trabalho;
5. Implementar outros métodos numéricos de solução das equações governantes nos dutos como por exemplo: ENO, WENO, MUSCL e outras estratégias TVD.

Referências

- VELÁSQUEZ A., J. A. A. V. *Simulação dos Processos e Análise dos Processos e Análise Exergética do Motor de Ciclo Diesel*. Tese (Doutorado) — Universidade Estadual de Campinas, 1993. Citado 14 vezes nas páginas 53, 54, 57, 72, 76, 77, 85, 86, 93, 94, 96, 97, 115 e 209.
- ALLA, G. H. A. et al. Combustion quasi-two zone predictive model for dual fuel engines. *Energy Conversion and Management*, v. 42, p. 1477–1498, 2001. Citado 2 vezes nas páginas 93 e 105.
- ANNAND, W. J. Heat transfer in the cylinders of reciprocating internal combustion engines. In: *Proc. Instn Mech Engrs.* [S.l.: s.n.], 1963. v. 177, n. 36, p. 973–996. Citado na página 107.
- BAYRAKTAR, H.; DURGUN, O. Investigating the effects of lpg on spark ignition engine combustion and performance. *Energy Conversion and Management*, v. 46, p. 2317–2333, 2005. Citado 2 vezes nas páginas 94 e 96.
- BENSON, R. S. Numerical solution of one-dimensional non-steady flow with supersonic and subsonic flow and heat transfer. *International Journal of Mechanical Science*, v. 14, p. 635–642, 1972. Citado 2 vezes nas páginas 71 e 79.
- BENSON, R. S.; GARG, R. D.; WOOLLATT, D. A numerical solution of unsteady flow problems. *International Journal of Mechanical Science*, v. 6, p. 117–144, 1964. Citado 2 vezes nas páginas 69 e 71.
- BROATCH, A. et al. Time-domain computation of muffler frequency response: Comparison of different numerical schemes. *International Journal of Mechanical Sciences*, v. 305, p. 333–347, 2007. Citado 3 vezes nas páginas 65, 68 e 73.
- BRUNETTI, F. *Motores de Combustão Interna*. [S.l.]: São Paulo, 2012. Citado 3 vezes nas páginas 46, 112 e 164.
- BUENO, A. V. *Análise da Operação de Motores Diesel com Misturas Parciais de Biodiesel*. Tese (Doutorado) — Universidade Estadual de Campinas, 2006. Citado na página 94.
- COCKBURN, B.; SHU, C.-W. Tvb runge-kutta local projection discontinuous galerkin finite element method for conservation laws ii: General framework. *Mathematics of Computation*, v. 52, n. 186, p. 411–435, 1989. Citado na página 195.
- CORBERÁN, J. M.; GASCÓN, M. L. Tvd schemes for the calculation of flow in pipes of variable cross-section. *Mathl. Comput. Modelling*, v. 21, p. 85–92, 1995. Citado na página 195.
- DARU, V.; TENAUD, C. High order one-step monotonicity-preserving schemes for unsteady compressible flow calculations. *Journal of Computational Physics*, v. 193, p. 563–594, 2004. Citado 3 vezes nas páginas 60, 68 e 195.

- DELAY, G. *Analyse des Ecoulements Transitoires dans les Systèmes d'Injection Directe Essence Effets sur l'Entrainement d'Air Instationnaire du Spray*. Tese (Doutorado) — L'Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005. Citado 2 vezes nas páginas 9 e 109.
- DEMOULIN, M. Transvasements gazeux dans les moteurs thermiques. *Renault*, v. 1, p. 1–26, 2012. Citado 3 vezes nas páginas 77, 79 e 100.
- DESCIEUX, D.; FEIDT, M. One zone thermodynamic model simulation of an ignition compression engine. *Applied Thermal Engineering*, v. 27, p. 1457–1466, 2007. Citado 3 vezes nas páginas 97, 105 e 108.
- EL-RAHMAN, A. A.; SABRY, A.; MOBARAK, A. Non-linear simulation of single pass perforated tube silencers based on the method of characteristics. *Journal of Sound and Vibration*, v. 278, p. 63–81, 2004. Citado na página 90.
- FERRARI, G.; ONORATI, A.; PISCAGLIA, F. Fluid dynamic simulation of a six-cylinder s.i. engine with secondary air injection in the exhaust after-treatment system. *SAE Paper*, 2003. Citado na página 94.
- FOX, R. W.; PRITCHARD, P. J.; MCDONALD, A. T. *Introdução à Mecânica dos Fluidos*. Sétima edição. [S.l.]: Rio de Janeiro, 2010. Citado na página 55.
- GALINDO, J. et al. Description of a heat transfer model suitable to calculate transient processes of turbocharged diesel engines with one-dimensional gas-dynamic codes. *Applied Thermal Engineering*, v. 26, p. 66–76, 2006. Citado na página 75.
- GARCÍA, M. T.; AGUILAR, F. J. J.-E.; LENCERO, T. S. Combustion characteristics, emissions and heat release rate analysis of a homogeneous charge compression ignition engine with exhaust gas recirculation fuelled with diesel. *Energy & Fuels*, v. 23, p. 2396–2404, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 93 e 108.
- GASCÓN, L.; GARCÍA, J. A. About the tvd property for the flux-corrected transport techniques. *Computational Mechanics*, v. 30, p. 281–285, 2003. Citado 2 vezes nas páginas 65 e 195.
- GRONDIN, O. *Modélisation du Moteur à Allumage par Compression dans la Perspective du Contrôle et du Diagnostic*. Tese (Doutorado) — Université de Rouen, 2004. Citado 6 vezes nas páginas 93, 94, 96, 105, 108 e 109.
- HANRIOT, S. de M. *Estudo dos Fenômenos Pulsantes do Escoamento de ar nos Condutos de Admissão em Motores de Combustão Interna*. Tese (Doutorado) — UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS, 2001. Citado 9 vezes nas páginas 32, 33, 41, 42, 43, 44, 45, 46 e 73.
- HANRIOT, S. de M.; HUEBNER, R.; COUTINHO, I. A. Análise do escoamento em condutos de admissão na presença de junções. In: *Proceedings of the 11th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering – ENCIT 2006 Braz. Soc. of Mechanical Sciences and Engineering – ABCM, Curitiba, Brazil, Dec. 5-8, 2006*. [S.l.: s.n.], 2006. Citado 2 vezes nas páginas 48 e 51.
- HARTEN, A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *Journal of Computational Physics*, v. 49, p. 357–393, 1983. Citado na página 65.

- HARTEN, A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *Journal of Computational Physics*, v. 135, p. 260–278, 1997. Citado na página 195.
- HARTEN, A.; OSHER, S. Uniformly high-order accurate nonoscillatory schemes. i. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, Vol. 24, No. 2, p. 279–309, 1987. Citado na página 195.
- HEYWOOD, J. B. *Internal Combustion Engine Fundamentals*. [S.l.: s.n.], 1988. Citado 13 vezes nas páginas 8, 24, 25, 28, 29, 30, 31, 34, 35, 36, 38, 39 e 40.
- HIRSCH, C. *Numerical computation of international and external flows*. 1. ed. [S.l.]: Chichester, 1988. Citado na página 195.
- INCROPERA, F. P.; WITT, D. P. de. *Fundamentos de transferência de calor e de massa*. 5 edição. ed. [S.l.]: Rio de Janeiro, 2003. Citado 3 vezes nas páginas 55, 74 e 75.
- ISMAIL, A. R.; BAKAR, R. A.; SEMIN. An investigation of valve lift effect on air flow and coefficient of discharge of four stroke engines based on experiment. *American Journal of Applied Sciences*, v. 5 (8), p. 963–971, 2008. Citado 4 vezes nas páginas 8, 17, 82 e 83.
- KADALBAJOO, M. K.; KUMAR, R. A high resolution total variation diminishing scheme for hyperbolic conservation law and related problems. *Applied Mathematics and Computation*, v. 175, p. 1556–1573, 2006. Citado 2 vezes nas páginas 60 e 67.
- KASPER, F. R. S. *Modelagem e Simulação de Motores à Combustão Interna por Técnicas FluidoDinâmica Computacional (CFD)*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Estadual de Campinas, 2003. Citado na página 51.
- KESGIN, U. Study on the design of inlet and exhaust system of a stationary internal combustion engine. *Energy Conversion and Management*, v. 46, p. 2258–2287, 2005. Citado 6 vezes nas páginas 47, 49, 50, 93, 105 e 108.
- KUMAR, P. et al. Fundamentals-based low-dimensional combustion modeling of spark-ignited internal combustion engines. *AIChE Journal*, v. 57, n. 9, p. 2472–2492, 2011. Citado na página 48.
- KURGANOV, A.; TADMORY, E. New high-resolution central schemes for nonlinear conservation laws and convection-diffusion equations. *Journal of Computational Physics*, v. 160, p. 241–282, 2000. Citado na página 195.
- LAFORGIA, D.; FICARELLA, A. Poppet valve flow characteristics in internal combustion engines. In: ENGINEERS, T. A. S. of M. (Ed.). *In 12d. Annual Energy Sources Technology Conference and Exhibition. The Internal Combustion Engine Division, ASME. Basic Processes in Internal Combustion Engines*. [S.l.: s.n.], 1989. p. 33–43. Citado 3 vezes nas páginas 26, 84 e 85.
- LAPUERTA, M.; BALLESTEROS, R.; AGUDELO, J. R. Effect of the gas state equation on the thermodynamic diagnostic of diesel combustion. *Applied Thermal Engineering*, v. 26, p. 1492–1499, 2006. Citado na página 98.
- MA, F. et al. Effects of combustion phasing, combustion duration, and their cyclic variations on spark-ignition (si) engine efficiency. *Energy & Fuels*, v. 22, p. 3022–3028, 2008. Citado 4 vezes nas páginas 94, 96, 105 e 108.

MAHROUS, A.-F. et al. A modelling study into the effects of variable valve timing on the gas exchange process and performance of a 4-valve di homogeneous charge compression ignition (hcci) engine. *Energy Conversion and Management*, v. 50, p. 393–398, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 51 e 108.

MONTEIRO, J. F. de C. *Modelos Matemáticos e Computacionais para Simulação do Escoamento em Motores de Combustão Interna*. Tese (Doutorado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 1999. Citado 3 vezes nas páginas 51, 65 e 69.

ONORATI, A.; PEROTTI, M.; REBAY, S. Modelling one-dimensional unsteady flows in ducts: Symmetric finite difference schemes versus galerkin discontinuous finite element methods. *International Journal of Mechanical Sciences*, v. 39, p. 1213–1236, 1997. Citado na página 68.

PAYRI, F.; BENAJES, J.; REYES, M. Modelling of supercharger turbines in intenal-combustion engines. *International Journal of Mechanical Sciences*, v. 38, n. 8-9, p. 853–869, 1996. Citado 5 vezes nas páginas 64, 65, 68, 69 e 73.

PAYRI, F.; DESANTES, J. M.; TORREGROSA, A. J. Acoustic boundary condition for unsteady one-dimensional flow calculations. *Journal of Sound and Vibration*, v. 188, p. 85–110, 1995. Citado 4 vezes nas páginas 42, 67, 68 e 76.

PAYRI, F. et al. Analysis of numerical methods to solve one-dimensional fluid-dynamic governing equations under impulsive flow in tapered ducts. *International Journal of Mechanical Sciences*, v. 46, p. 981–1004, 2004. Citado 3 vezes nas páginas 52, 62 e 67.

PEARSON, R. J.; WINTERBONE, D. E. The simulation of gas dynamics in engine manifolds using non-linear symmetric difference schemes. *Proc Instn Mech Engrs*, v. 211 Part C, 1997. Citado 3 vezes nas páginas 62, 67 e 200.

PIANOVSKI JR., G. *Utilização de Misturas de Óleo Diesel e Ésteres Etílicos de Óleo de Soja como Combustíveis Alternativos: Análise do Desempenho e do Processo de Combustão no Motor Diesel*. Tese (Doutorado) — Pontifícia Universidade Católica do Paraná, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 93 e 96.

POLONI, M.; WINTERBONE, D. E.; NICHOLS, J. R. Comparison of unsteady flow calculations in a pipe by the method of characteristics and the two-step differential lax-wendroff method. *International Journal of Mechanical Sciences*, v. 29, p. 367–378, 1987. Somente impresso (não foi encontrado o pdf). Citado 2 vezes nas páginas 62 e 68.

PRICE, K.; STORN, R. *Diferencial Evolution (DE) for Continuous Function Optimisation*. 2012. Disponível em: <www1.icsi.berkeley.edu/~storn/code.html>. Citado na página 123.

QIU, J.; SHU, C.-W. Runge-Kutta discontinuous Galerkin method using WENO limiters. *SIAM Journal on Scientific Computing*, v. 26, n. 3, p. 907–929, 2005. Citado na página 68.

RAKOPOULOS, C. et al. Experimental and theoretical study of the short term response temperature transients in the cylinder walls of a diesel engine at various operating conditions. *Applied Thermal Engineering*, v. 24, p. 679–702, 2004. Citado 2 vezes nas páginas 106 e 107.

- RODRIGUEZ, A. J. D.; VALLE, R. M. Análise do comportamento das ondas de pressão no coletor de admissão de um motor de combustão interna com a presença do ressonador. *Proceedings of the 11th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering – ENCIT 2006 Braz. Soc. of Mechanical Sciences and Engineering – ABCM, Curitiba, Brazil, Dec. 5-8, 2006* Citado 3 vezes nas páginas 8, 49 e 50.
- SANTOS, D. *Modelo Termodinâmico para simulação do ciclo de motores de ignição por centelha*. Dissertação (Mestrado) — PUCPR, 2009. Citado na página 94.
- SHAPIRO, A. H. *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*. [S.l.: s.n.], 1954. Citado 3 vezes nas páginas 69, 77 e 83.
- SHER, E.; BAR-KOHANY, T. Optimization of variable valve timing for maximizing performance of an unthrottled si engine - a theoretical study. *Energy*, v. 27, p. 757–775, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 47 e 48.
- SILVA, E. A. da C.; AZEVEDO, J. L. F. Evaluaton of numerical schemes to solve shockwave discontinuities. In: *Proceedings of ENCIT 2010*. [S.l.: s.n.], 2010. Citado na página 65.
- SOUZA, G. R. de. *Estudo Experimental e numérico do sistema de admissão de um motor de combustão interna*. Tese (Doutorado) — UFSCar, 2010. Citado na página 49.
- STONE, R. *Introduction to internal combustion engines*. 2. ed. [S.l.]: Warrendale, 1993. Citado 2 vezes nas páginas 41 e 46.
- STORN, R.; PRICE, K. Differential evolution - a simple and efficient heuristic for global optimization over continuous spaces. *Journal of Global Optimization*, v. 11, p. 341–359, 1997. Citado na página 121.
- SWEBY, P. K. High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, Vol. 21, No. 5, p. 995–1011, 1984. Citado 2 vezes nas páginas 65 e 66.
- TAKIZAWA, M. et al. A study of gas exchange process simulation of an automotive multi-cylinder internal combustion engine. *SAE paper 820410*, 1984. Citado 2 vezes nas páginas 51 e 67.
- TANNEHILL, J. C.; ANDERSON, D. A.; PLETCHER, R. H. *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*. 2. ed. [S.l.]: Washington, 1997. Citado na página 74.
- TORO, E. F. Centred tvd schemes for hyperbolic conservation law. *IMA Journal of Numerical Analysis*, v. 20, p. 47–79, 2000. Citado 4 vezes nas páginas 62, 65, 67 e 195.
- TORREGROSA, A. J. et al. Combined experimental and modeling methodology for intake line evaluation in turbocharged diesel engines. *International Journal of Automotive Technology*, v. 12, p. 359–367, 2011. Citado 3 vezes nas páginas 26, 41 e 51.
- VERHELST, S. et al. Impact of variable valve timing on power, emissions and backfire of a bi-fuel hydrogen/gasoline engine. *International Journal of Hydrogen Energy*, v. 35, p. 4399–4408, 2010. Citado 4 vezes nas páginas 8, 47, 48 e 50.

VUYST, F. D. Stable and accurate hybrid finite volume methods based on pure convexity arguments for hyperbolic systems of conservation law. *Journal of Computational Physics*, v. 193, p. 426–468, 2004. Citado na página 195.

WOSCHNI, G. A universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine. *SAE Paper 670931*, p. 3065–3082, 1967. Citado 2 vezes nas páginas 108 e 150.

YAGOUBI, M. *Optimisation évolutionnaire multi-objectif parallèle : application à la combustion Diesel*. Tese (Doutorado) — Université Paris Sud XI, 2012. Citado na página 122.

ZENG, W.; XIE, M.; JIA, M. Numerical investigation on the application of catalytic combustion to hcci engines. *Chemical Engineering Journal*, v. 127, p. 81–93, 2007. Citado na página 94.

ANEXO A – Determinação do volume da câmara de combustão

O volume do cilindro pode ser obtido através da seguinte relação.

$$V(\theta) = V_{min} + \frac{\pi D^2}{4} x \quad (\text{A.1})$$

Onde V_{min} é o volume mínimo, D é o diâmetro da câmara de combustão e x é a coordenada espacial que tem sua origem no ponto morto superior (PMS). O volume mínimo pode ser encontrada através da taxa de compressão do motor.

$$V_{min} = \frac{\pi D^2 C}{4(r-1)} \quad (\text{A.2})$$

Sendo C é o curso do pistão. Através da Figura pode-se encontrar a seguinte relação.

$$x = \left(B + \frac{C}{2} \right) - \left(B \cos \phi + \frac{C}{2} \cos \theta \right) \quad (\text{A.3})$$

Onde B é o comprimento da biela. Pode-se encontrar um relação entre θ e ϕ através do cateto oposto.

$$B \sin \phi = \frac{C}{2} \sin \theta \quad (\text{A.4})$$

A relação entre seno e coseno de ϕ pode ser a seguinte relação trigonométrica.

$$\sin^2 \phi + \cos^2 \phi = 1 \quad (\text{A.5})$$

Utilizando as Equações A.4 e A.5 na equação A.3 chega-se em x como função somente do ângulo θ .

$$x = \frac{C}{2} (1 - \cos \theta) + B \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{C}{2B} \right)^2 \sin^2 \theta} \right) \quad (\text{A.6})$$

Substituindo a Equação A.6 e A.2 na Equação A.1 encontra-se.

$$V(\theta) = \frac{\pi D^2 C}{4} \left[\frac{1}{r-1} + \frac{1 - \cos \theta}{2} + \frac{B}{C} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{C}{2B} \right)^2 \sin^2 \theta} \right) \right] \quad (\text{A.7})$$

Derivando em relação a θ , tem-se.

$$\frac{dV}{d\theta} = \frac{\pi D^2 C}{4} \left[\frac{\text{sen } \theta}{2} + \frac{\frac{C}{4B} \text{sen } \theta \cos \theta}{\sqrt{1 - \left(\frac{C^2}{2B} \text{sen}^2 \theta\right)}} \right] \frac{\pi}{180^\circ} \quad (\text{A.8})$$

ANEXO B – Determinação da área de transferência de calor

A área superficial lateral da câmara de combustão pode ser obtida pela área lateral de um cilindro.

$$A = \pi D x \quad (\text{B.1})$$

Onde x é a mesma distância obtida no apêndice A, o que resta.

$$A = \pi D \left\{ H_{crev} + \left[\frac{C}{2} (1 - \cos\theta) + B \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{C}{2B} \right)^2 \sin^2 \theta} \right) \right] \right\} \quad (\text{B.2})$$

$$A_{va} = \frac{\pi}{4} D_{va}^2 \quad (\text{B.3})$$

$$A_{ve} = \frac{\pi}{4} D_{ve}^2 \quad (\text{B.4})$$

$$A_c = \frac{\pi}{4} D^2 - (A_{va} + A_{ve}) \quad (\text{B.5})$$

$$A_p = \frac{\pi}{4} D^2 + \pi D H_{cc} \quad (\text{B.6})$$

$$H_{cc} = \left(\frac{D}{D_{cc}} \right)^2 \left[\frac{C}{(r-1)} - H_{crev} \right] \quad (\text{B.7})$$

ANEXO C – Shock Tube

O problema teste, chamado na literatura de Sod Problem ou problema de Riemann aplicados as leis de conservação é representado por um experimento numérico chamado de tubo de choque (*shock tube*) com três condições iniciais diferentes. Esse problema tem sido utilizado amplamente na literatura como teste de precisão das técnicas numéricas como pode ser observado nos seguintes trabalhos: Daru e Tenaud (VUYST, 2004), Vuyyst (DARU; TENAUD, 2004), Kurganov e Tadmory (KURGANOV; TADMORY, 2000), Harten (HARTEN, 1997) (HARTEN; OSHER, 1987), Corberán e Gascón (CORBERÁN; GASCÓN, 1995), Cockburn e Shu (COCKBURN; SHU, 1989) entre outros. Um tubo de choque é um tubo na qual o gás a baixa pressão e o gás a alta pressão são separados por um diafragma, conforme a Figura 164.

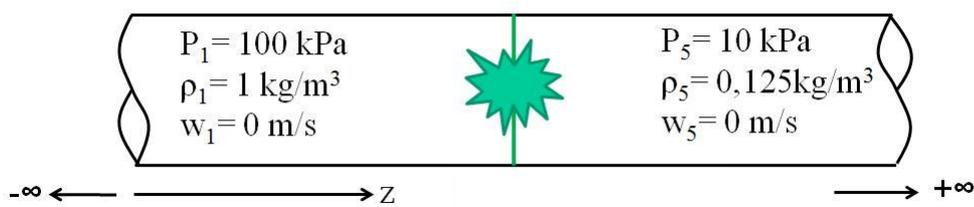


Figura 164: Esquema do problema *Shock Tube*.

Este diafragma é rompido no tempo zero sob condições predeterminadas para produzir uma onda de choque que se desloca na direção da região de baixa pressão conforme a Figura 165. Simultaneamente, uma onda de rarefação, muitas vezes referida como uma *expansion fan*, se propaga para a esquerda avançando na região de alta pressão, esta onda é finita no comprimento e segundo a segunda lei da termodinâmica dita que a onda de rarefação não pode ser descontínua. A seção que representa a interface que separa os gases inicialmente é chamada a superfície de contato (*contact surface*). A superfície de contato se move rapidamente ao longo do tubo atrás da frente de choque. Atravessando a onda de choque todas as propriedades e a velocidade do gás são descontínuas. Atravessando a superfície de contato a temperatura, energia interna e entropia são descontínuas, mas a pressão e velocidade são contínuas. Uma solução exata para o sistema pode ser obtida resolvendo o problema de Riemann de maneira iterativa (HIRSCH, 1988).

Na literatura encontram-se vários tipos de condições de contorno. Neste trabalho foi aplicado a condição que mais aparece, como pode ser visto nos seguintes trabalhos (HARTEN, 1997) (KURGANOV; TADMORY, 2000) (TORO, 2000) (GASCÓN; GARCÍA, 2003) (VUYST, 2004). As condições e parâmetros são mostrados na tabela 20.

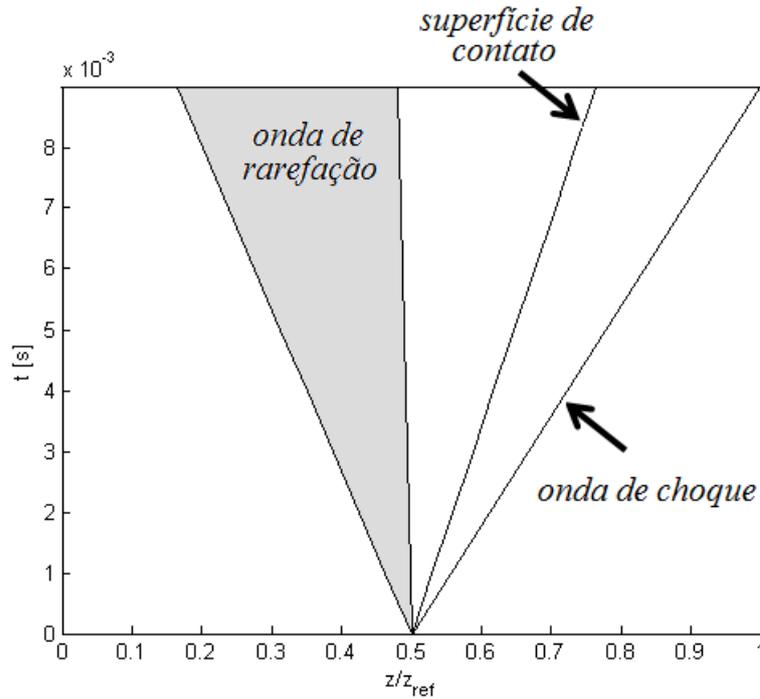


Figura 165: Propagação das ondas no diagrama $z \times t$ para o problema *Shock Tube*.

Tabela 20: Condições de Contorno e Parâmetros.

| | |
|--|-------------------------|
| Comprimento do duto L | 10 m |
| Pressão lado esquerdo P_{esq} | 100 kPa |
| Pressão lado direito P_{dir} | 10 kPa |
| Massa específica do lado esquerdo ρ_{esq} | 1 kg/m ³ |
| Massa específica do lado direito ρ_{dir} | 0,125 kg/m ³ |
| Velocidade em ambos os lados w | 0 |
| Razão de calores específicos k | 1,4 |
| Posição do diafragma z_0 | 5 m |

C.1 Resultados dos Métodos Numéricos Aplicados ao Problema Teste

Nesta seção serão apresentados os resultados dos métodos numéricos apresentados no capítulo 3. Para efeito comparativo foi escolhido um tempo arbitrário ($t = 5ms$) e o passo no tempo é comandado pelo número CFL que para este caso foi escolhido ele igual a 0,7. O primeiro a ser apresentado é o método de Lax-Friedrich para três tamanhos de malha diferentes, conforme Figura 166. Percebe-se que este método não oscila em nenhum caso, mas não representa bem nenhuma das ondas, como mostrado na figura. Nota-se, aumentando o número de volumes, que o método se aproxima mais da solução exata (50 para 100 volumes), mas quando já se trabalha com um número grande de volumes, percebe-se que o aumento ainda maior não acarreta em uma melhor aproximação (100

para 200 volumes). Conclui-se, como visto na literatura, que o método de primeira ordem, como é o caso do método de Lax-Friedrich, é dissipativo na presença de fortes gradientes.

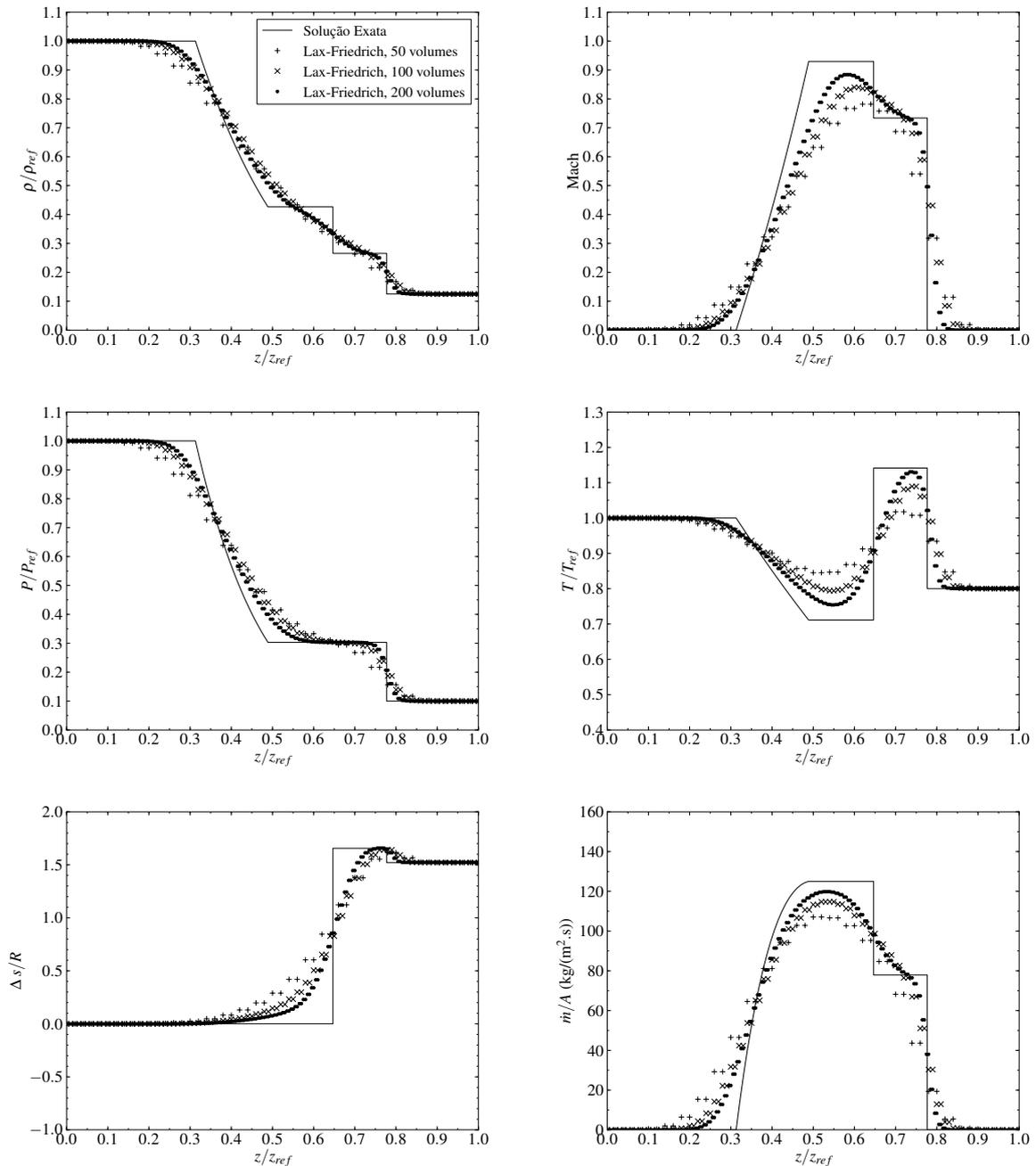


Figura 166: Comparação entre a solução exata e o método de Lax-Friedrich aplicados ao *Shock Tube*.

Na Figura 167 é mostrado a solução através do método de Lax-Wendroff de dois passos. Percebe-se que a solução se aproxima mais da solução exata, mas em fortes gradientes existe uma oscilação considerável. Isto se verifica no início da onda de rarefação, na superfície de contato e no choque. A diminuição no tamanho da malha faz com que a curva numérica se aproxime mais da solução exata, mas não existe melhora significativa na

amplitude das oscilações. Algumas inconsistências físicas podem ser encontradas aplicando este método, como pode ser observado na curva do número de Mach. A solução por Lax-Wendroff de dois passos permite que o escoamento apresente um número de Mach superior a 1, o que caracterizaria um escoamento supersônico, o qual seria impossível com essas condições de contorno.

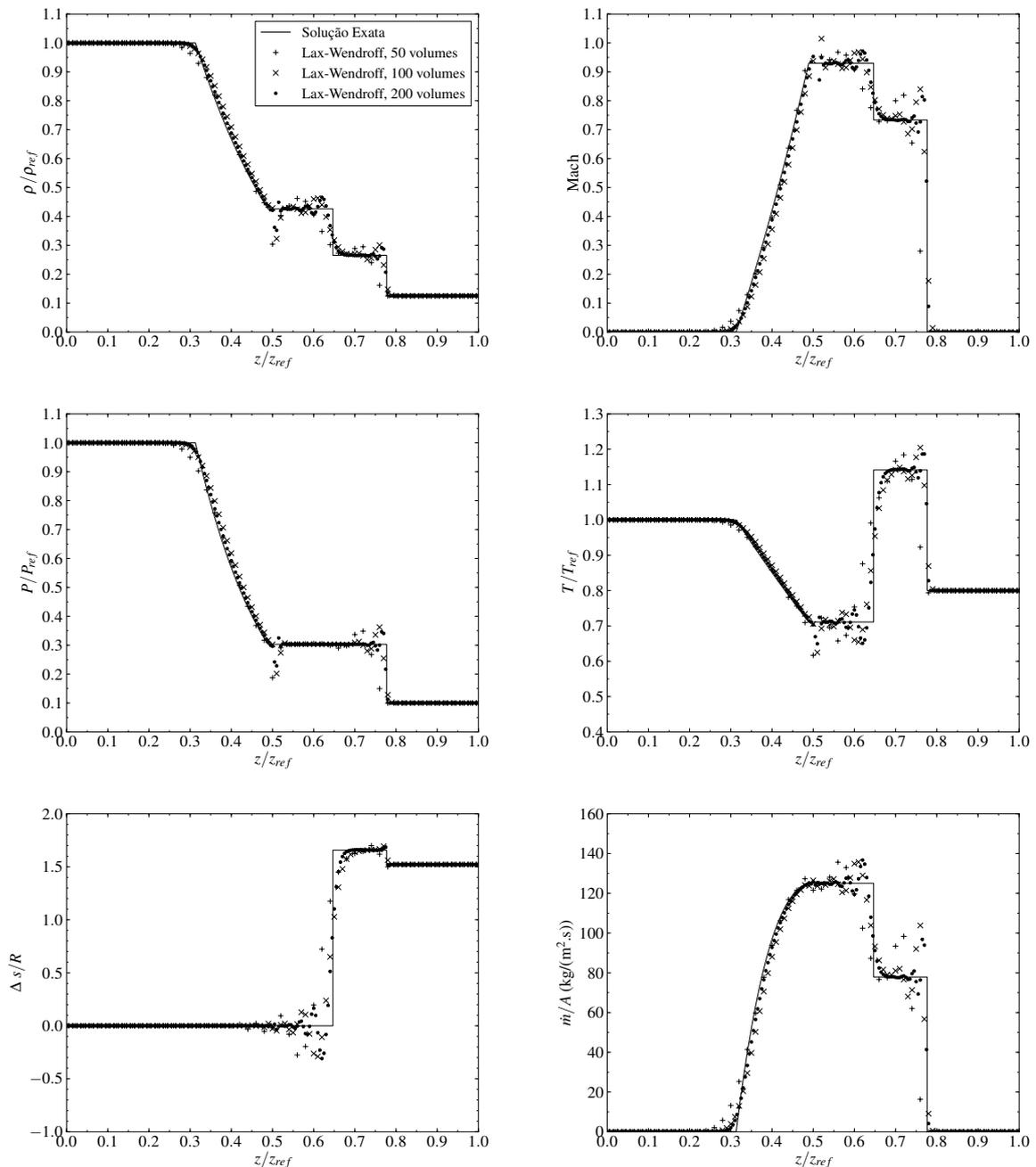


Figura 167: Comparação entre a solução exata e o método de Lax-Wendroff de 2 passos aplicados ao *Shock Tube*.

Os resultados do método de MacCormack são apresentados na Figura 168, nota-se que a representação é de segunda-ordem quando comparado com o de primeira ordem, ou

seja, não difusivo. Mas as oscilações apresentam oscilações maiores e por um espaço maior quando comparado com o método de Lax-Wendroff de dois passos. Na curva do número de Mach observa-se que o escoamento chega a duas vezes a velocidade do som. Um grande problema é observado na curva de temperatura, as oscilações provocam temperatura muito baixas próxima do início da onda de rarefação. Dependendo do CFL que se usa pode-se chegar a temperaturas negativas na escala Kelvin, o que seria impossível. Além disso, essas temperaturas provocam erros no cálculo da entropia por causa da avaliação de logaritmos de números negativos.

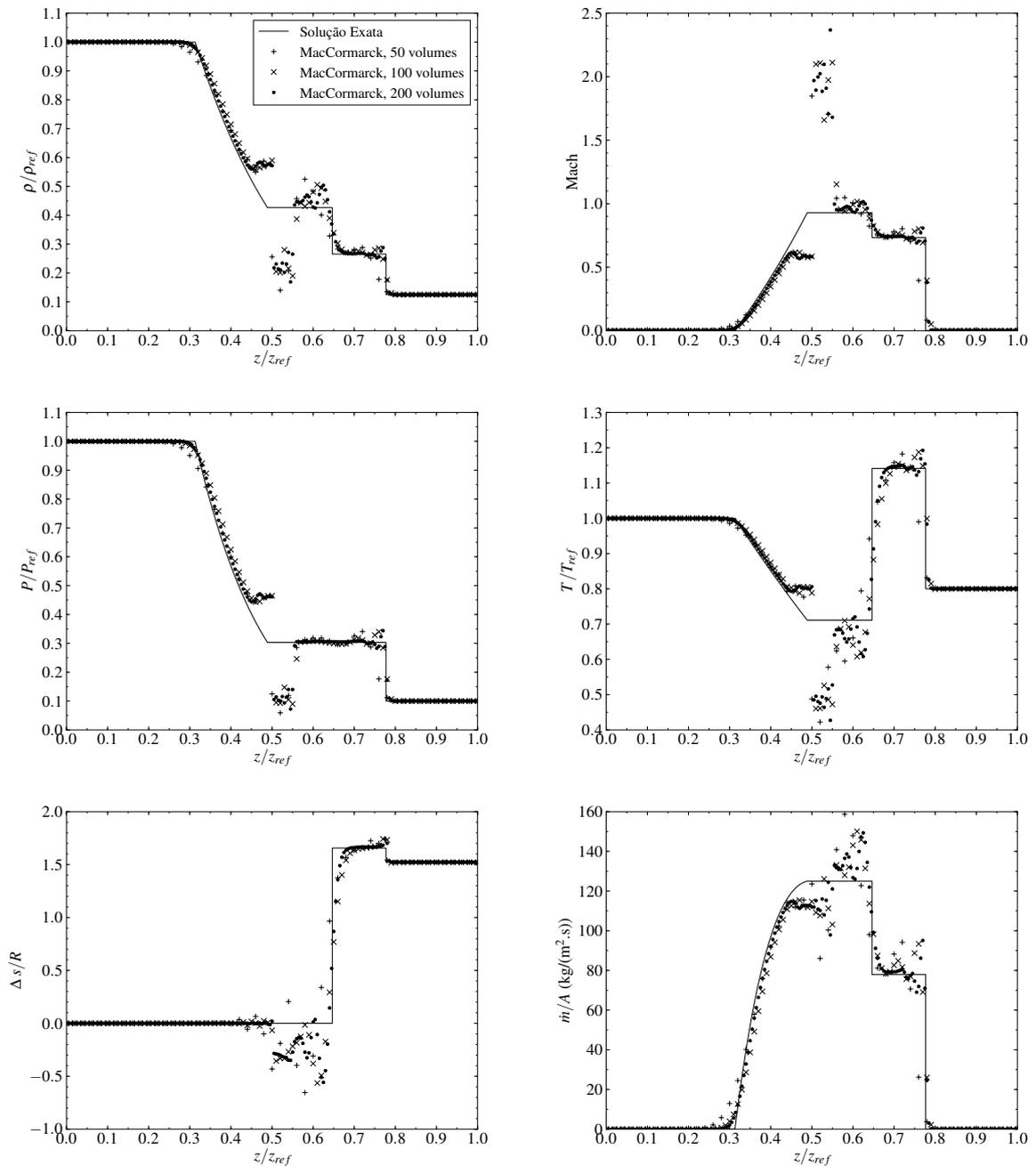


Figura 168: Comparação entre a solução exata e o método de MacCormack aplicados ao Shock Tube

Na Figura 169 apresenta-se o método de Lax-Wendroff de dois passo com limitador de fluxo. Percebe-se que esse método não remove as oscilações mas reduz extremamente a amplitude das oscilações. Esse método apresenta-se adequado a simulação de coletores, já que permite representar com segunda ordem e sem grandes oscilações as ondas de choque e rarefação que normalmente estão presentes em motores de alta rotação (PEARSON; WINTERBONE, 1997). Esta é uma observação importante na comparação entre os diferentes tamanhos de malha. Para que o método represente bem as ondas, deve-se trabalhar com malhas relativamente pequenas.

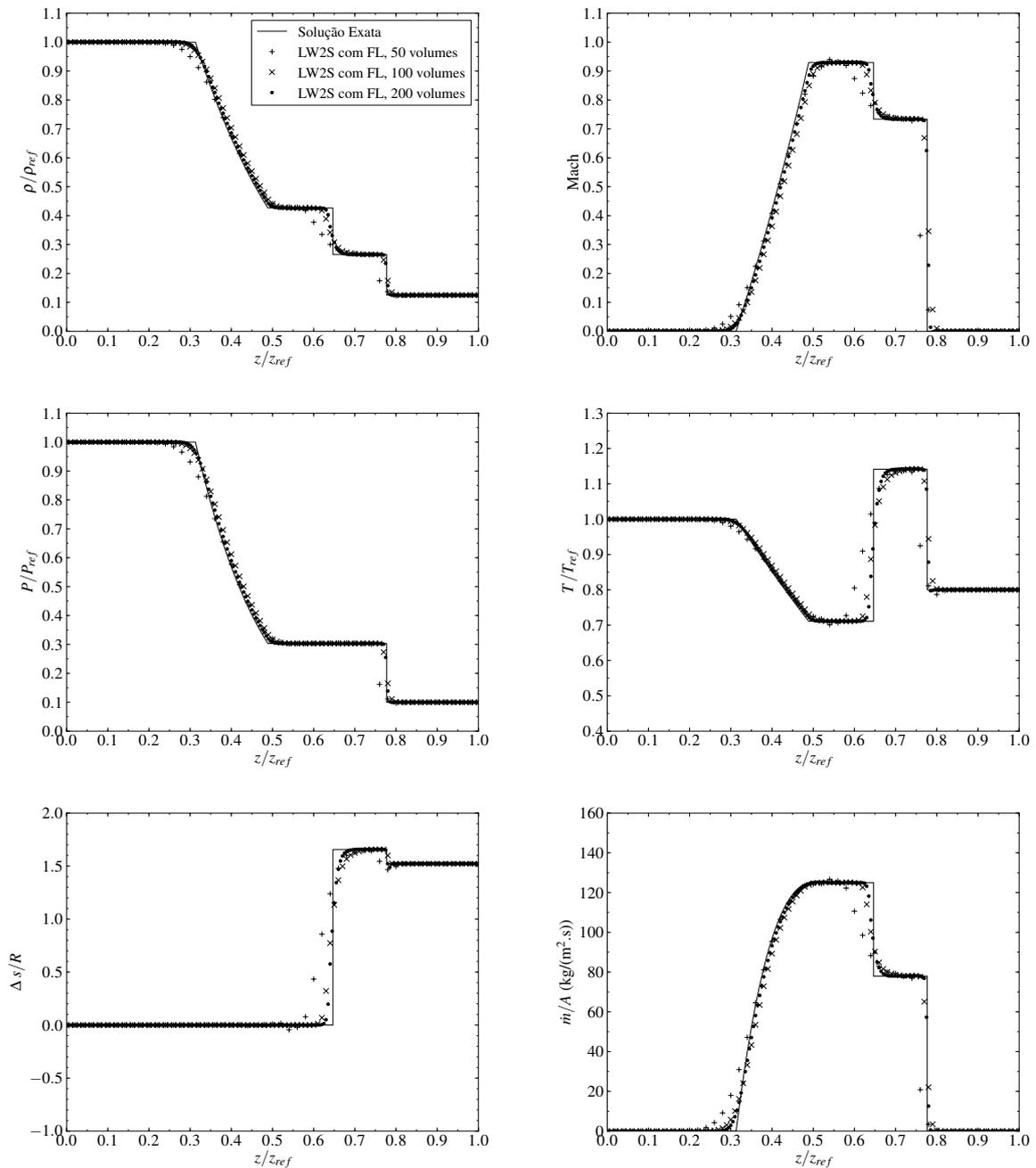


Figura 169: Comparação entre a solução exata e o método de Lax-Wendroff de 2 passos com limitador de fluxo aplicados ao *Shock Tube*

Em relação ao tempo computacional, foi visto que os métodos de Lax-Wendroff de dois passos e MacCormarck demandam 1,8 vezes o tempo de CPU quando comparado com o método de Lax-Friedrich. Isto é compreensível, já que os dois métodos de segunda-ordem necessitam avaliar um tempo intermediário. Devido a avaliação das razões sucessivas e do cálculo da função limitadora, observou-se que ele necessita de 1,8 vezes o tempo de CPU quando comparado com os métodos de segunda ordem.

ANEXO D – Dados do motor AVL 5482

| GEOMETRIA | |
|---|-----------|
| Diâmetro do pistão DD | 0,082 m |
| Curso do pistão SS | 0,086 m |
| Comprimento da Biela | 0,144 m |
| Taxa de Compressão | 8,5 |
| Comprimento duto de admissão | 0,62 m |
| Comprimento duto de escape | 0,55 m |
| OPERAÇÃO | |
| Velocidade de rotação | 2000 rpm |
| Relação de equivalência | 0,0 |
| Pressão de admissão | 1,018 bar |
| Temperatura de admissão | 303,15 K |
| Pressão de exaustão | 1,018 bar |
| Temperatura de exaustão | 303,15 K |
| VÁLVULA DE ADMISSÃO | |
| Número de válvulas (nvadm) | 2 |
| Avanço da abertura da válvula (avo) | -1 grau |
| Retardo do fechamento da válvula (avc) | 68 graus |
| Diâmetro interno da válvula | 0,0305 m |
| Diâmetro interno da sede | 0,03194 m |
| Diâmetro externo da sede | 0,03336 m |
| Diâmetro da sede | 0,006 m |
| Altura do ponto de tângencia | 0,00796 m |
| Ângulo do assento | 45 graus |
| Razão entre a altura de elevação máxima e o diâmetro da válvula | 0,3456 |
| VÁLVULA DE EXAUSTÃO | |
| Número de válvula (nvesc) | 2 |
| Avanço da abertura da válvula (evo) | 79 graus |
| Retardo do fechamento da válvula (evc) | 16 graus |
| Diâmetro interno da válvula | 0,0248 m |
| Diâmetro interno da sede | 0,02504 m |
| Diâmetro externo da sede | 0,02732 m |
| Diâmetro da sede | 0,006 m |
| aeHtg(2) | 0,00692 m |
| Ângulo do assento | 45 graus |
| Razão entre a altura de elevação máxima e o diâmetro da válvula | 0,375 |

| COMBUSTÍVEL | |
|---|---------------------------|
| Número de Carbonos | 8,0 |
| Número de Hidrogênios | 18,0 |
| Número de Oxigênios | 0,0 |
| Número de Nitrogênios | 0,0 |
| Poder Calorífico Inferior (PCI) | $42,120 \times 10^6$ J/kg |
| AMBIENTE | |
| Pressão ambiente | 1,018 bar |
| Temperatura ambiente | 303,15 K |
| Fração molar do N ₂ no ar | 0,7760 |
| Fração molar do O ₂ no ar | 0,2082 |
| Fração molar de CO ₂ no ar | 0,0003 |
| Fração molar de H ₂ O no ar | 0,0062 |
| Fração molar de Ar no ar | 0,0093 |
| RUGOSIDADE ABSOLUTA | |
| Rugosidade absoluta no duto de admissão | 46,0E-6 m |
| Rugosidade absoluta no duto de exaustão | 46,0E-6 m |
| TEMPERATURA NAS FRONTEIRAS | |
| Razão do diâmetro no rasgo do pistão (XDcc) | 1,0 |
| Altura do rasgo do pistão (Hcr) | 0,0 |
| Temperatura média da parede do cabeçote (Twh) | 386,5 K |
| Temperatura média da parede do pistão (Twp) | 298,0 K |
| Temperatura média da parede lateral do cilindro (Tws) | 359,3 K |
| Temperatura média da parede da válvula de admissão (Twiv) | 298,0 K |
| Temperatura média da parede da válvula de exaustão (Twev) | 298,0 K |
| INJEÇÃO | |
| Início da injeção (THiini) | -320,0 graus |
| Duração da injeção (THidur) | 59,0 graus |
| Duração de subida (THsub) | 5,0 graus |
| Duração de descida (THdes) | 5,0 graus |
| Massa comb. injetado por ciclo | 30.E-6 kg |
| COMBUSTÃO - PARÂMETROS DE WIEBE | |
| Início da combustão (THini) | -5,0 graus |
| Duração da combustão (THdur) | 50,0 graus |
| Parâmetro av da função de Wiebe | 6,9 |
| Parâmetro mv da função de Wiebe | 2,0 |
| MALHA - CRITÉRIO DE CONVERGÊNCIA | |
| Número de Courant-Friedrich-Lewis | 0,95 |
| Número de volumes no duto de admissão | 151 |
| Número de volumes no duto de exaustão | 151 |
| Tolerância | 1,0E-4 |
| Número máximo de ciclos | 20 |
| Esquema de integração | LW2STEP |

| CORRELAÇÃO DE ANNAND-NIKIWAHI | |
|-------------------------------|-----------------------|
| Aand(1) | 0,490 |
| Aand(2) | 0,168 |
| Aand(3) | 1,69 |
| Aand(4) | 0,168 |
| Aand(5) | 1,69 |
| Band(1) | 0,70 |
| Band(2) | 0,867 |
| Band(3) | 0,578 |
| Band(4) | 0,867 |
| Band(5) | 0,578 |
| Cand(1) | 0,0 |
| Cand(2) | 3,267E-08 |
| CORRELAÇÃO DE WOSCHNI | |
| Aw | 820,0 |
| Cw1(1) | 6,18 |
| Cw1(2) | 2,28 |
| Cw2 | $3,24 \times 10^{-3}$ |

ANEXO E – Resultados de pressão no duto de admissão na posição de 25 mm

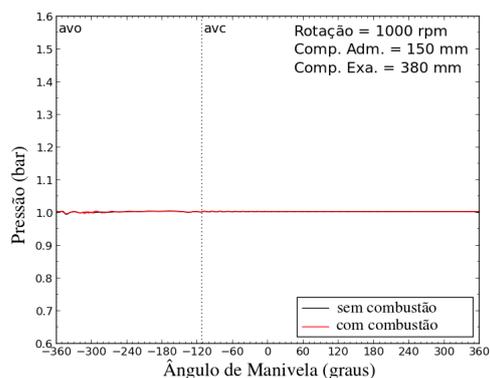


Figura 170: Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=150$ mm).

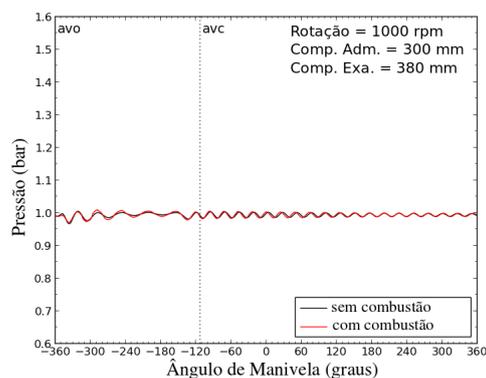


Figura 171: Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=300$ mm).

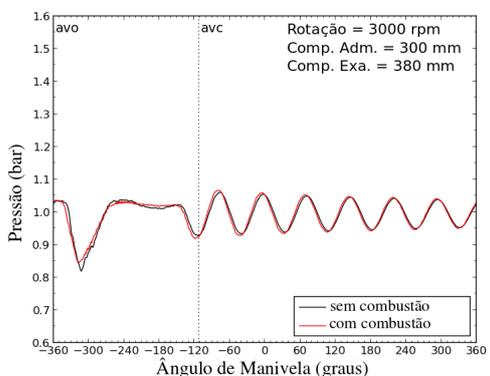


Figura 172: Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=300$ mm).

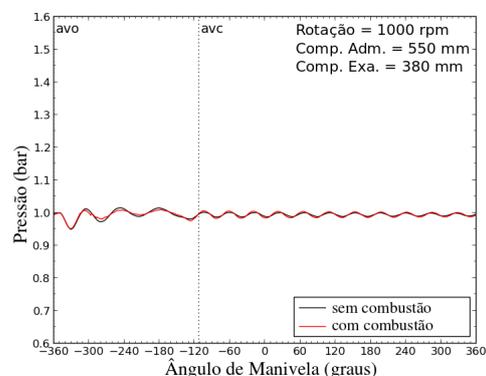


Figura 173: Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=550$ mm).

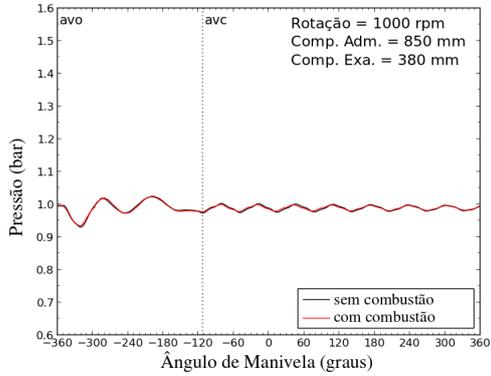


Figura 174: Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=850$ mm).

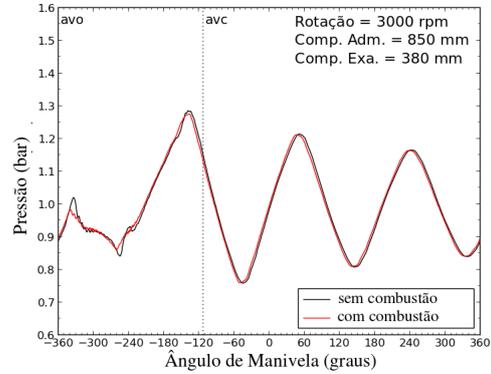


Figura 175: Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=3000$ rpm e $L_{adm}=850$ mm).

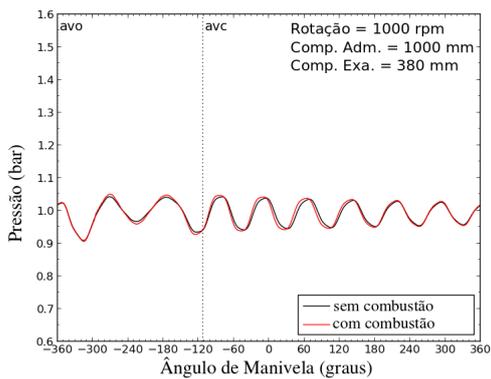


Figura 176: Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=1000$ mm).

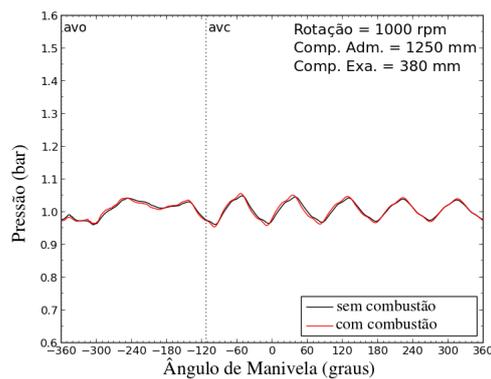


Figura 177: Pressão no duto de admissão na posição de 25 mm em relação à válvula ($N=1000$ rpm e $L_{adm}=1250$ mm).

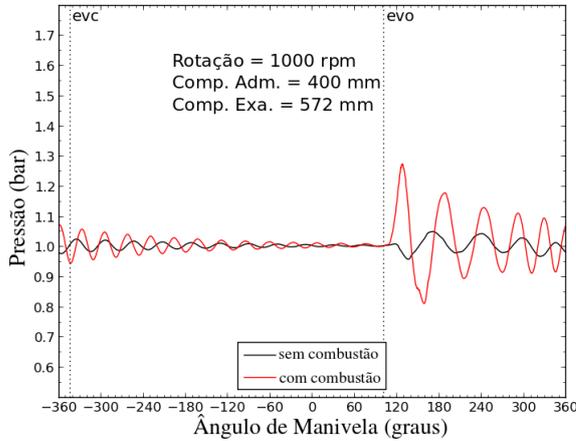


Figura 178: Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=1000$ rpm e $L_{exa}=572$ mm).

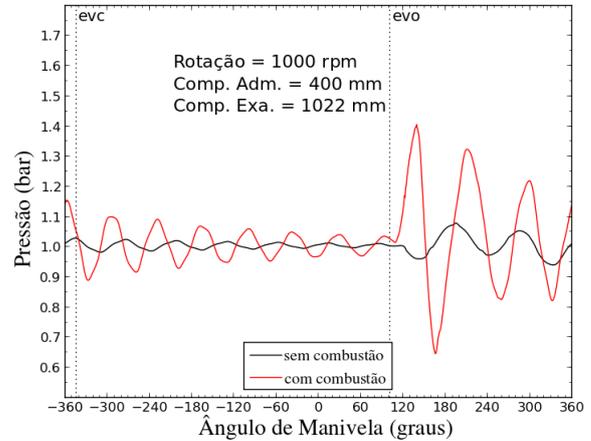


Figura 179: Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=1000$ rpm e $L_{exa}=1022$ mm).

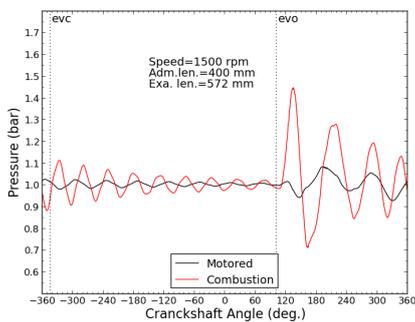


Figura 180: Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=1500$ rpm e $L_{exa}=572$ mm).

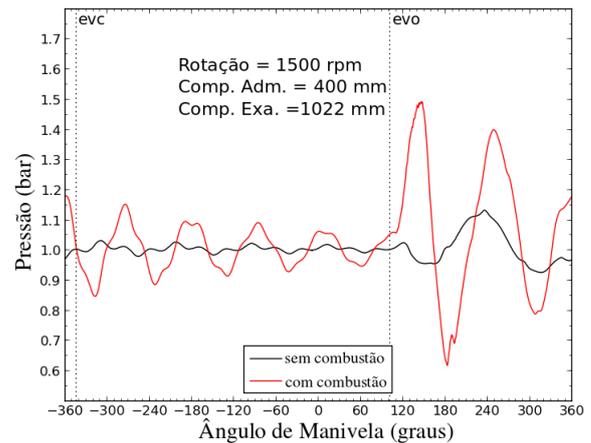


Figura 181: Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=1500$ rpm e $L_{exa}=1022$ mm).

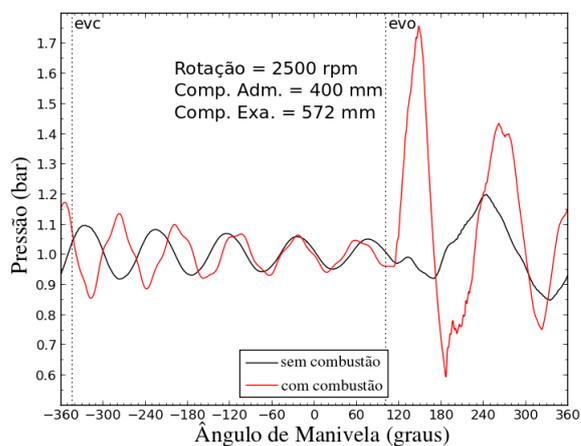


Figura 182: Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=2500$ rpm e $L_{exa}=572$ mm).

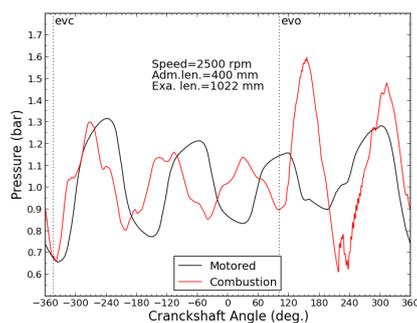


Figura 183: Pressão no duto de exaustão na posição de 25 mm em relação a válvula ($N=2500$ rpm e $L_{exa}=1022$ mm).

ANEXO F – Comparação com um modelo da literatura

Foi possível comparar com resultados já obtidos pelo modelo de Velásquez (1993), conforme pode ser visualizado nas Figura 184 a 189. Nessas figuras são comparados cinco métodos diferentes de cálculo das equações governantes nos dutos de admissão e exaustão. Percebe-se que os resultados dos métodos das características, Lax-Wendroff de 2 passos e MacCormack apresentam resultados próximos. Entre esses métodos citados anteriormente, os dois últimos são praticamente idênticos.

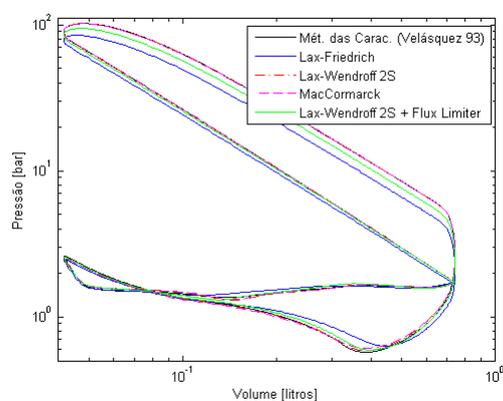


Figura 184: Diagrama Pressão x Volume a 2600 rpm.

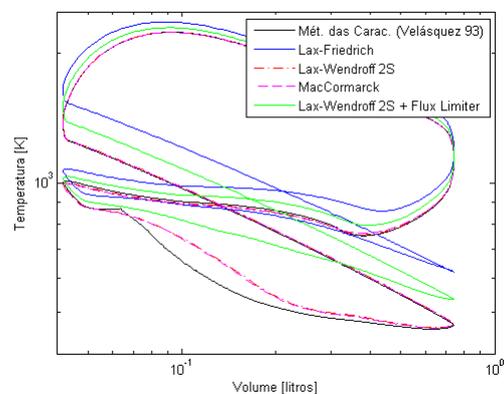


Figura 185: Diagrama Temperatura x Volume a 2600 rpm.

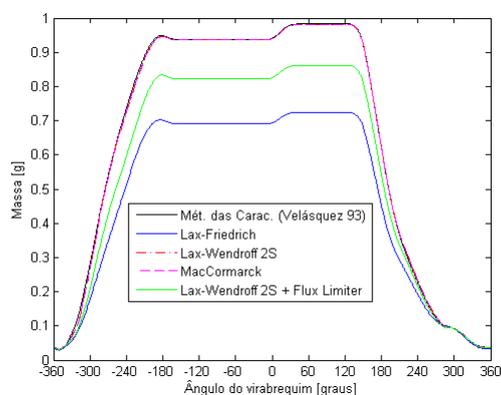


Figura 186: Massa contida no cilindro a 2600 rpm.

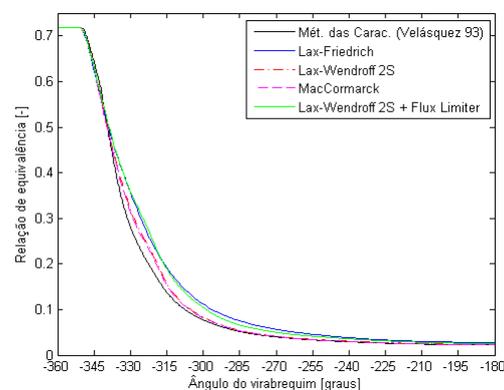


Figura 187: Relação de equivalência a 2600 rpm.

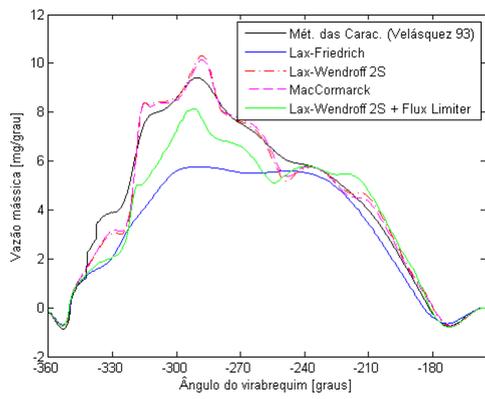


Figura 188: Vazão mássica na válvula de admissão a 2600rpm.

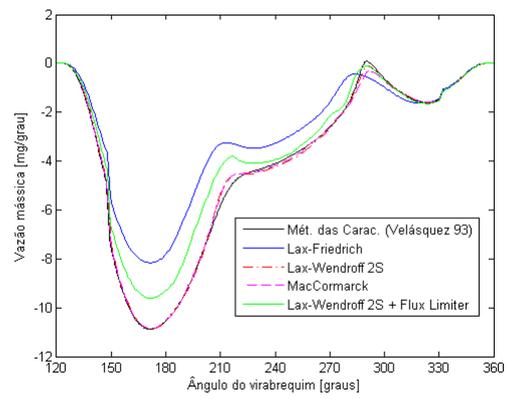


Figura 189: Vazão mássica na válvula de exaustão a 2600rpm.