

STEPHAN HENNINGS OCH

**MODELOS FÍSICO E MATEMÁTICO PARA O ESTUDO
DOS PROCESSOS DE ADMISSÃO E EXAUSTÃO EM UM
MOTOR MONOCILÍNDRICO**

Curitiba

Abril 2009

STEPHAN HENNINGS OCH

**MODELOS FÍSICO E MATEMÁTICO PARA O ESTUDO DOS
PROCESSOS DE ADMISSÃO E EXAUSTÃO EM UM MOTOR
MONOCILÍNDRICO**

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

Orientador: Prof. José Antonio Andrés Velasquez Alegre, Dr.

Curitiba

Abril 2009

Dados da Catalogação na Publicação
Pontifícia Universidade Católica do Paraná
Sistema Integrado de Bibliotecas – SIBI/PUCPR
Biblioteca Central

O16m
2009 Och, Stephan Hennings
Modelos físico e matemático para o estudo dos processos de admissão e
exaustão em um motor monocilíndrico / Stephan Hennings Och ; orientador,
José Antonio Andrés Velásquez Alegre. – 2009.
xiv, 77 f. : il. ; 30 cm

Dissertação (mestrado) – Pontifícia Universidade Católica do Paraná,
Curitiba, 2009
Bibliografia: f. 65-67

1. Motores de combustão interna. 2. Modelos matemáticos. 3. Simulação
(computadores). 4. Engenharia Mecânica. I. Velásquez Alegre, José Antonio
Andrés. II. Pontifícia Universidade Católica do Paraná. Programa de Pós-
Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título

CDD 20. ed. – 620.1

TERMO DE APROVAÇÃO

STEPHAN HENNINGS OCH

Modelos Físico e Matemático para o Estudo dos Processos de Admissão e Exaustão em um Motor Monocilíndrico

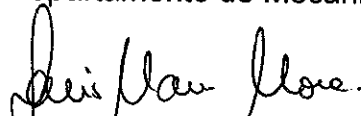
Dissertação aprovada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre no Curso de Mestrado em Engenharia Mecânica, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, do Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia da Pontifícia Universidade Católica do Paraná, pela seguinte banca examinadora:



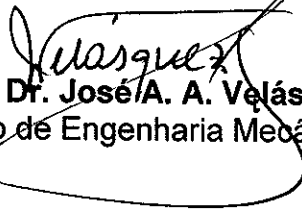
Prof. Dr. Ramon Molina Valle
Departamento de Engenharia Mecânica (UFMG)



Prof. Dr. André Valente Bueno
Departamento de Mecânica e Produção (UFC)



Prof. Dr. Luís Mauro Moura
Curso de Engenharia Mecânica (PUCPR)



Presidente: **Prof. Dr. José A. A. Velásquez Alegre**, (Orientador)
Curso de Engenharia Mecânica (PUCPR)

Curitiba, 13 de abril de 2009

Dedico esta dissertação aos meus pais Albert e Carmem.

...

Agradecimentos

Ao meu orientador e grande amigo, Prof. Dr. José Antonio Andrés Velasquez Alegre pela confiança, paciência, incentivo, dedicação e inestimável apoio.

Ao Prof. Dr. Nilson Barbieri, pelas sugestões e ajuda na medição da velocidade das válvulas de admissão e exaustão do motor monocilíndrico.

Aos colegas e companheiros do Laboratório de Termodinâmica Aplicada da PUCPR, pela amizade e pela agradável convivência durante todos estes anos. Em especial ao Dr. André Valente Bueno por todo o ensinamento adquirido e aplicado neste trabalho.

À todos que contribuíram para a realização deste projeto e foram involuntariamente omitidos.

Resumo

Neste trabalho foi desenvolvido um modelo físico destinado ao estudo dos escoamentos não-estacionários e não-isentrópicos nos dutos de admissão e de exaustão de um motor de combustão interna. O modelo físico consiste de um motor de combustão monocilíndrico, o qual foi acionado externamente por um motor elétrico. No trabalho apresenta-se uma descrição detalhada do aparato experimental utilizado, incluindo informações sobre a construção da bancada e sobre os sensores utilizados para medir os valores instantâneos da pressão, da posição angular do virabrequim e do deslocamento das válvulas. Além disso, no trabalho são deduzidas as equações que governam o escoamento em dutos para o caso unidimensional e não-estacionário de um fluido compressível, e é apresentada uma solução destas equações baseada no método das características. Uma rotina computacional que emprega esta solução foi utilizada para obter a distribuição de pressões, velocidades e temperaturas ao longo dos dutos de admissão e de exaustão de um motor de combustão interna, com o objetivo de comparar os resultados numéricos com os resultados experimentais. O estudo permitiu concluir que o modelo físico reproduz adequadamente os fenômenos observados em motores de combustão reais e que a simulação produziu resultados bastante próximos daqueles medidos no modelo físico.

Abstract

This work contains the description of a physical model, which was built in order to study the non-stationary and non-isentropic flow that occurs in the admission and exhaust ducts of an internal combustion engine. This physical model consists of a single-cylinder petrol engine running motored by an electrical engine. A detailed presentation of the experimental apparatus used is given, including information on the sensors utilized to measure the pressure, the angular position of the crankshaft and the displacement of the valves. Besides that, a detailed deduction of equations that govern the one-dimensional, transient, compressible flow was included and a comprehensive study was conducted in order to obtain a solution based on the method of characteristics. Additionally, a computational routine, which uses this solution to simulate the flow in admission and exhaust manifolds, was used in order to compare its results with the measured values obtained from the physical model. Based on results it was possible to conclude that the experiments carried out using this physical model adequately reproduced the relevant phenomena observed in real engines and that these experiments were in agreement with the numerical solution.

Sumário

1	Introdução	1
2	Revisão Bibliográfica	3
2.1	Introdução	3
2.2	Pulso de pressão	3
2.3	Equações Governantes e Métodos de Solução	8
3	Procedimento experimental	13
3.1	Aparato Experimental para a Obtenção da Curva de Deslocamento das Válvulas	14
3.2	Aparato Experimental para a Obtenção da Pressão nos Dutos e na Câmara de Combustão	18
3.3	Transdutor piezelétrico de pressão	20
3.4	Sistema de aquisição de sinais	22
4	Modelo Matemático	25
4.1	Análise pela Primeira Lei da Termodinâmica	25
4.2	Taxa de transferência de calor	28

4.3	Equações governantes para os escoamentos nos dutos	29
4.4	Método das Características	36
4.5	Transferência de calor para as paredes do duto	41
4.6	Condições de Contorno	42
4.6.1	Saída de gás do duto através de uma válvula	43
4.6.2	Saída de gás através de um extremo livre	45
4.6.3	Entrada de gás ao duto através de uma válvula	45
4.6.4	Entrada de gás no duto através de um extremo livre	48
4.6.5	Extremo fechado do duto	48
5	Resultados	49
5.1	Resultados Experimentais da Medição do Deslocamento das Válvulas	49
5.2	Resultados experimentais da medição de pressão na câmara de combustão	53
5.3	Comparação dos resultados experimentais e numéricos na câmara de combustão	55
5.4	Comparação dos resultados experimentais e numéricos nos dutos de admissão e exaustão	58
6	Conclusões	63
6.1	Sugestões para futuros trabalhos	64
	Referências Bibliográficas	65
	Apêndice A – Determinação do volume do câmara de combustão	68
	Apêndice B – Determinação da área de transferência de calor	70
	Apêndice C – Resultados	71

Lista de Figuras

Figura 2.1	Onda de pressão simples.	4
Figura 2.2	Esquema de um pulso de pressão inicial e refletido.	5
Figura 2.3	Curva de pressão em função do tempo na porta da válvula de admissão.	6
Figura 2.4	Pressão versus ângulo manivela.	7
Figura 2.5	Variação da pressão em função do ciclo.	8
Figura 3.1	Bancada de ensaio construída para a geração de ondas de pressão.	15
Figura 3.2	Configuração do sistema de medição da velocidade das válvulas.	17
Figura 3.3	Medição da velocidade das válvulas.	17
Figura 3.4	Princípio de funcionamento do marcador angular óptico.	18
Figura 3.5	Posicionamento dos transdutores de pressão no modelo físico.	19
Figura 3.6	Localização dos pontos de medição da pressão ao longo do duto. Os comprimentos mostrados na figura são em relação ao começo do duto do lado das válvulas.	20
Figura 3.7	Princípio de funcionamento de um transdutor piezelétrico de pressão.	21
Figura 3.8	Circuito equivalente da medição da pressão.	22
Figura 4.1	Volume de controle escolhido no qual se aplicou a primeira lei da termodinâmica.	26

Figura 4.2	Volume de controle diferencial do duto.	30
Figura 4.3	Forças que atuam na superfície de controle.	31
Figura 4.4	Desenho da válvula (lado esquerdo) e sua simplificação para este trabalho (lado direito).	43
Figura 5.1	Velocidade das válvulas.	50
Figura 5.2	Ângulo de perda em função do inverso da rotação.	50
Figura 5.3	Modelo parabólico.	51
Figura 5.4	Comparação do resultado experimental com o modelo parabólico.	52
Figura 5.5	Erro do resultado experimental com o modelo parabólico.	53
Figura 5.6	Pressão no cilindro.	54
Figura 5.7	Pressão no cilindro durante o período de trocas de gases.	55
Figura 5.8	Comparação das curvas de pressão na câmara de combustão obtidos numericamente e experimentalmente a 1400 rpm.	56
Figura 5.9	Comparação das curvas de pressão na câmara de combustão obtidas numericamente e experimentalmente a 2400rpm.	57
Figura 5.10	Comparação das curvas de pressão na câmara de combustão obtidas numericamente e experimentalmente a 2600rpm.	57
Figura 5.11	Comparação das curvas de pressão na posição de 30 mm em relação à válvula de admissão.	58
Figura 5.12	Comparação das curvas de pressão na posição de 500 mm em relação à válvula de admissão.	59
Figura 5.13	Comparação das curvas de pressão na posição de 700 mm em relação à válvula de admissão.	59
Figura 5.14	Comparação das curvas de pressão na posição de 30 mm em relação à válvula de exaustão.	61
Figura 5.15	Comparação das curvas de pressão na posição de 500 mm em relação à válvula de exaustão.	62
Figura 5.16	Comparação das curvas de pressão na posição de 700 mm em relação à válvula de exaustão.	62

Figura A.1	Definição dos parâmetros geométricos do sistema biela-manivela.	68
Figura C.1	Comparação das curvas de pressão na posição de 30 mm em relação à válvula de admissão para 1400rpm.	71
Figura C.2	Comparação das curvas de pressão na posição de 500 mm em relação à válvula de admissão para 1400rpm.	72
Figura C.3	Comparação das curvas de pressão na posição de 700 mm em relação à válvula de admissão para 1400rpm.	72
Figura C.4	Comparação das curvas de pressão na posição de 30 mm em relação à válvula de exaustão para 1400rpm.	73
Figura C.5	Comparação das curvas de pressão na posição de 500 mm em relação à válvula de exaustão para 1400rpm.	73
Figura C.6	Comparação das curvas de pressão na posição de 700 mm em relação à válvula de exaustão para 1400rpm.	74
Figura C.7	Comparação das curvas de pressão na posição de 30 mm em relação à válvula de admissão para 2400rpm.	74
Figura C.8	Comparação das curvas de pressão na posição de 500 mm em relação à válvula de admissão para 2400rpm.	75
Figura C.9	Comparação das curvas de pressão na posição de 700 mm em relação à válvula de admissão para 2400rpm.	75
Figura C.10	Comparação das curvas de pressão na posição de 30 mm em relação à válvula de exaustão para 2400rpm.	76
Figura C.11	Comparação das curvas de pressão na posição de 500 mm em relação à válvula de exaustão para 2400rpm.	76
Figura C.12	Comparação das curvas de pressão na posição de 700 mm em relação à válvula de exaustão para 2400rpm.	77

Lista de Tabelas

Tabela 3.1	Especificações do motor utilizado nos experimentos.	14
Tabela 3.2	Especificações do motor elétrico utilizado para mover o motor a combustão.	14
Tabela 3.3	Dados do transdutor piezelétrico de pressão da câmara de combustão.	19
Tabela 3.4	Dados do transdutor piezelétrico de pressão instalado nos dutos.	20
Tabela 3.5	Possíveis ganhos do amplificador de carga AVL 3066A01.	24
Tabela 5.1	Dados do sincronismo das válvulas.	53

Lista de Símbolos

ava	Abertura da válvula de admissão
ave	Abertura da válvula de exaustão
A	Área
c_p	Calor específico a pressão constante
c_v	Calor específico a volume constante
c	Velocidade do som
c_A	Nível de entropia
CD	Coefficiente de descarga
D	Diâmetro
E	Energia
f_{va}	Fechamento da válvula de admissão
f_{ve}	Fechamento da válvula de exaustão
f	Coefficiente de atrito
F	Força
G	Ganho
h	Entalpia por unidade de massa
k	Relação de calores específicos c_p/c_v

k_c	Condutividade térmica
i	Corrente elétrica
m	Massa
\dot{m}	Vazão mássica
M	Número de Mach
Nu	Número de Nusselt
P	Pressão
PMI	Ponto morto inferior
PMS	Ponto morto superior
Pr	Número de Prandtl
q	Carga elétrica
\dot{q}	Taxa de transferência de calor por unidade de massa
Q	Taxa de transferência de energia na forma de calor
rpm	Rotações por minuto
R	Constante particular do gás
Re	Número de Reynolds
S	Sensibilidade
t	Tempo
T	Temperatura
T_w	Temperatura da parede
u	Energia interna por unidade de massa
U	Diferença de Potencial
V	Volume
w	Velocidade
w_p	Velocidade média do pistão
W	Trabalho
y	Elevação instantânea da válvula

z	Coordenada espacial
α	Ângulo
β	Variável de Riemann
ε	Taxa de compressão
θ	Ângulo de manivela
λ	Variável de Riemann
μ	Viscosidade dinâmica
ρ	Massa específica
ψ	Relação das áreas na seção da garganta e no extremo do duto
π	Número pi

CAPÍTULO 1

Introdução

O aumento nos preços dos combustíveis derivados de petróleo e a introdução de normas ambientais cada vez mais restritivas, motivaram as pesquisas em busca de motores mais econômicos e, ao mesmo tempo, menos agressivos ao meio ambiente. Se até a década de 1970 o desenvolvimento dos motores estava focado na busca por maiores potências, a primeira crise do petróleo (1973) e os primeiros sinais de fragilidade do meio ambiente, deslocaram o foco da atenção para a redução do consumo de combustível e para a diminuição da emissão de poluentes nos gases de exaustão. Esta atitude contribuiu para o desenvolvimento de novas tecnologias, como o controle eletrônico dos motores, e para a reconsideração de conceitos antigos que antes tinham sido abandonados por causa das limitações técnicas da época ^[1].

Para o desenvolvimento de motores cada vez mais econômicos e menos poluentes utilizam-se técnicas experimentais, teórico-empíricas e computacionais. A abordagem experimental é cara e pode demandar muito tempo até se chegar a soluções satisfatórias. Os recursos teórico-empíricos são mais baratos e têm grande valor no início do desenvolvimento, mas são bastante limitados em termos de informações disponibilizadas. Atualmente, os recursos computacionais são, sem dúvida alguma, os mais utilizados, tanto nas fases iniciais de definições como na fase de projeto do motor ou de suas partes. Só nas fases finais é que se utiliza o recurso experimental, para a confirmação dos resultados previstos via modelos computacionais ^[1].

O estudo de motores de combustão interna requer que os processos do motor sejam

adequadamente representados por modelos computacionais. Para isto, o modelo computacional deve ser aferido com dados experimentais que poderão ser obtidos de modelos físicos simplificados ou de motores propriamente ditos. Quando são utilizados modelos físicos simplificados, é necessário que neles estejam reproduzidas as características que se deseja analisar.

O presente trabalho está focado no estudo tanto experimental como físico-matemático dos processos de admissão e exaustão do motor. Com esse objetivo, foi projetada e construída uma bancada experimental, onde foram reproduzidas condições semelhantes de um motor de combustão interna obtendo-se dados de pressão instantânea nos escoamentos não estacionários de um fluido compressível, ao longo dos dutos de admissão e exaustão. Esse arranjo experimental deve reproduzir as condições de propagação de ondas de pressão, que são características dos motores de combustão interna. Assim, esta bancada serviu como um modelo físico usado para aferição de modelo matemático. No trabalho é apresentado, também, um método de medição do sincronismo de abertura e fechamento das válvulas. Como será visto mais adiante, estes dados são importantes para as discussões sobre a propagação das ondas de pressão nos dutos.

Esta dissertação de mestrado está organizada em 6 capítulos. No Capítulo 2, é apresentada uma revisão da literatura abordando os processos termo-fluidos dos motores de combustão interna, as bancadas de ensaios de motores e os modelos matemáticos que representam a física do problema. Finalizando o Capítulo 2, são apresentados os métodos utilizados para a solução das equações governantes.

No Capítulo 3, descreve-se a construção da bancada de ensaios de um motor monocilíndrico com acionamento externo. Depois, é discutida toda a abordagem de medição do deslocamento das válvulas de admissão e escape. A última parte do Capítulo 3 aborda a medição de pressão por transdutores piezelétricos e seu emprego no estudo dos motores de combustão interna.

O Capítulo 4 trata da modelagem matemática de motores, numa primeira parte são deduzidas as equações que permitem calcular a evolução da pressão e temperatura dentro do cilindro. Em seguida, apresenta-se a dedução das equações governantes dos escoamentos nos dutos, na condição unidimensional e transitória. Além disso, algumas relações empíricas utilizadas para a determinação de alguns parâmetros que são necessários para a solução das equações. O método das características é apresentado como solução do sistema de equações que governam o escoamento nos dutos.

No capítulo 5 são mostrados e comentados os resultados obtidos.

2.1 Introdução

A eficiência dos motores de combustão interna depende marcadamente do aproveitamento dos fenômenos inerciais e pulsantes que ocorrem nos dutos de admissão e descarga. 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.

2.2 Pulso de pressão

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 2.3. 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 ^[2].

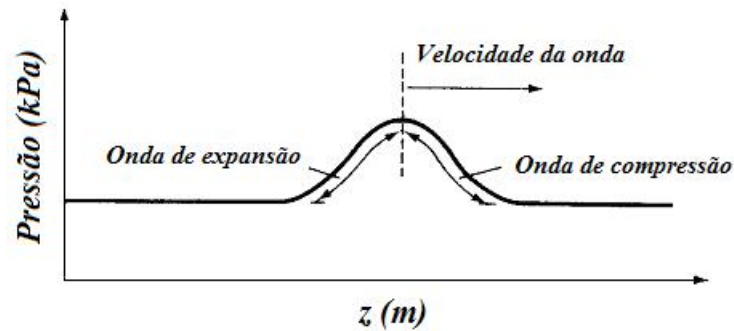


Figura 2.1: Onda de pressão simples ^[3].

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 ^[4], como mostra a Figura 2.2. 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 2.2 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.

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 de ótimo do ângulo de fase, ajustando o comprimento do duto de admissão ^[2].

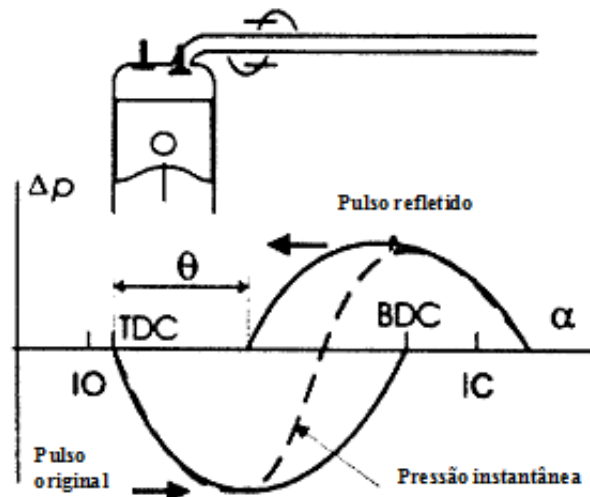


Figura 2.2: Esquema de um pulso de pressão inicial e refletido ^[2].

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 se desloca agora 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 2.2).

A Figura 2.4 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 2.4(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 somando-se com a onda de rarefação, que neste momento já começa a aumentar de magnitude, apresenta um aumento significativo de pressão instantânea, encontrando seu pico no ângulo de 180 graus.

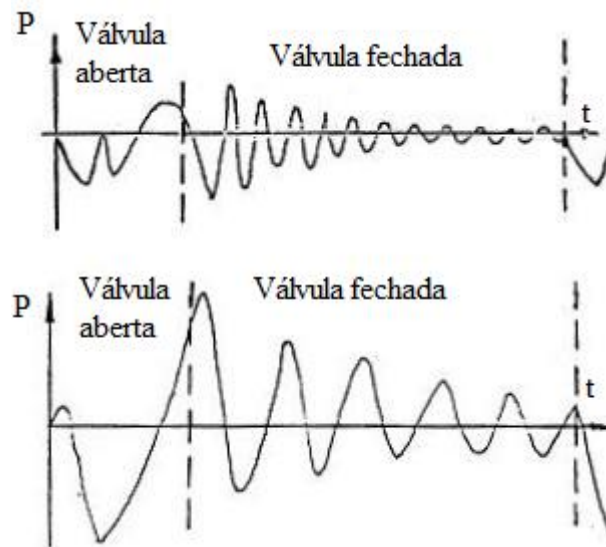


Figura 2.3: Curva de pressão em função do tempo na porta da válvula de admissão ^[2].

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 movimento 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 2.4(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 2.4(c) , o ângulo de fase vale 120 graus. Portanto, o primeiro

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 ^[2], os valores ótimos para o ângulo de fase está entre 80 e 90 graus.

Um fato observável na Figura 2.4 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 2.5, 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 ^[2].

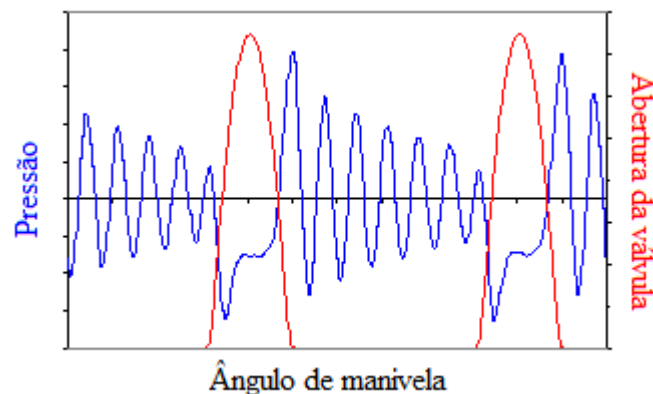


Figura 2.5: Variação da pressão em função do ciclo ^[2].

2.3 Equações Governantes e Métodos de Solução

Historicamente, as equações governantes 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.

Essas equações contém derivadas parciais hiperbólicas, que podem ser resolvidas por várias técnicas, sendo que a primeira solução foi obtida pelo método das características.

No método das características, Riemann transformou as equações em derivadas parci-

ais em equações em derivadas ordinárias, ao longo das chamadas linhas características ^[5]. A condição local no fluxo em qualquer tempo e posição é encontrada no chamado diagrama de estado.

As equações ao longo das linhas características foram resolvidos graficamente por Haller (1945), e essa solução foi aplicada pela primeira vez em um motor de combustão por Jenny (1950). A primeira solução numérica das equações que resultam do método das características foi realizada por Benson ^{[6] [7]}, que utilizou uma malha retangular nas direções z e t . Valores iniciais são atribuídos nos pontos da malha no tempo igual a zero, e o valor das variáveis de Riemann em cada ponto da malha é determinado para etapas subsequentes do tempo.

O procedimento de Benson é justificado no processo de admissão, mas não no duto de exaustão, onde os gradientes de temperatura são elevados e podem originar mudanças abruptas do nível de entropia. Levando em conta o fato que o método das características baseado em malha não permite ter uma boa aproximação neste caso, ele se torna inviável. Payri ^[8] descreve que no caso de mudança de direção do escoamento, gera-se uma variação abrupta da variável nível de entropia. Portanto este autor sugere que neste caso, deve-se gerar não uma mas duas *path lines*, o que permite representar adequadamente esse fenômeno. No entanto, o tempo computacional aumenta consideravelmente. Esse procedimento é otimizado e descrito em Velásquez ^[5].

Métodos em diferenças finitas têm sido também aplicados para resolver as equações governantes. Lax desenvolveu em 1954 uma técnica capaz de representar ondas de choque, caracterizados por descontinuidades nas variáveis do escoamento, não necessitando tratamento especial. Em 1960, Lax e Wendroff introduziram um método capaz de modelar escoamentos com a presença de choque com precisão de segunda ordem. O método de Lax-Wendroff necessita da utilização de uma viscosidade artificial que apesar do nome não tem nada a ver com a viscosidade dinâmica dos fluidos. Este termo deve ser entendido como uma relaxação do termo de segunda ordem cujo objetivo é atenuar as oscilações numéricas em gradientes elevados. Já em 1969, surge a versão MacCormack dessa técnica, que tornou-se uma das técnicas mais utilizadas para solucionar numericamente o problema do escoamento unidimensional transitório ^[9]. Payri *et al.* ^[10] aplicaram o método de MacCormack para o sistema de exaustão, observando que a vantagem encontrada na aplicação desse método é que ele apresenta menor oscilação numérica e ligeiramente mais rápido ^[10] que os métodos aqui citados.

O método das características apresenta uma abordagem analítica, transformando o sistema de equações diferenciais parciais em um sistema de equações diferenciais ordinárias ao longo das chamadas curvas características. Já no método de um passo ou mesmo no de dois

passos de Lax-Wendroff, as equações diferenciais são diretamente discretizadas em diferenças finitas através de expansão em série de Taylor. No entanto em regiões de alto gradiente, ou seja, em regiões de mudança abrupta de propriedades, o método de Lax-Wendroff apresenta oscilações. Em contraste, o método das características não produz soluções com tais oscilações. Outra vantagem do método das características é que a determinação das condições nos contornos é inerente ao método de solução. Já no caso do método de Lax-Wendroff, as equações de balanço devem ser resolvidas nas fronteiras através do método das características. São poucos os artigos que apresentam uma comparação entre o método das características e o método de Lax-Wendroff de dois passos. Um deles, o de Takizawa ^[11] conclui que o método de Lax-Wendroff de dois passos fornece resultados mais precisos. Não é de se admirar, pois esse método é de segunda ordem já que o método das características é de primeira ordem quando integrado pelo método de Euler, o que é mais comum. O termo mais preciso aqui utilizado refere-se à conservação de vazão mássica. Outro trabalho relevante é o de Poloni ^[12], em que se comparam os dois métodos para vários casos de escoamento e se conclui que os dois métodos são utilizáveis para simulação de motores, mas que o método das características não acompanha bem o resultado experimental por causa das interpolações nos pontos da malha. No método de Lax-Wendroff de dois passos, o algoritmo gerado por esse método é simples e normalmente apresenta tempo computacional inferior.

Uma parte do desenvolvimento de modernos métodos numéricos para resolver escoamentos com variações rápidas, como o que ocorre ao longo de ondas de choque, é o conceito de limitadores. Boris e Book (1973) sugeriram primeiramente este tipo de aproximação. Harten (1983) introduziu a idéia dos métodos *total variation diminishing* (TVD) ^[13] ^[14]. Este conceito de limite generalizado trouxe vantagens substanciais na implementação dos limites dos fluxos não lineares. Como já foi visto, os métodos de segunda ordem são essencialmente dispersivos, gerando a presença de oscilações perto de descontinuidades no escoamento. Para remover essas oscilações espúrias, um outro método foi proposto, a técnica do *flux-corrected transport* (FCT) ^[13] ^[14], mas de todo modo, em todos, o uso dessas técnicas implica em um aumento do tempo computacional. Utilizando Lax-Wendroff com TVD o aumento do tempo computacional é de aproximadamente sessenta por cento em relação a Lax-Wendroff sem TVD ^[10].

A discretização espacial clássica do método de Lax-Wendroff é escrita em diferenças finitas centrais. Trabalhos mais recentes como o de Onoratti *et al.* ^[15] e Qiu *et al.* ^[16], utilizam elementos finitos baseado no método de Galerkin ^[17]. Resultados apresentados por esses autores mostram que não há ganho significativo em utilizar o método de Galerkin. Apenas existe um ganho em exatidão na escolha de elementos de terceira ordem, o que parece natural quando se

compara a discretização em diferenças finitas centrais que se resume a segunda ordem.

As condições de contorno podem ser simples como, por exemplo, extremos livres, escoamento através de válvulas ou extremos fechados. As condições de contorno são facilmente encontradas para um extremo fechado em que se sabe que a velocidade deve ser nula. Já para um extremo livre e para escoamento através de válvula devem-se utilizar as aproximações e modelos apresentados no Capítulo 4. Nos trabalhos de Takizawa *et al.* ^[11], Payri *et al.* ^[10] foram aplicados o método das características no contorno com o objetivo de encontrar as propriedades do fluido na fronteira. A vantagem em se utilizar essa abordagem reside em que esses modelos são mais condizentes com a realidade e permitem a comparação dos métodos sem a influência das fronteiras.

Os modelos de escoamento através de válvula aqui apresentados utilizam o chamado coeficiente de descarga. Esse coeficiente é definido como a razão entre a área geométrica de passagem do fluido e a área da equivalente (ou da garganta) utilizada nos modelos. O coeficiente de descarga pode ser obtido experimentalmente e foram aqui utilizados os resultados de Kastner ^[18], Laforgia e Ficarella ^[19]. Já o cálculo das áreas geométricas são apresentados por esses autores e amplificados no trabalho de Velásquez ^[5].

No caso de turbo-compressores, o trabalho de Winterbone ^[20] descreve uma metodologia para obter a eficiência do sistema turbo-compressor de um motor diesel expressando o trabalho da turbina em função das variáveis de Riemann. Este método foi aplicado a primeira vez por Benson e Alexander introduzindo o coeficiente de perda de pressão, que é obtido experimentalmente através do fluxo em regime permanente. Portanto, aqui se adota hipótese de que no trecho da junção o escoamento é quase-estático. Naturalmente existe um valor para cada razão de vazão entre os dutos.

Junções de dutos, entretanto, são frequentemente utilizadas em motores multicilindros e assim é necessário calcular os efeitos da presença de junções afetam o escoamento e a pressão em cada duto. Uma aproximação simples, descrita por Benson *et al.* ^[6] consiste em supor que a cada passo de tempo do cálculo das características as pressões no final de todos os dutos são iguais (modelo de pressão constante). Esse procedimento negligencia a perda de carga na passagem do escoamento através da junção e não permite a inserção das perdas de carga que afetam a vazão resultante após a junção. Takizawa *et al.* ^[11] apresentaram uma modificação no modelo de pressão constante e o utilizaram para simular cinco ou mais dutos, o que ocorre frequentemente em motores de combustão interna. O modelo do momentum, mais generalista, que engloba mais tipos de junções é apresentado por Bingham e Blair ^[21] e utiliza coeficientes obtidos através de ensaios em regime permanente. Os resultados desse modelo apresentaram

boa correlação com os ensaios em motores e também com o modelo de pressão constante. Outros equipamentos como silenciadores também podem ser inseridos em coletores de descarga, como apresentado por Smith ^[22].

Um dos objetivos em se validar métodos numéricos do processo de admissão de motores de combustão interna está em se aproveitar ao máximo o trabalho de bombeamento de ar para dentro do cilindro, em outras palavras, aumentar a eficiência volumétrica do motor. Payri *et al.* ^[8] apresentaram alguns resultados obtidos alterando o tempo da abertura da válvula ou a duração do processo de admissão para alguns regimes do motor. Neste caso utiliza-se o método das características para resolver as equações governantes.

CAPÍTULO 3

Procedimento experimental

Este capítulo descreve a construção da bancada de ensaios para o estudo dos escoamentos de admissão e exaustão de um motor. A idéia básica consiste em acionar um motor de combustão interna com ajuda de um motor elétrico, para gerar ondas de pressão nos dutos de admissão e exaustão. O motor escolhido foi um Briggs & Stratton, monocilíndrico, modelo 196400. Alguns dados sobre o motor são fornecidos na Tabela 3.1. Para o acionamento do motor de combustão interna utilizou-se um motor elétrico trifásico Weg de 2,2 kW, cujas características são apresentadas na Tabela 3.2. Este motor elétrico foi conectado ao motor de combustão por intermédio de um acoplamento flexível. O controle da velocidade de giro foi feito com um inversor de frequência Weg modelo CFW-08, que permitia a regulagem da frequência da corrente de alimentação do estator do motor elétrico. Como o rotor do motor elétrico tende a seguir a variação do fluxo magnético criado pela corrente que passa no estator, a frequência enviada pelo inversor acaba sendo muito próxima da rotação do motor. A ligação das bobinas do estator foi feita em triângulo, conforme recomendado pelo fabricante para a tensão de alimentação utilizada (220V).

A Figura 3.1 mostra o equipamento utilizado para a realização dos ensaios. A base foi construída a partir de uma viga em U de aço carbono, sobre a qual foi fixado o motor de combustão com quatro parafusos. Já para a fixação do motor elétrico foi feita uma ranhura sobre a viga, na direção perpendicular ao eixo, e foi usinada uma peça com uma ranhura na

Tabela 3.1: Especificações do motor utilizado nos experimentos.

Motor Monocilíndrico Briggs and Stratton Modelo 196400	
Configuração	4 tempos carburado
Volume deslocado (cm ³)	318,5
Diâmetro do pistão (mm)	76,20
Curso (mm)	69,85
Comprimento da biela (mm)	89,50
Relação de compressão	6,55:1

Tabela 3.2: Especificações do motor elétrico utilizado para mover o motor a combustão.

Motor Trifásico IP55 W21	
Tipo	Motor trifásico de indução - rotor de gaiola
Carcaça	90S
Potência (kW)	2,2
Frequência (Hz)	60
Pólos	2
Rotação nominal (rpm)	3450
Tensão nominal (V)	220/380
Corrente nominal (A)	8,42/4,87
Torque nominal (Nm)	6,07
Rendimento (%)	81,5
Fator de potência	0,84

direção paralela ao eixo. Essas ranhuras têm por objetivo facilitar o alinhamento dos eixos de ambos os motores. Além disso, a regulagem de altura dos eixos foi feita usando-se um pedestal usinado. Motores monocilíndricos apresentam grande desbalanceamento, o que provoca intensa vibração quando estão em funcionamento. Para amortecer esta vibração foram utilizados coxins de borracha na base da viga. Uma outra providência necessária para a construção da bancada foi a montagem do acoplamento flexível (mostrado em destaque na Figura 3.1), o que foi feito utilizando-se chavetas. Além disso, foi necessário construir uma peça para acoplar o marcador angular óptico ao eixo virabrequim, e outra para servir de suporte para esse sensor. Estas peças são mostradas em destaque na Figura 3.1.

3.1 Aparato Experimental para a Obtenção da Curva de Deslocamento das Válvulas

Os instantes de abertura e fechamento das válvulas, bem como a curva de deslocamento das mesmas, são parâmetros importantes para o estudo dos escoamentos de gases em motores

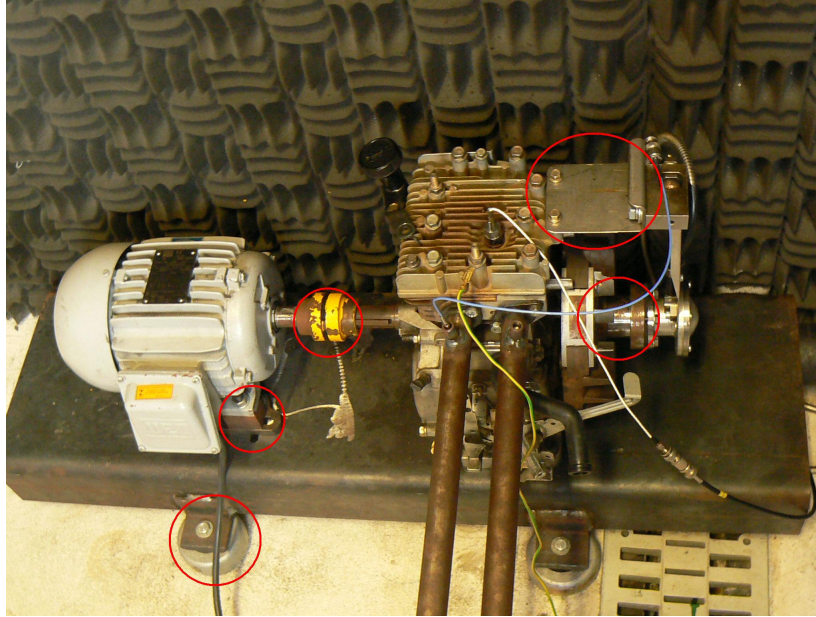


Figura 3.1: Bancada de ensaio construída para a geração de ondas de pressão.

de combustão interna. A curva de deslocamento é caracterizada pelo ângulo de abertura e pelo tempo que ela permanece aberta. Esses parâmetros determinam o tempo em que os dutos estão sujeitos a influências da pressão no cilindro. A medição do deslocamento das válvulas demandou a utilização de um sistema capaz de medir deslocamentos de até 7 mm (elevação máxima das válvulas), resistente a impactos e que permita alta frequência de medição. Além disso, o sistema deveria ter uma referência em relação à posição do pistão.

O sistema que mais se adequou a tais exigências foi o laser interferométrico operando em conjunto com um marcador angular óptico, os dois conectados a um computador dotado de um conversor analógico-digital. A principal vantagem deste sistema reside em que não há contato mecânico com a válvula. Como a aceleração das válvulas é alta, existe a força inercial que incide sobre o sistema de medição com contato mecânico, o que pode danificar o equipamento. Outra vantagem do sistema utilizado está na possibilidade de conexão do laser ao conversor analógico-digital AVL disponível no laboratório, já que sua característica de resposta é em tensão de ± 10 V. A taxa de amostragem é então ditada pelo marcador angular óptico que já é integrado com o conversor analógico-digital. A capacidade do marcador angular óptico da AVL é de fornecer um pulso a cada $0,5^\circ$. Com este valor pode-se estimar o tempo de aquisição de sinais a cada $0,5^\circ$ de giro:

$$\Delta t = \frac{0,5^\circ}{6rpm} \quad (3.1)$$

A partir da equação 3.1 pode-se verificar que a 600 rpm o intervalo entre as medições é de aproximadamente $1,34 \times 10^{-4}$ s, e a 3600 rpm, este intervalo é de $2,3 \times 10^{-5}$ s. Este é um exemplo para mostrar como é crítica a resposta em frequência para o problema em questão.

Assim, o sistema de medição utilizado foi composto por:

1. Laser interferométrico;
2. Marcador angular óptico: Envia uma seqüência de sinais luminosos de curta duração (720 sinais por giro) para a determinação do ângulo de manivela (CDM) e um sinal de referência (Trigger). A aferição do ângulo entre o ponto morto superior e a marca do disco que fornece o sinal Trigger foi realizada através da curva de pressão;
3. Conversor Luz-Pulso: Converte o sinal luminoso do marcador angular em pulsos elétricos que são enviados ao sistema de aquisição de dados, servindo de referência para os demais dados obtidos;
4. Micro-computador Compaq com conversor analógico-digital AVL: Armazena e mostra as seqüências de dados digitalizados provenientes dos ensaios;
5. Software Indimiter da AVL.

Na Figura 3.2, está ilustrada a arquitetura de medição do deslocamento das válvulas. A variação da frequência do raio emitido pelo laser é então sentida pelos fotodetectores e convertida em um sinal de tensão pelo contador. Esta variação de frequência se deve ao deslocamento de uma fita refrataria colocada no topo das válvulas como ilustrado na Figura 3.3. O sinal de tensão do interferômetro laser, pode ser usado para medir tanto o deslocamento como a velocidade. Realizando-se ensaios para medir diretamente o deslocamento da válvula verificou-se que o sistema laser chegava perto da saturação quando o deslocamento estava próximo de 7 mm, o que está muito próximo do valor de deslocamento máximo da válvula. Com esta saturação o sinal de saída perdia a referência e tornara-se impossível obter uma boa curva do levantamento da válvula. A solução encontrada foi trabalhar com o sinal em tensão proporcional à velocidade da válvula. Com este tipo de medição não ocorreu à saturação e o sinal de saída não perdeu a referência. Por este motivo, adotou-se esta metodologia de ensaio.

O sinal de tensão proporcional à velocidade foi então transformado em sinal digital com a frequência de medição imposta pelo marcador angular óptico. O princípio de funcionamento do marcador angular óptico baseia-se na varredura foto elétrica de finas seqüências de traços. O suporte da medição dos marcadores angulares é um disco de vidro sobre o qual é

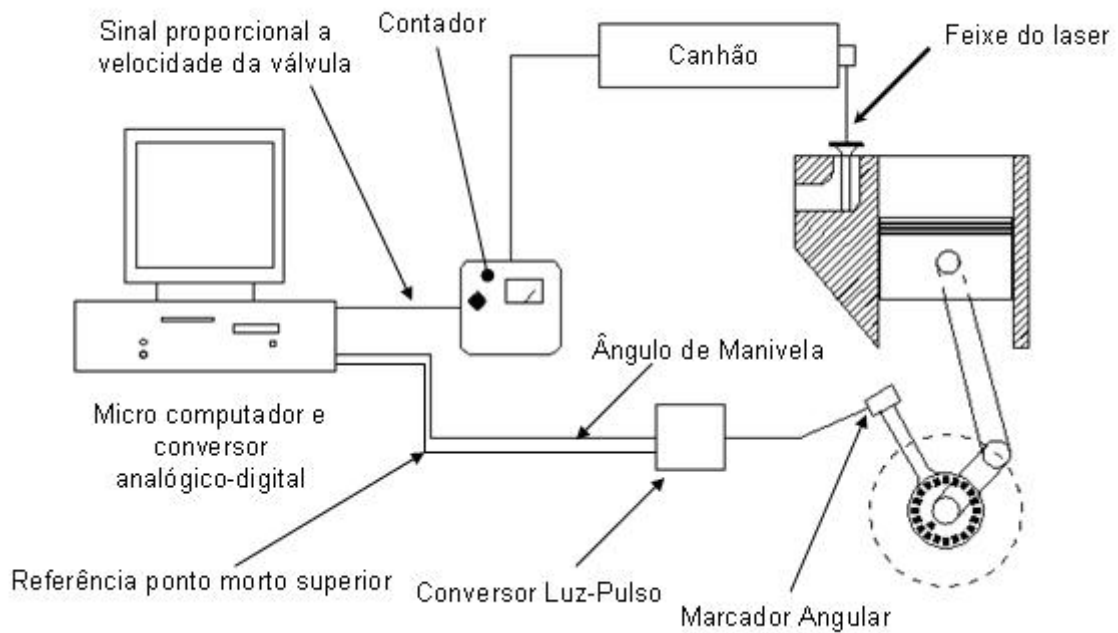


Figura 3.2: Configuração do sistema de medição da velocidade das válvulas.

colocada uma seqüência radial de traços e interstícios, constituindo o que é chamado de pista incremental (Figura 3.4). Uma segunda pista comporta uma marca de referência (Figura 3.4). 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 foto-voltaicas 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



Figura 3.3: Medição da velocidade das válvulas.

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.

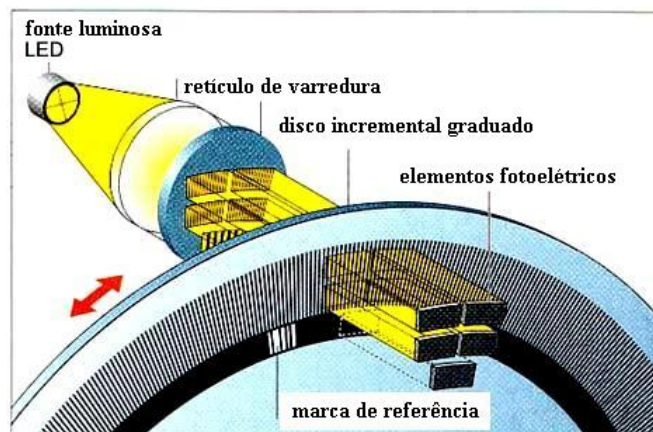


Figura 3.4: Princípio de funcionamento do marcador angular óptico.

3.2 Aparato Experimental para a Obtenção da Pressão nos Dutos e na Câmara de Combustão

A medição da pressão foi feita por meio de transdutores piezelétricos de pressão devido às propriedades já discutidas no Capítulo 2. O carburador e o escape foram retirados do motor com o intuito de simplificar a geometria. No lugar deles foram confeccionados tubos de aço carbono com seção circular e constante, com diâmetro de 25,4 mm. Sobre este tubo foram soldados cilindros que serviram de suportes para a instalação do transdutor de pressão AVL GM12D (Tabela 3.3). A construção dos cilindros e a solda destes ao tubo foram feitos levando-se em conta a importância de não gerar nenhum volume morto que viesse a interferir na medição. O motivo de usar esse transdutor nos dutos deve-se ao fato de ele ter um diâmetro menor, o que facilitou a sua instalação. Já o transdutor de pressão AVL 12QP300CV foi instalado no lugar da vela de ignição que se localiza acima da câmara de combustão. Na Figura 3.5 pode-se ver a instalação dos transdutores no motor, assim como também o posicionamento do cabo terra. Note que o cabo terra está o mais próximo possível dos sensores, pois ele é de extrema importância na polarização do transdutor, como será visto mais adiante. O marcador angular óptico, já descrito na seção anterior, foi utilizado para sincronizar as medições de pressão com o ângulo de giro do virabrequim.

Para este experimento foram utilizados os equipamentos listados abaixo:

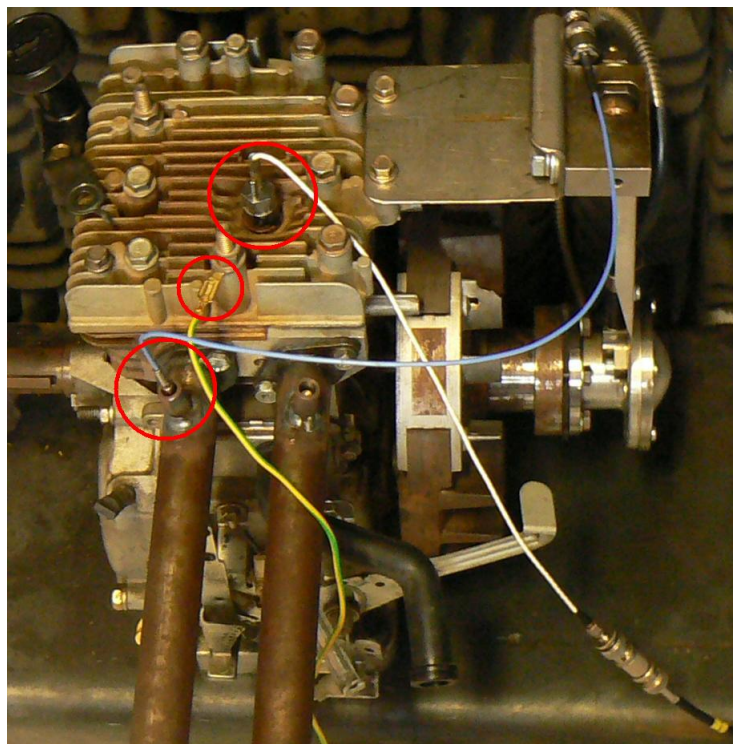


Figura 3.5: Posicionamento dos transdutores de pressão no modelo físico.

Tabela 3.3: Dados do transdutor piezelétrico de pressão instalado na câmara de combustão.

Transdutor Piezelétrico AVL 12QP300CV	
Fundo de escala (bar)	120
Sensibilidade (pC/bar)	44,30
Linearidade	$< \pm 0,5\%$
Frequência natural (kHz)	110

1. Sensor de Pressão do Cilindro: Transdutor piezelétrico montado na câmara de combustão;
2. Marcador Angular Óptico: Envia uma seqüência de sinais luminosos de curta duração (720 sinais por ciclo) para a determinação do ângulo de manivela (CDM) e um sinal de referência para determinar a posição do ponto morto superior (Trigger). A aferição do ângulo entre o ponto morto superior e a marca do disco que fornece o sinal Trigger foi realizada através da curva de pressão;
3. Conversor Luz-Pulso: Converte o sinal luminoso do marcador angular em pulsos elétricos que são enviados ao sistema de aquisição de dados, servindo de referência para os demais dados obtidos;
4. Amplificador de Carga e Conversor de Corrente em Tensão: Equipamento utilizado para a polarização dos transdutores piezelétricos de pressão;

Tabela 3.4: Dados do transdutor piezelétrico de pressão instalado nos dutos.

Transdutor Piezelétrico AVL GM12D	
Fundo de escala (bar)	200
Sensibilidade (pC/bar)	16,41
Linearidade	$< \pm 0,3\%$
Frequência natural (kHz)	130

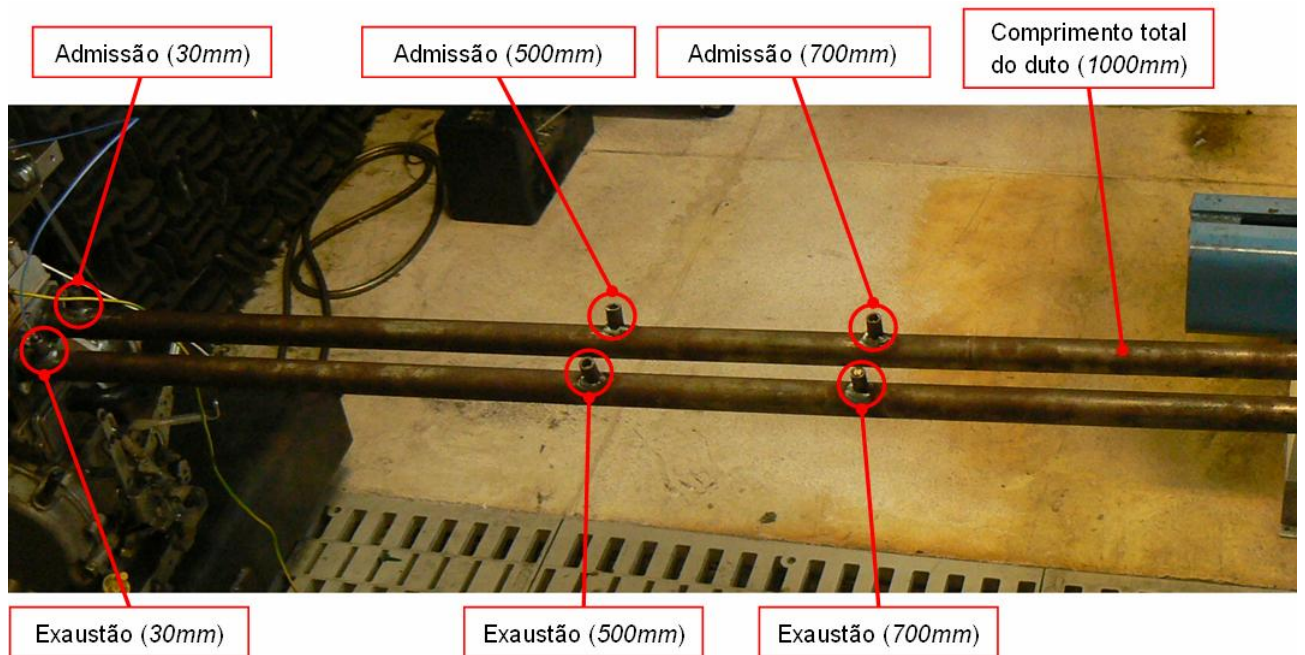


Figura 3.6: Localização dos pontos de medição da pressão ao longo do duto. Os comprimentos mostrados na figura são em relação ao começo do duto do lado das válvulas.

5. Conversor AD: Digitaliza e armazena em sua memória 42 ciclos dos sinais analógicos provenientes dos amplificadores;
6. Microcomputador: Armazena e mostra as sequências de dados digitalizados provenientes dos ensaios.

3.3 Transdutor piezelétrico de pressão

A medição de pressão em motores de combustão interna requer transdutores de pressão que apresentem linearidade adequada, quando submetido a solicitações térmicas e as frequências típicas de motores. Segundo Bueno^[23] a conversão do deslocamento imposto ao diafragma por meio de cristais piezelétricos para a obtenção da pressão proporciona resultados superiores aos obtidos tendo-se extensômetros como elemento de medição. Portanto a aplicação de transduto-

res piezométricos é amplamente empregada na medição de pressão no cilindro e os extensômetros (metálicos ou piezorresistivos) são, então, empregados em locais com solicitações moderadas de temperatura, como por exemplo, na medição de pressão na linha de injeção de diesel. Este comportamento frente às solicitações térmicas e a manutenção da resposta em frequência e da linearidade dos transdutores piezométricos ao longo de uma ampla faixa de pressões se contrapõem aos principais inconvenientes reportados para a sua utilização: a instabilidade da linha de base e a baixa intensidade de seu sinal de saída ^[23]. A Figura 3.7 mostra o princípio de funcionamento de um sensor piezométrico de pressão. A variação de pressão que é a grandeza que se deseja obter é aplicada em um diâfragma de área conhecida. Essa variação de pressão aplicada na área do diafragma resulta numa força que é transmitida até um módulo de cristal de quartzo. Devido à deformação do arranjo atômico do cristal de quartzo (SiO) surge um lado positivo (Si) e um lado negativo (O). Esta polarização de cargas elétricas é chamada de efeito piezométrico. Por conta desse efeito, a deformação do cristal polariza cargas elétricas em uma taxa dada por:

$$\frac{dq}{dt} = G_S \frac{dP}{dt}, \quad (3.2)$$

onde G_S é a sensibilidade do transdutor.

A corrente elétrica que constitui o sinal de resposta do transdutor é justamente o fluxo de carga. Assim, pode-se escrever:

$$i = -\frac{dq}{dt} = -G_S \frac{dP}{dt} \quad (3.3)$$

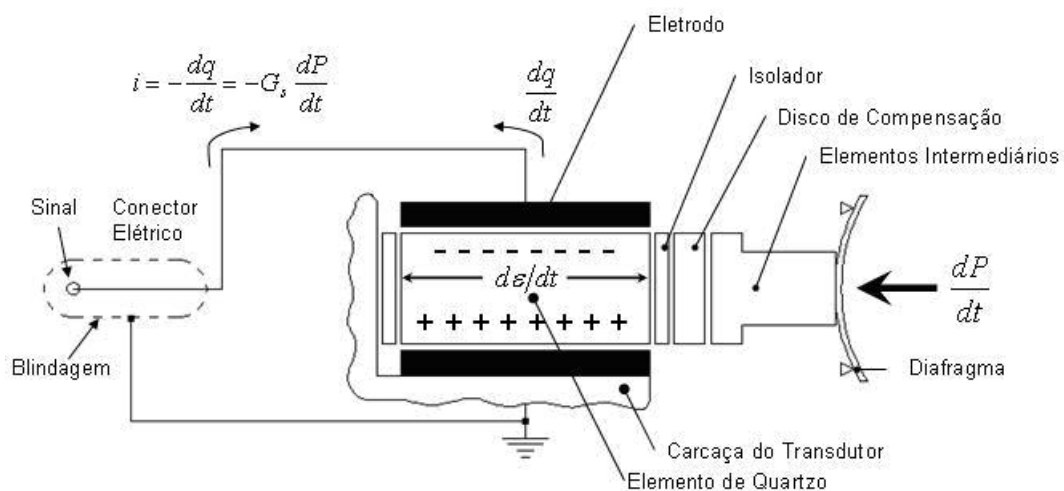


Figura 3.7: Princípio de funcionamento de um transdutor piezométrico de pressão. ^[23]

3.4 Sistema de aquisição de sinais

A metodologia de aquisição de sinais aqui adotada é amplamente aplicada para a determinação da curva de pressão no cilindro em motores de combustão interna. A mesma ligação agora apresentada também servirá para a aquisição do sinal de pressão nos transdutores localizados nos dutos de admissão e escape.

A Figura 3.8 apresenta um esquema simplificado do percurso do sinal até o sistema de aquisição dos dados. Um cabo blindado e de alta resistência de isolamento conduz as cargas elétricas polarizadas do transdutor até a entrada do amplificador de carga, conhecido também como aplicador piezelétrico. Este cabo deve ter uma resistência muito baixa para que não haja perda de magnitude do sinal e deve ser blindado para que nenhuma onda eletromagnética interfira no sinal. O circuito utilizado no amplificador de carga pode ser aproximado como um simples circuito amplificador. Lembrando que esta simplificação tem somente caráter didático, pois no circuito real empregado existem outros componentes como por exemplos filtros. O cabo que contém o sinal é então conectado na entrada negativa do amplificador de carga, isto faz com que o sinal de saída seja positivo já que a corrente é negativa, como mostrado pela Equação 3.2.

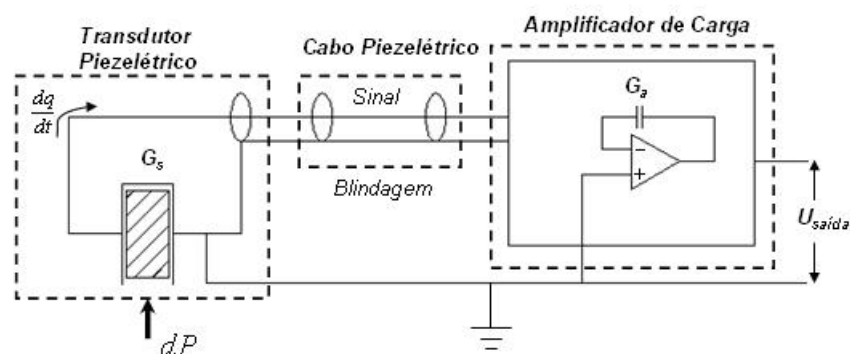


Figura 3.8: Circuito equivalente da medição da pressão. ^[23]

Amplificadores de carga utilizados para essas aplicações devem ter alta impedância de entrada, ou seja, não devem deixar passar corrente passar a terra dentro deles. Sendo assim toda a corrente é passada pelo capacitor que está conectado entre a fase negativa do amplificador e o cabo corresponde ao sinal de saída. Como praticamente toda a corrente passa pelo capacitor, então pode-se dizer que a queda de tensão no capacitor é dada por:

$$i = G_S \frac{dU}{dt}, \quad (3.4)$$

onde G_S é a capacitância do capacitor, U é a tensão do circuito.

Integrando a Equação 3.3, resulta

$$U - U_{ref} = \frac{1}{G_a} \int i dt. \quad (3.5)$$

Pode-se concluir, então, que a diferença de potencial na saída do amplificador é inversamente proporcional ao ganho do amplificador (capacitância do capacitor) e diretamente proporcional à integral da corrente em relação ao tempo. É por isso que esta configuração é chamada de circuito integrador. Como o amplificador é aterrado, a tensão de referência é então recebe um valor nulo. Substituindo a equação 3.3 na equação 3.3, tem-se:

$$U_{saida} = \frac{G_S}{G_a} (P - P_{ref}). \quad (3.6)$$

A sensibilidade de um sistema de medição é definida como variação da característica de resposta dividida pela variação da característica de entrada, que para este caso seria

$$S = \frac{dU}{dP}. \quad (3.7)$$

Substituindo as Equações 3.2 e 3.3 na Equação 3.6 tem-se:

$$S = \frac{G_S}{G_a}. \quad (3.8)$$

Então, resulta que a sensibilidade do sistema é dada pela razão do ganho do sensor pelo ganho do amplificador. Pode-se notar também que sendo os dois ganhos constantes, a sensibilidade será também uma constante, o que é uma grande facilidade nos sistemas de medição, já que nesses casos a característica de resposta varia linearmente com a característica de entrada. Em sistemas de medição sempre se busca uma sensibilidade alta, ou seja, uma pequena variação da grandeza a medir implica em uma grande variação da grandeza de resposta. Neste caso, isso significaria que uma pequena variação de pressão causaria uma grande variação de tensão. A partir da Equação 3.7 pode-se verificar que o melhor sistema seria aquele que apresenta um grande ganho do sensor e um pequeno ganho do amplificador. Entretanto, o conversor analógico-digital tem um limite de tensão que é geralmente de ± 10 Volts. Ou seja, deve-se trabalhar com o ganho do amplificador para obter alta sensibilidade, desde que não ultrapasse o valor máximo de tensão de entrada do conversor analógico-digital. Foi mencionada somente a alteração do ganho do amplificador, já que o ganho do sensor não pode ser mudado. Neste trabalho, este valor foi determinado utilizando-se a seguinte equação,

$$P - P_{ref} = \frac{G_a}{G_S} U_{saida}. \quad (3.9)$$

A carga produzida pelo transdutor de pressão é consideravelmente baixa, alcançando apenas algumas dezenas de pC/bar, o que torna a associação entre um transdutor piezelétrico e um amplificador de carga extremamente sensível quanto à presença de afastamentos da idealidade nos circuitos eletrônicos. A ação de correntes de fuga através da resistência de isolamento do sistema de medição, e até mesmo do próprio circuito integrador, constitui a principal dificuldade imposta à conversão perfeita de cargas polarizadas pelo sensor. Sua atuação causa um lento e contínuo decréscimo do nível de tensão de saída do amplificador de carga com relação aos valores correspondentes às pressões aplicadas no transdutor. A manutenção desta imprecisão em níveis toleráveis demanda a utilização de um amplificador de carga com alta impedância de entrada, além da verificação constante da limpeza e da qualidade das conexões elétricas e cabos que compõem o sistema de medição^[23]. Neste trabalho, a limpeza e a zeragem do circuito integrador foi feita antes de cada medição realizada. Este procedimento se baseia nas recomendações de Bueno^[23], que afirma que estas imprecisões podem levar a um deslocamento de dezenas de bar durante um longo tempo de medição, tornando obrigatória a reinicialização periódica do amplificador para que se evite a saturação. A Tab. 3.5 ilustra a possibilidade de mudança do ganho do amplificador de carga da AVL 3066A01.

Tabela 3.5: Possíveis ganhos do amplificador de carga AVL 3066A01.

Ganhos do amplificador de carga (pC/V)
50
100
200
400
800
1600

CAPÍTULO 4

Modelo Matemático

Os processos que ocorrem nos cilindros dos motores de combustão interna influenciam diretamente as 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 ^[5]. 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.

4.1 Análise pela Primeira Lei da Termodinâmica

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. Admitindo-se que a entrada e saída de massa ocorram somente através das válvulas de admissão e escape, como mostrado na Figura 4.1, a Primeira Lei da Termodinâmica pode ser expressa por meio da seguinte equação:

$$dE = \delta Q - \delta W + h_{ad}dm_{ad} + h_{ex}dm_{ex}. \quad (4.1)$$

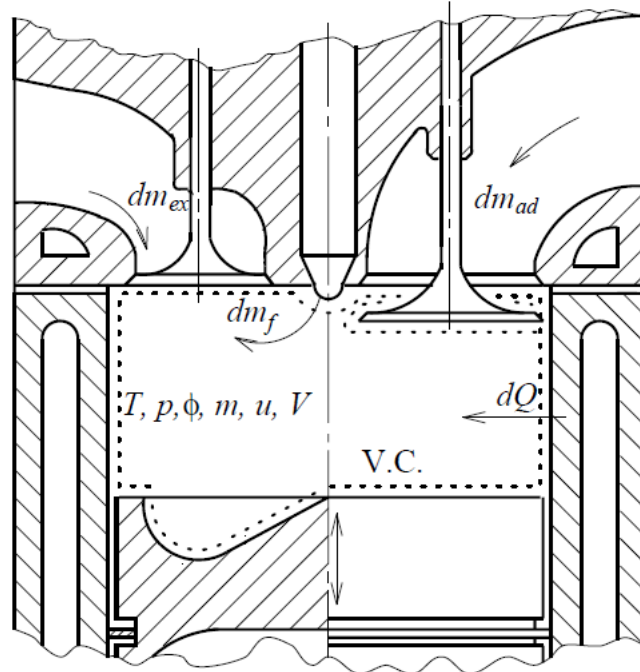


Figura 4.1: Volume de controle escolhido no qual se aplicou a primeira lei da termodinâmica [5].

Considera-se que a grande parte da energia dentro do volume de controle venha da energia interna, portando neglegia-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 comparado com a energia interna. A única forma de transferência de energia por trabalho que pode-se ver no volume de controle é trabalho de expansão da fronteira, portanto o diferencial de trabalho é igual a pressão multiplicada pelo diferencial de volume. Dividindo toda a expressão por diferencial do ângulo de manivela de θ tem-se:

$$m \frac{du}{d\theta} + u \frac{dm}{d\theta} = \frac{\delta Q}{d\theta} - P \frac{dV}{d\theta} + h_{ad} \frac{dm_{ad}}{d\theta} + h_{ex} \frac{dm_{ex}}{d\theta}. \quad (4.2)$$

Observando a Figura 4.1 nota-se que há apenas duas fronteiras na qual 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.

$$\frac{dm}{d\theta} = \frac{dm_{ad}}{d\theta} + \frac{dm_{ex}}{d\theta} \quad (4.3)$$

A energia interna para um gás ideal é uma função dependente unicamente da tempera-

tura e pode ser escrita como a seguinte relação :

$$\frac{du}{d\theta} = c_v \frac{dT}{d\theta}. \quad (4.4)$$

Substituindo as Equações 4.3 e 4.4 no balanço de energia, tem-se:

$$\frac{dT}{d\theta} = \frac{1}{mc_v} \left[\frac{\delta Q}{d\theta} - P \frac{dV}{d\theta} + \sum (h_i - u) \frac{dm_i}{d\theta} \right]. \quad (4.5)$$

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 .

$$P \frac{dV}{d\theta} + V \frac{dP}{d\theta} = mR \frac{dT}{d\theta} + RT \frac{dm}{d\theta} \quad (4.6)$$

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

$$\frac{dP}{d\theta} = P \left(\frac{1}{T} \frac{dT}{d\theta} - \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} + \frac{1}{m} \frac{dm}{d\theta} \right) \quad (4.7)$$

As equações 4.5 e 4.7 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 como, por exemplo, a correlação de Annand^[24] ou Woschni^[25]. Os dois modelos apresentaram resultados próximos para este estudo sem combustão e foi escolhido o modelo de Annand como padrão para os resultados mostrados no capítulo 5. O modelo de Annand será apresentado com detalhes a seguir. 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.

4.2 Taxa de transferência de calor

O escoamento tridimensional, turbulento e transitório e as propriedades pressão e temperatura são parâmetros que definem a transferência de calor para as vizinhas. Nishiwaki ^[26] afirma que o fluxo de calor em um mesmo ponto pode variar de 0 a 10 MW/m² e voltar a 0 em menos de 10 ms, e que a diferença dos fluxos de calor em pontos afastados apenas em 1 cm pode chegar a 5 MW/m².

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 e 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 ^[24] comparou um grande número de dados experimentais de temperatura das paredes e concluiu que a taxa de transferência de calor pode ser obtida como:

$$\frac{\delta Q}{d\theta} = -\frac{1}{6rpm} A \left[a \frac{k}{D} Re^b (T_c - T_w) + c (T_c^4 - T_w^4) \right] \quad (4.8)$$

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. Esse modelo foi proposto para problemas em que exista combustão, nos quais o termo de radiação é importante e por isso ele foi levado em conta por Annand. No estudo aqui apresentado não haverá combustão, mesmo assim o termo foi mantido para estudos futuros. O número de Reynolds na Equação 4.8 é baseado na velocidade média do pistão (v_{mp}).

$$Re = \frac{\rho v_{mp} D}{\mu} \quad (4.9)$$

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

$$\mu = 4,57 \times 10^{-7} T^{-0,645} \quad (4.10)$$

Na correlação 4.8 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.

4.3 Equações governantes para os escoamentos nos dutos

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

- O fluido é compressível;
- O escoamento é tratado como sendo unidimensional, não-estacionário e não isentrópico;
- A área transversal dos dutos pode variar em função da coordenada espacial;
- Os efeitos da transferência de calor e do atrito entre o fluido e as paredes dos coletores são levados em conta;
- A variação da constante particular do gás e dos calores específicos do fluido podem ser desprezadas.

A Figura 4.2 mostra um volume de controle diferencial do duto, para o qual são deduzidas as equações de balanço de massa, quantidade de movimento e energia.

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 para dentro da superfície de controle.

$$\frac{\partial (\rho A dz)}{\partial t} = (\rho A w)_z - (\rho A w)_{z+dz} \quad (4.11)$$

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

$$(\rho A w)_{z+dz} = (\rho A w)_z + \frac{\partial \rho A w}{\partial z} dz \quad (4.12)$$

Substituindo a expansão em série de Taylor na Equação 4.11 obtem-se:

$$\frac{\partial \rho A dz}{\partial t} = - \frac{\partial \rho A w}{\partial z} dz \quad (4.13)$$

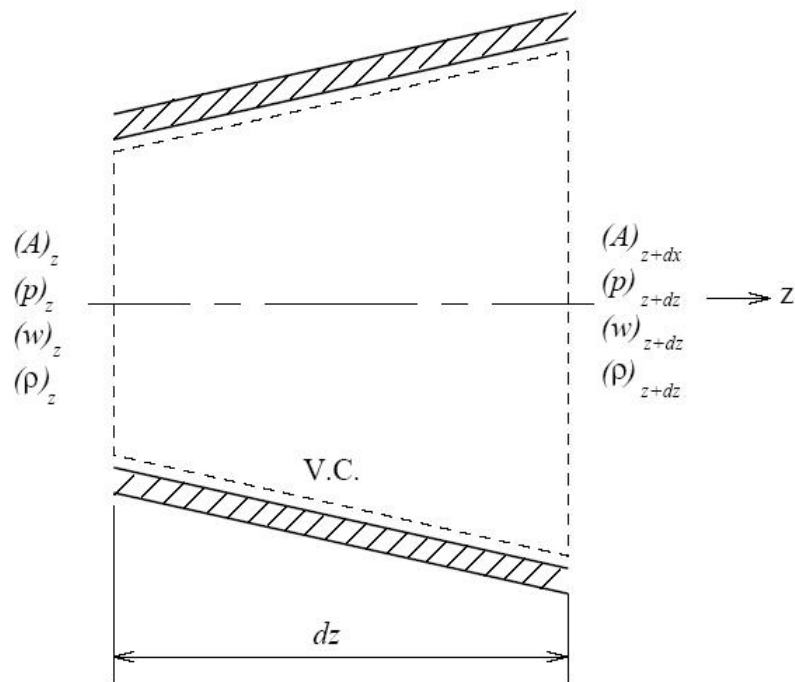


Figura 4.2: Volume de controle diferencial do duto ^[5].

Expandindo-se as derivadas, resulta:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = -\frac{\rho w}{A} \frac{dA}{dz} \quad (4.14)$$

A taxa de variação da quantidade de movimento dentro do volume de controle é igual à força resultante f que atua sobre a superfície de controle, mais o fluxo líquido de quantidade de movimento para o interior do volume de controle.

$$\frac{\partial (\rho A w dz)}{\partial t} = f + (\rho A w^2)_z - (\rho A w^2)_{z+dz} \quad (4.15)$$

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

$$(\rho A w^2)_{z+dz} = (\rho A w^2)_z + \frac{\partial \rho A w^2}{\partial z} dz \quad (4.16)$$

As forças que atuam no volume de controle podem ser visualizadas na Figura 4.3. 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:

$$f = (PA)_z + PA_w \operatorname{sen} \alpha - (PA)_{z+dz} - \frac{|w|}{w} \tau_w A_w \cos \alpha. \quad (4.17)$$

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

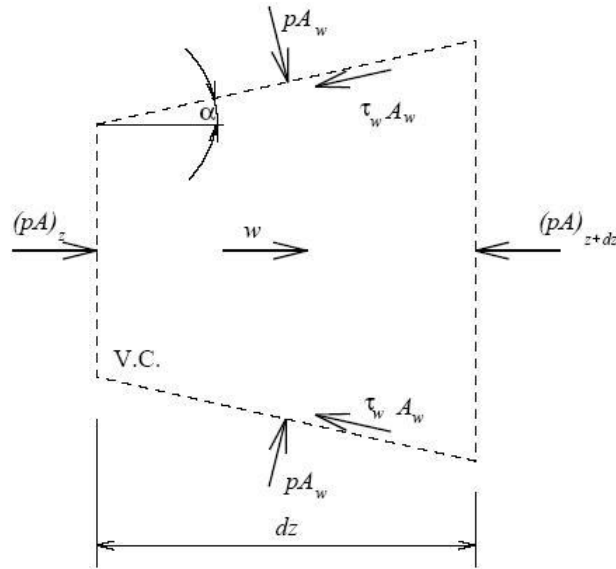


Figura 4.3: Forças que atuam na superfície de controle ^[5].

A expressão ($A_w \operatorname{sen} \alpha$) 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

$$A_w \operatorname{sen} \alpha = \frac{dA}{dz} dz \quad (4.18)$$

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

$$f = -A \frac{\partial P}{\partial z} dz - \frac{|w|}{w} \tau_w \pi D_d dz. \quad (4.19)$$

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

$$\frac{\partial (\rho A w dz)}{\partial t} + \frac{(\rho A w^2)}{\partial z} + A \frac{\partial P}{\partial z} dz + \frac{|w|}{w} \tau_w \pi D_d dz = 0. \quad (4.20)$$

Expandindo as derivadas chega-se a

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w^2 + P) = -\frac{\rho w^2}{A} \frac{dA}{dz} - \rho F, \quad (4.21)$$

$$F = f_{atr} \frac{4}{D_d} \frac{|w| w^2}{2}. \quad (4.22)$$

onde f_{atr} é o fator de atrito definido da seguinte forma

$$f_{atr} = \frac{\tau_w}{\rho \frac{w^2}{2}}. \quad (4.23)$$

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 acrescida do fluxo líquido de entalpia de estagnação. Em forma matemática tem-se

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\delta Q}{\partial t} - \frac{\delta W}{\partial t} + \sum \dot{m}_e h_e - \sum \dot{m}_s h_s. \quad (4.24)$$

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

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

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,

$$\frac{\delta Q}{\partial t} = \dot{q} \rho A dz.$$

As entalpias de entrada e de saída do volume de controle são iguais à energia do fluido mais o trabalho de escoamento.

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

$$h_s = \left(u + \frac{w_2}{2} + \frac{P}{\rho} \right)_z + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(u + \frac{w_2}{2} + \frac{P}{\rho} \right) dz$$

As vazões mássicas de entrada e saída do volume de controle podem ser escritas como

$$\dot{m}_e = (\rho w A)_z, \quad (4.25)$$

$$\dot{m}_e = (\rho w A)_z, \dot{m}_s = (\rho w A)_{z+dz} = (\rho w A)_z + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w A) dz. \quad (4.26)$$

Substituindo as últimas seis equações apresentadas no balanço de energia, resulta

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho A dz \left(u + \frac{w^2}{2} \right) \right] = \dot{q} \rho A dz - \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho w A \left(u + \frac{w^2}{2} + \frac{P}{\rho} \right) \right] dz \quad (4.27)$$

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

$$c_v = \frac{\partial u}{\partial T}. \quad (4.28)$$

O calor específico a volume constante para um gás perfeito com razão de calores específicos constante (k), é também uma constante e pode ser escrita como

$$c_v = \frac{R}{k-1}. \quad (4.29)$$

Integrando-se a equação 4.28 e utilizando a equação 4.29 tem-se que a energia interna é uma função linear da temperatura

$$u - u_{ref} = \frac{R}{k-1} (T - T_{ref}). \quad (4.30)$$

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

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho R T}{k-1} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{k-1} \right). \quad (4.31)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[w \left(\frac{kP}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) \right] dz = \dot{q} \rho A dz - w \left(\frac{kP}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) \frac{dA}{dz} \quad (4.32)$$

Portanto, o sistema de equações governantes resultante é

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = -\frac{\rho w}{A} \frac{dA}{dz} \\ \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w^2 + P) = -\frac{\rho w^2}{A} \frac{dA}{dz} - \rho F \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[w \left(\frac{kP}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) \right] = -w \left(\frac{kP}{k-1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) \frac{dA}{dz} + \rho \dot{q} \end{cases} \quad (4.33)$$

Esse sistema pode ser reescrito em forma alternativa. Para isso é necessário levar em conta as equações à seguir

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\partial P}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial P}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}. \quad (4.35)$$

Multiplicando-se a equação de balanço de massa por c^2 e inserindo as Equações 4.34 e 4.35 obtém-se

$$\frac{\partial P}{\partial t} + w \frac{\partial P}{\partial z} + \rho c^2 \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\rho c^2}{A} \frac{\partial A}{\partial z}. \quad (4.36)$$

Expandindo-se as derivadas parciais do balanço de quantidade de movimento, substituindo-se a Equação 4.14 e dividindo-se por ρ tem-se

$$\frac{\partial w}{\partial t} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = -F. \quad (4.37)$$

Expandindo-se as derivadas parciais do balanço de energia, resulta

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

O quarto termo desta equação é nulo, conforme indica a Equação 4.14. O segundo termo da equação pode ser substituído pela equação de balanço de quantidade de movimento multiplicada por w . Multiplicando-se toda a equação resultante por $(k-1)$ tem-se

$$\frac{\partial P}{\partial t} + w \frac{\partial P}{\partial z} + \rho c^2 \frac{\partial w}{\partial z} = \rho (k-1) (\dot{q} + wF) - \rho c^2 \frac{w}{A} \frac{dA}{dz}. \quad (4.38)$$

Assim, o sistema resultante é

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\rho w}{A} \frac{dA}{dz} \\ \frac{\partial w}{\partial t} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = -F \\ \frac{\partial P}{\partial t} + w \frac{\partial P}{\partial z} + \rho c^2 \frac{\partial w}{\partial z} = \rho + (k-1) (\dot{q} + wF) - \rho c^2 \frac{w}{A} \frac{dA}{dz} \end{cases} \quad (4.39)$$

Esse sistema de equações pode ser reescrito na seguinte forma matricial

$$\frac{\partial U}{\partial t} + A \frac{\partial U}{\partial z} = f. \quad (4.40)$$

Sendo que U , A e f são as matrizes.

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ w \\ P \end{bmatrix}, \quad A = \begin{bmatrix} w & \rho & 0 \\ 0 & w & 1/\rho \\ 0 & \rho c^2 & w \end{bmatrix}, \quad f = \begin{bmatrix} -\frac{\rho w}{A} \frac{dA}{dz} \\ -F \\ \rho (k-1) (\dot{q} + wF) - \rho c^2 \frac{w}{A} \frac{dA}{dz} \end{bmatrix} \quad (4.41)$$

O sistema formado pelas equações de balanço de massa, quantidade de movimento e energia 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 poderá ser utilizados para resolvê-lo. Para descobrir o tipo de sistema devem-se achar 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.

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

I é a matriz identidade.

$$\begin{vmatrix} w - \lambda & \rho & 0 \\ 0 & w - \lambda & 1/\rho \\ 0 & \rho c^2 & w - \lambda \end{vmatrix} = 0$$

Portanto encontram-se os seguintes autovalores

$$\lambda = w \quad (4.42)$$

$$\lambda = w + c \quad (4.43)$$

$$\lambda = w - c \quad (4.44)$$

Encontram-se portando três raízes reais e diferentes para a equação característica o que caracteriza este sistema como hiperbólico.

Conforme se observou na seção 2.3, na literatura existem vários métodos para a solução desse sistema, dentre eles o que mais se destaca é o método das características e o método de Lax-Wendroff.

4.4 Método das Características

A solução da Equação 4.40 pode ser pensada como uma superfície tridimensional em t e z conhecida como integral de superfície. Da integral de superfície podem ser extraídas várias curvas no espaço, cada uma delas tendo uma determinada projeção no plano $t \times z$.

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 ,

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} dt + \frac{\partial \rho}{\partial z} dz = d\rho \\ \frac{\partial w}{\partial t} dt + \frac{\partial w}{\partial z} dz = dw \\ \frac{\partial P}{\partial t} dt + \frac{\partial P}{\partial z} dz = dP \end{cases} \quad (4.45)$$

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 ^[27]. A equação 4.40 é aplicável em qualquer ponto da integral de superfície e quando a Equação 4.45 é aplicável a um segmento infinitesimal de toda curva que se encontra nessa superfície. A Equação 4.45 pode ser reescrita como

$$dtI \frac{\partial U}{\partial t} + dzI \frac{\partial U}{\partial z} = dU \quad (4.46)$$

As equações de balanço devem ser satisfeitas em todo o domínio e, portanto, também ao longo das curvas característica. 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

$$\det \begin{pmatrix} I & A \\ dtI & dzI \end{pmatrix} = 0 \quad (4.47)$$

Simplificando-se o determinante, obtem-se

$$\det \left(A - \frac{dz}{dt} I \right) = 0 \quad (4.48)$$

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

$$\frac{dz}{dt} = w - c \quad \frac{dz}{dt} = w \quad \frac{dz}{dt} = w + c \quad (4.49)$$

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.

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

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

$$(dz - wdt) \left[(dz - wdt) \left(dP - \rho(k-1)(\dot{q} + wF) - \rho c^2 \frac{w dA}{A dz} dt \right) + \rho c^2 dt (dw - F dt) \right] = 0 \quad (4.50)$$

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

$$dP \pm \rho c dw = \left[\rho(k-1)(\dot{q} + wF) - \rho c^2 \frac{w dA}{A dz} \mp \rho c F \right]. \quad (4.51)$$

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

$$dP - c^2 d\rho = \rho (k - 1) (\dot{q} + wF) dt \quad (4.52)$$

Se não há atrito e não ocorre transferência de calor através das paredes do duto, o lado direito da Equação 4.52 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.

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

O nível de entropia (c_A) foi introduzido por Benson ^[7] ^[6] 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 ^[5].

$$c_A^2 = \frac{kP_{ref}}{\rho_A} \quad (4.53)$$

Diferenciando-se a equação tem-se

$$2 \frac{dc_A}{c_A} = - \frac{d\rho_A}{\rho_A} \quad (4.54)$$

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

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

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

$$- \frac{d\rho_A}{\rho_A} = \frac{1}{k} \frac{dP}{P} - \frac{d\rho}{\rho} \quad (4.55)$$

Substituindo-se a equação 4.55 na equação 4.54, multiplicando-se toda a equação resultante por (kP) , tem-se:

$$dP - c^2 d\rho = 2\rho c_2 \frac{dc_A}{c_A} \quad (4.56)$$

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

$$dc_A = \frac{(k-1)}{2} \frac{c_A}{c^2} (\dot{q} + wF) dt \quad (4.57)$$

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

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

$$dP \pm \rho c dw = \frac{2}{(k-1)} \rho c \left(dc - c \frac{dc_A}{c_A} \right) \pm dw \quad (4.58)$$

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

$$dP \pm \rho c dw = dc - \left(\frac{c}{c_A} \right) dc_A \pm \frac{(k-1)}{2} dw \quad (4.59)$$

Nota-se que do 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 as equações características escritas como diferencial de λ e β

$$d\lambda = \frac{c}{c_A} dc_A - \frac{(k-1)}{2} \left[\frac{wc}{A} \frac{dA}{dz} - \frac{(k-1)}{c} (\dot{q} + wF) + F \right] dt \quad (4.60)$$

$$d\beta = \frac{c}{c_A} dc_A - \frac{(k-1)}{2} \left[\frac{wc}{A} \frac{dA}{dz} - \frac{(k-1)}{c} (\dot{q} + wF) - F \right] dt \quad (4.61)$$

4.5 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 ^[28]. Estas correlações são do tipo:

$$Nu = c (Re)^a (Pr)^b \quad (4.62)$$

Onde 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

$$\dot{q} = \frac{4}{\rho D_d} q'' \quad (4.63)$$

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 ^[28], 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

$$Nu = \frac{f_{atr}}{2} Re (Pr)^{\frac{1}{3}}. \quad (4.64)$$

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

$$h = 0,634 f_{atr} c_p \rho w. \quad (4.65)$$

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

$$\dot{q}'' = h(T_w - T),$$

onde 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

$$c_P = \frac{kR}{k-1}.$$

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

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

4.6 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 do fluido 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 4.3 mais 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 encontra-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 maior 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 ^[5].

4.6.1 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. As válvulas podem ser simplificadas por um bocal redutor ^[27]. As seções correlatas são mostradas na Figura 4.4, 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.

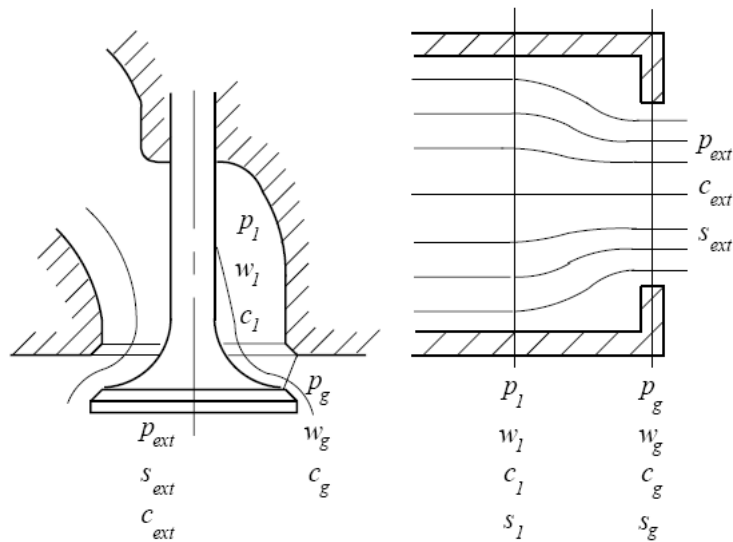


Figura 4.4: Desenho da válvula (lado esquerdo) e sua simplificação para este trabalho (lado direito) ^[5].

Assim, para o escoamento entre as seções 1 e g, as equações de balanço de massa e quantidade de movimento (Equações 4.13, 4.35) podem ser escritas na seguinte forma

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho w A) = 0 \quad (4.66)$$

$$w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \quad (4.67)$$

Além disso, da definição de velocidade do som para um gás ideal

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

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

$$\frac{2}{c} \frac{dc}{dz} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dz} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \quad (4.68)$$

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

$$\left(\frac{c_1}{c_g}\right)^2 = \left(\frac{\rho_1}{\rho_g}\right)^{k-1} = \left(\frac{P_1}{P_g}\right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (4.69)$$

$$c_1^2 + \frac{(k-1)}{2} w_1^2 = c_g^2 + \frac{(k-1)}{2} w_g^2 \quad (4.70)$$

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

$$\rho_1 w_1 A_1 = \rho_g w_g A_g \quad (4.71)$$

ou, levando-se em conta a Equação 4.69

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

onde 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 4.70 e rearranjando-se, obtém-se

$$\left(\frac{w_1}{c_1}\right)^2 = \frac{\frac{2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{c_g}{c_1}\right)^2\right]}{\frac{1}{\psi^2} \left(\frac{c_1}{c_g}\right)^{\frac{4}{k-1}} - 1} \quad (4.72)$$

Utilizando-se agora a Equação 4.69 e lembrando-se que a pressão na seção de garganta de admitida igual a pressão externa, obtém-se

$$\left(\frac{w_1}{c_1}\right)^2 = \frac{\frac{2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_{ext}}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}{\frac{1}{\psi^2} \left(\frac{P_1}{P_{ext}}\right)^2 - 1} \quad (4.73)$$

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

$$\psi^2 = \left[\frac{k+1}{k-1} - \frac{2}{(k-1)} \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2 \right] \left(\frac{c_1}{c_g}\right)^{\frac{4}{k-1}} \quad (4.74)$$

4.6.2 Saída de gás através de um extremo livre

As equações que representam esta condição de contorno podem ser obtidas a partir das Equações 4.73 e 4.74 considerando-se $\psi = 1$:

Para escoamento subsônico:

$$\left(\frac{w_1}{c_1}\right)^2 = \frac{\frac{2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_{ext}}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}{\frac{P_1^2}{P_{ext}} - 1} \quad (4.75)$$

Para escoamento sônico:

$$1 = \left[\frac{k+1}{k-1} - \frac{2}{(k-1)} \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2 \right] \left(\frac{c_1}{c_g}\right)^{\frac{4}{k-1}} \quad (4.76)$$

4.6.3 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^[7] 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 sofre uma expansão isentrópica a partir das condições externas até atingir a seção de área mínima (seção g no lado esquerdo da Figura 4.4). 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

$$\left(\frac{c_{ext}}{c_g}\right)^2 = \left(\frac{\rho_{ext}}{\rho_g}\right)^{k-1} = \left(\frac{P_{ext}}{P_g}\right)^{\frac{(k-1)}{k}} \quad (4.77)$$

$$c_{ext}^2 = c_g^2 + \frac{(k-1)}{2} w_g^2 = c_1^2 + \frac{(k-1)}{2} w_1^2 \quad (4.78)$$

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

$$w_g = \frac{1}{\psi} \frac{\rho_1}{\rho_g} w_1 \quad (4.79)$$

Multiplicando e dividindo por ρ_{ext} o lado direito desta equação, e levando em conta a Equação 4.77, resulta

$$w_g = \frac{1}{\psi} \frac{\rho_1}{\rho_{ext}} \left(\frac{P_{ext}}{P_g}\right)^{\frac{1}{k}} w_1 \quad (4.80)$$

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

$$w_g = \frac{1}{\psi} \frac{P_1}{P_{ext}} \left(\frac{c_{ext}}{c_1}\right)^2 \left(\frac{P_{ext}}{P_g}\right)^{\frac{1}{k}} w_1 \quad (4.81)$$

Substituindo-se esta expressão na Equação 4.78 e rearranjando-se, resulta

$$\left(\frac{w_1}{c_1}\right)^2 = \frac{\frac{2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{c_g}{c_{ext}}\right)^2\right]}{\frac{1}{\psi^2} \left(\frac{P_1}{P_{ext}}\right)^2 \left(\frac{c_{ext}}{c_1}\right)^2 \left(\frac{P_{ext}}{P_g}\right)^{\frac{2}{k}}} \quad (4.82)$$

Utilizando-se a Equação 4.78 e levando-se em conta que a pressão se mantém constante entre as seções g e 1 ($P_g = P_1$), resulta

$$\left(\frac{w_1}{c_{ext}}\right)^2 = \psi^2 \frac{2}{k-1} \left(\frac{c_1}{c_{ext}}\right)^4 \left(\frac{P_{ext}}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \left[\left(\frac{P_{ext}}{P_1}\right)^{k-1} k - 1 \right] \quad (4.83)$$

Substituindo-se agora $c_1 = c_{ext}$ a partir da Equação 4.78, obtem-se

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

onde

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

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

$$\left(\frac{P_1}{P_{ext}} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{2K} \left(-\psi \pm \psi \sqrt{\psi^2 - 4K} \right) \quad (4.84)$$

A única solução positiva possível é

$$\left(\frac{P_1}{P_{ext}} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{2K} \left(\psi \sqrt{\psi^2 - 4K} - \psi^2 \right) \quad (4.85)$$

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

$$\psi \frac{k-1}{2} \left[\frac{k+1}{2} \right]^{1/2} \left(\frac{w_1}{c_{ext}} \right)^2 + \left(\frac{w_1}{c_{ext}} \right) - \psi \left[\frac{k+1}{2} \right]^{1/2} = 0 \quad (4.86)$$

Resolvendo-se a equação do segundo grau. A única solução positiva

$$\left(\frac{w_1}{c_{ext}} \right)_{cr} = \frac{\sqrt{1 + \psi^2 (k^2 - 1)} - 1}{\psi (k-1) \sqrt{\frac{(k+1)}{2}}} \quad (4.87)$$

A velocidade em 1 não pode exeder a do som portanto:

$$\left(\frac{w_1}{c_{ext}} \right)_{max} = \left(\frac{c_1}{c_{ext}} \right) = \sqrt{\frac{2}{k+1}} \quad (4.88)$$

4.6.4 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 4.78 pode ser aplicada, resultando em:

$$c_1^2 + \frac{(k-1)}{2} w_1^2 = c_{ext}^2 \quad (4.89)$$

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 4.89, a velocidade do fluido se iguala a velocidade do som. Assim, resulta

$$\left(\frac{w_1}{c_{ext}} \right)_{max} = \left(\frac{c_1}{c_{ext}} \right) = \sqrt{\frac{2}{k+1}} \quad (4.90)$$

4.6.5 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.

$$w_1 = 0 \quad (4.91)$$

Neste capítulo, serão apresentados os resultados experimentais realizados conforme os procedimentos discutidos anteriormente. Inicialmente serão apresentados os resultados da medição que permitiu avaliar o deslocamento das válvulas. Em seguida, serão mostrados os resultados da medição da pressão no cilindro, variando-se a velocidade de giro do motor. Os resultados experimentais são comparados com os valores obtidos através do método das características segundo o procedimento descrito anteriormente.

5.1 Resultados Experimentais da Medição do Deslocamento das Válvulas

As medições foram feitas usando o número máximo de ciclos que o conversor consegue armazenar (42 ciclos) e, em seguida, automaticamente foi calculada a média pelo software Indimeter. O resultado é mostrado na Figura 5.1. Nota-se que existem duas curvas, sendo uma para admissão e outra para exaustão, que embora não tenham sido levantadas simultaneamente, puderam ser representadas no mesmo gráfico por terem a mesma referência de ângulo de manivela. Na Figura 5.1 o valor do ângulo de manivela igual a zero corresponde a posição do ponto morto superior (PMS) quando as válvulas estão fechadas.

A determinação do ponto morto superior foi feita através da curva de pressão do cilin-

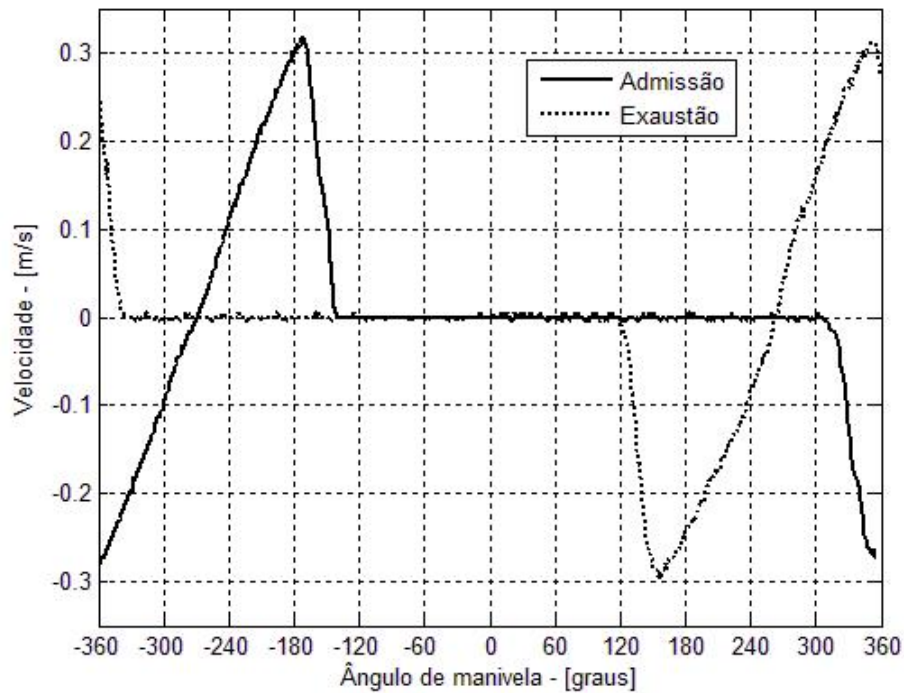


Figura 5.1: Velocidade das válvulas.

dro, o ângulo de perda usado foi igual a $0,7^\circ$ (conforme recomendações da empresa AVL [29] para um motor de ciclo Otto Figura 5.2). O ângulo de perda é a medida do valor máximo de pressão na câmara de combustão (final da compressão) em relação ao ponto morto superior (PMI).

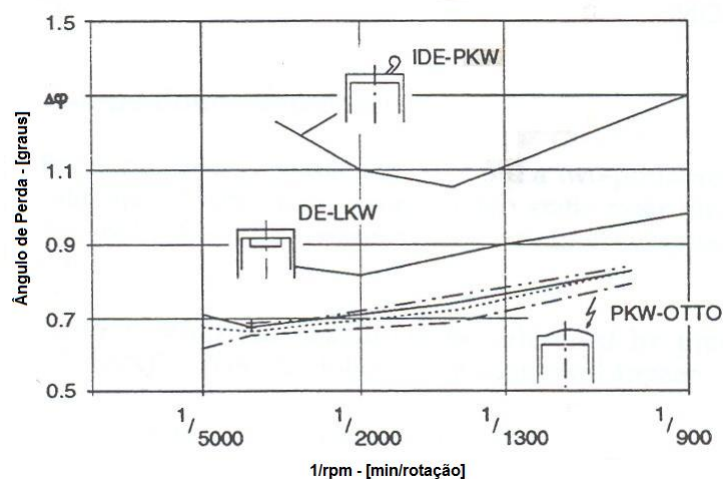


Figura 5.2: Ângulo de perda em função do inverso da rotação. [29]

O modelo parabólico apresenta uma boa aproximação para simular o deslocamento de válvula. Ele é constituído por três fases conforme a as Equações 5.1 a 5.3 e a Figura 5.3

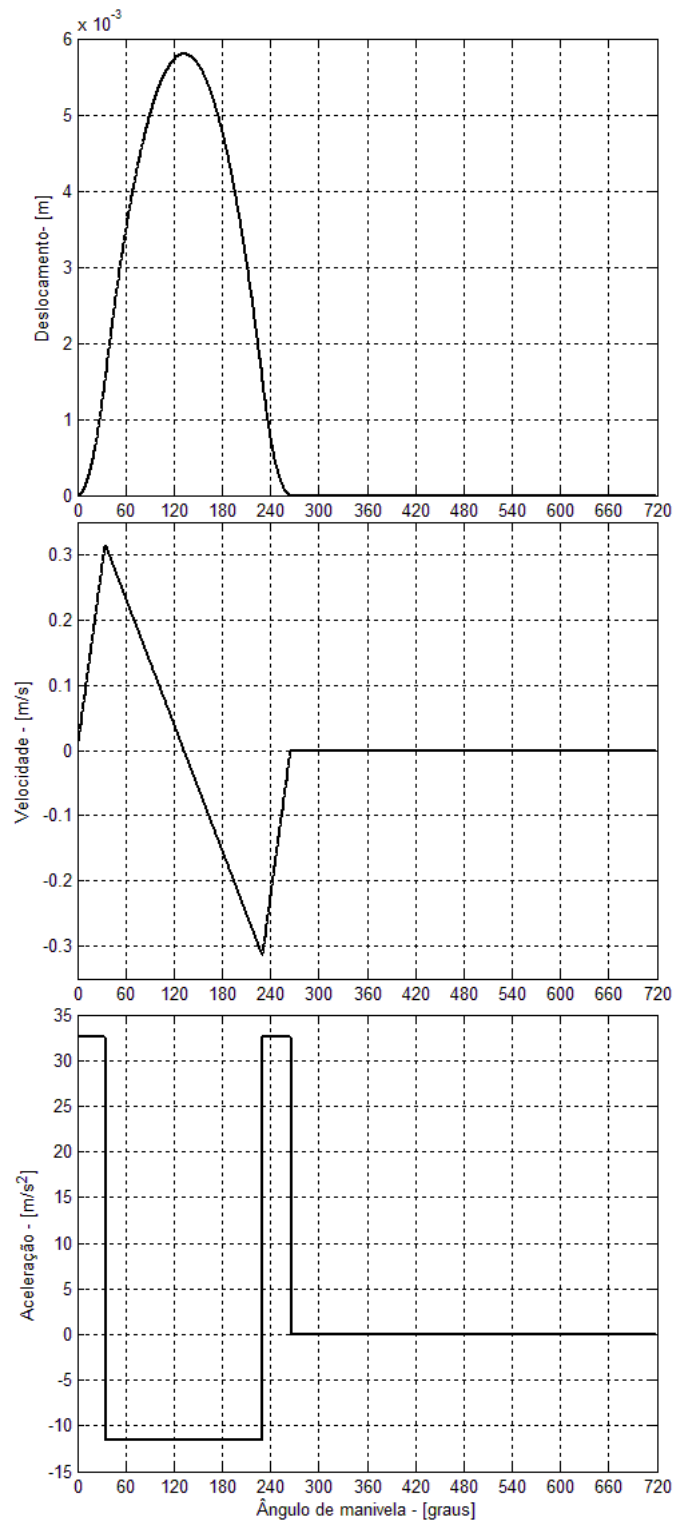


Figura 5.3: Modelo parabólico.

$$y = 2ny_{max} \left(\frac{\theta}{\theta_v} \right)^2 \implies 0 \leq \theta \leq \frac{\theta_v}{n} \quad (5.1)$$

$$y = \frac{2n}{r_{ac}} y_{max} \left[\left(\frac{\theta}{\theta_v} - \frac{1}{2} \right)^2 + \frac{r_{ac}}{2n} \right] \implies \frac{\theta_v}{n} \leq \theta \leq \frac{n-1}{n} \theta_v \quad (5.2)$$

$$y = 2n y_{max} \left(1 - \frac{\theta}{\theta_v} \right)^2 \implies \frac{n-1}{n} \theta_v \leq \theta \leq \theta_v \quad (5.3)$$

Onde $n = 2(1 - r_{ac})$, r_{ac} é a razão de acelerações, y_{max} é o deslocamento máximo da válvula e θ_v duração entre a abertura e fechamento da válvula. A Figura 5.4 mostra os resultados experimentais da velocidade das válvulas de admissão e exaustão apenas deslocados ao longo do ângulo θ para que a referência esteja no momento da abertura das válvulas. Através deste artifício pode-se perceber que a dinâmica das válvulas são aproximadamente as mesmas.

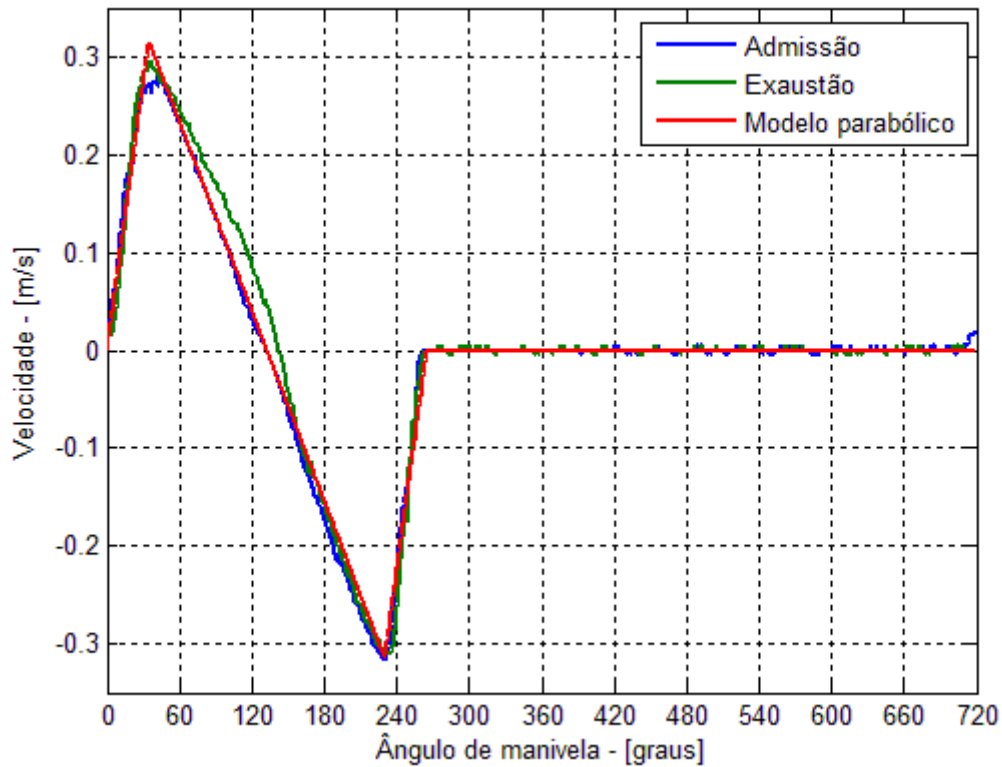


Figura 5.4: Comparação do resultado experimental com o modelo parabólico.

Através dos resultados experimentais foram testados vários valores para os parâmetros r_{ac} , y_{max} e θ_v . O momento da abertura das válvulas é determinado através da Figura 5.1. Assim chega-se aos valores apresentados na Tabela 5.1. A Figura 5.3 mostra que a utilização do modelo parabólico está de acordo com os dados obtidos experimentalmente.

Na Figura 5.5 pode-se visualizar que os erros em utilizar o modelo parabólico é inferior

Tabela 5.1: Dados do sincronismo das válvulas.

Abertura da válvula de admissão (ava)	314,5°
Abertura da válvulas de exaustão (ave)	120,5°
Razão de acelerações (r_{ac})	-2,8
Deslocamento máximo (y_{max})	5,8 mm
Duração entre a abertura e fechamento da válvula (θ_v)	265 °

a 0,06 m/s. Esse erro foi obtido através da Equação 5.4.

$$Erro = velocidade_{experimental} - velocidade_{modelo} \quad (5.4)$$

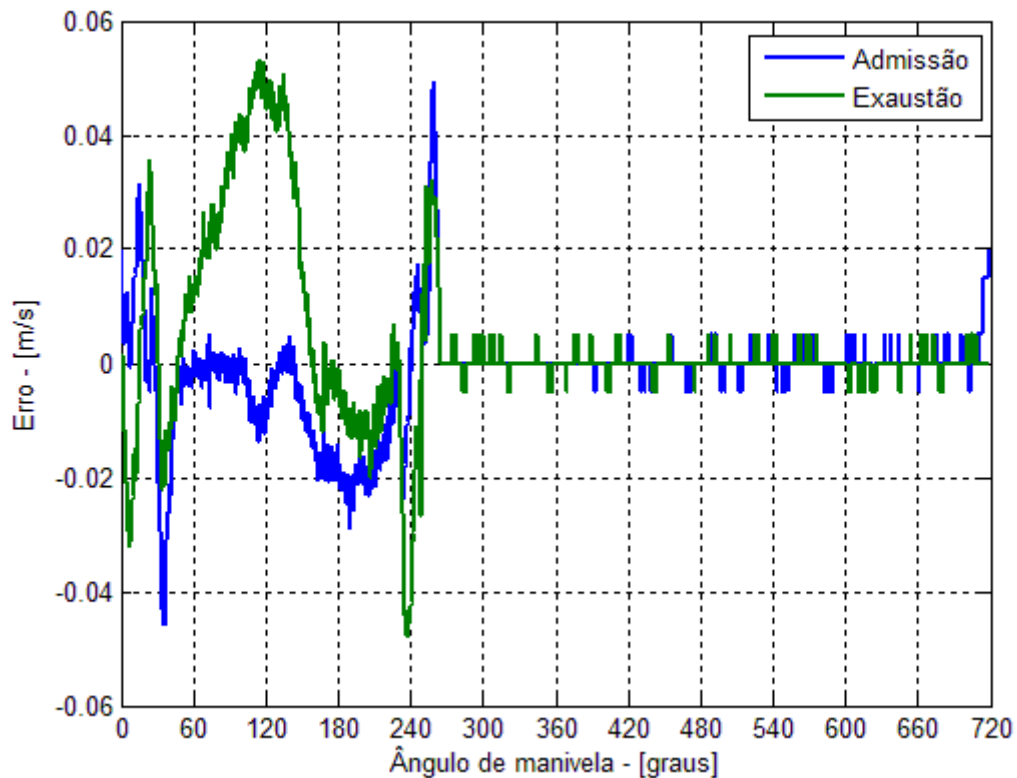


Figura 5.5: Erro do resultado experimental com o modelo parabólico.

5.2 Resultados experimentais da medição de pressão na câmara de combustão

A medição da pressão na câmara de combustão do motor foi realizada através do transdutor piezelétrico AVL 12QP300CV. O ganho do amplificador de carga foi estabelecido em 100

pC/bar, devido à ordem de grandeza da pressão na câmara de combustão e ao limite de saturação do amplificador ($\pm 10V$). Portanto, o fator de transformação calculado e utilizado no software Indimeter foi de 2,2573 bar/V. O resultado da medição (mostrado na Figura 5.6) corresponde à média obtida do número máximo de ciclos que o sistema suporta para entrada de dois canais (42 ciclos). Conforme mostrado na Figura 5.6, as curvas de pressão no cilindro foram levantadas para quatro rotações diferentes (1400, 1800, 2400 e 2600 rpm). Nota-se que as pressões máximas do ciclo aumentam com o aumento da rotação, o que se deve, principalmente, a que uma massa de ar maior entra no cilindro do motor. Deve-se ressaltar que esta é uma curva de pressão sem combustão, o que confere uma certa simetria para a curva durante o tempo em que as válvulas estão fechadas. Se o sistema fosse adiabático e reversível esta curva certamente seria simétrica em relação ao eixo da pressão.

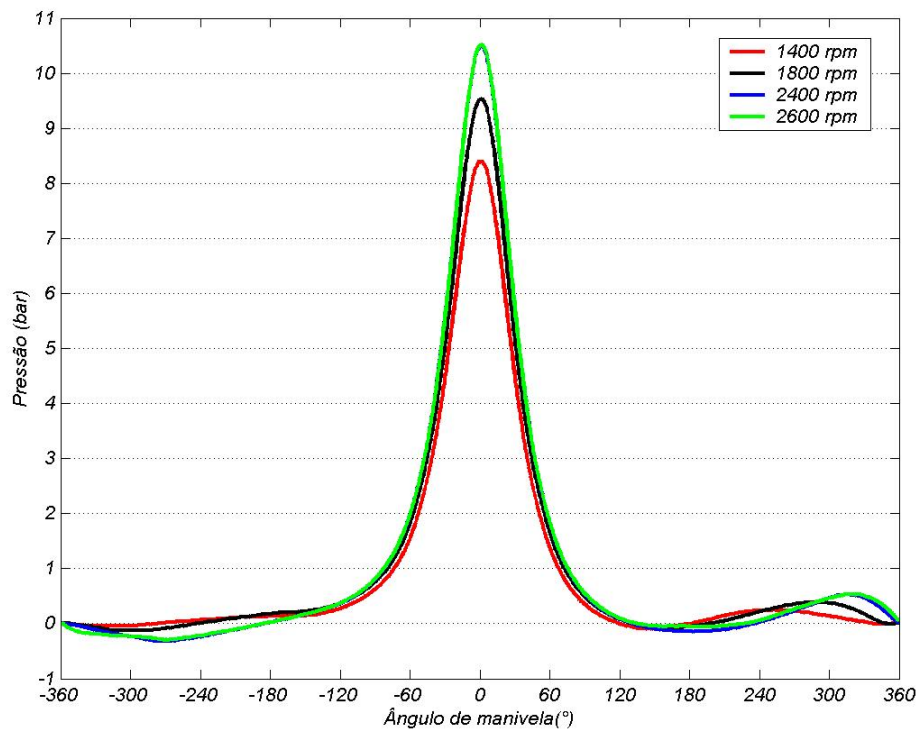


Figura 5.6: Pressão no cilindro.

Alterando a escala de pressão da curva da Figura 5.5 e enquadrando somente a variação de pressão dos processos de admissão e exaustão obtém-se a Figura 5.6. Esta curva é importante para o estudo dos escoamentos nos dutos, pois é esta variação de pressão do cilindro que vai se propagar ao longo dos dutos. Durante o processo de admissão (correspondente às posições do virabrequim entre $+330,5^\circ$ e $-123,5^\circ$) pode-se notar a ocorrência de valores de pressão abaixo do valor base (ao qual foi atribuído valor zero). Isto deve-se ao trabalho de enchimento do cilindro.

Normalmente, nos motores que operam com combustão (a partir de 120°) a pressão na câmara de combustão no começo da exaustão ainda é maior que a pressão exterior, o que facilita a saída de gases do cilindro. Entretanto, neste experimento, como não havia combustão, a pressão na câmara ficou abaixo da pressão exterior já no início da abertura da válvula de exaustão, dando origem, portanto, a uma onda de rarefação no duto. Quando a posição do virabrequim atinge 180° , o pistão começa a subir reduzindo o volume de gás na câmara de combustão e forçando a saída dos gases do cilindro.

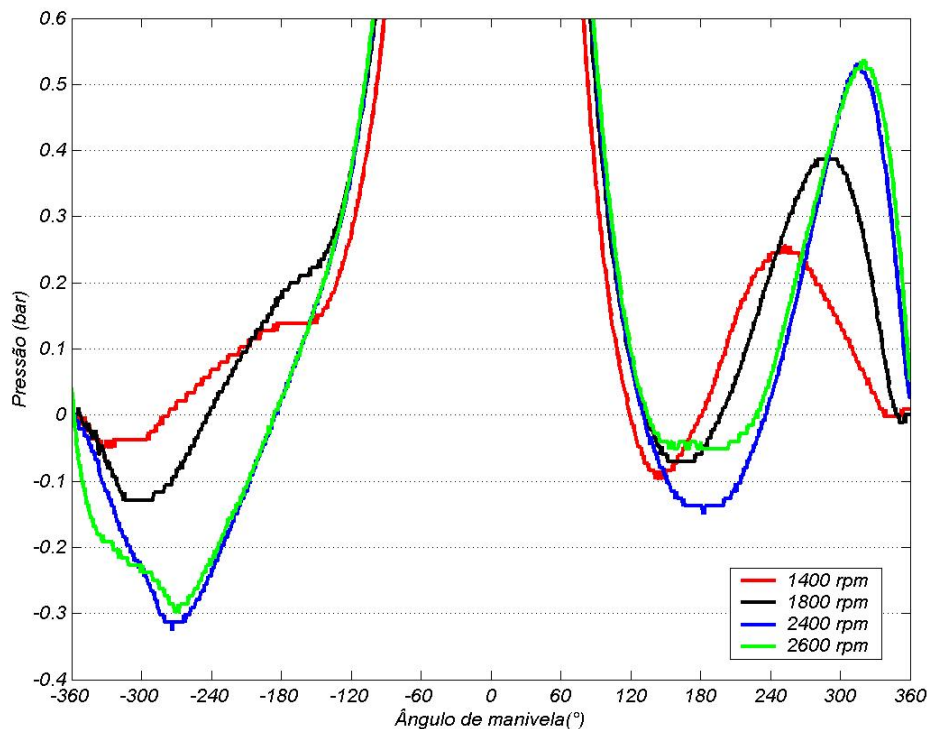


Figura 5.7: Pressão no cilindro durante o período de trocas de gases.

5.3 Comparação dos resultados experimentais e numéricos na câmara de combustão

Nesta seção é mostrado a sobreposição dos resultados experimentais, obtidos através da bancada e os resultados das equações governantes resolvido pelo método das características. As Figuras 5.8, 5.9, 5.10 e mostram a variação da pressão na câmara de combustão em função do ângulo de manivela para 1400, 2400, e 2600 rpm, respectivamente.

Nos processos em que as válvulas estão fechadas (compressão e expansão), entre os valores de $-140,5^\circ$ até $120,5^\circ$, as duas curvas estão praticamente sobrepostas. Este fato nos

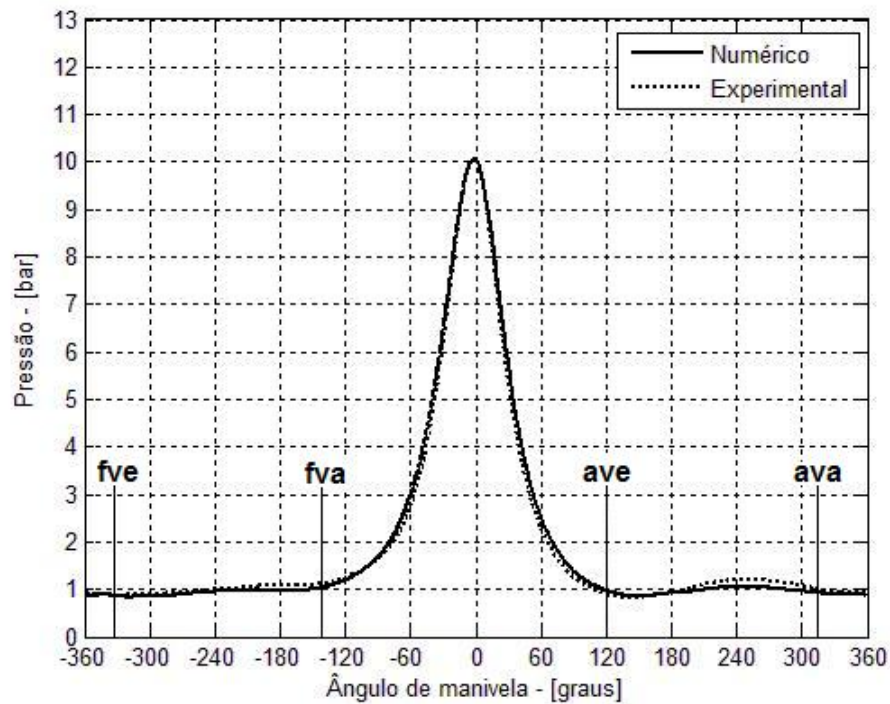


Figura 5.8: Comparação das curvas de pressão na câmara de combustão obtidos numericamente e experimentalmente a 1400 rpm.

permite validar o modelo de Annand que permite a obtenção da transferência de calor nas paredes do cilindro, bem como também a utilização do balanço de massa e energia para zero dimensões na câmara de combustão. Com $120,5^\circ$ tem-se a abertura na válvula de exaustão, pode-se notar que as características da curva numérica e experimental são muito próximas, com destaque para a curva a 2600 rpm. A curva de 1400 rpm a curva experimental teve magnitude superior em relação a curva numérica. Para a rotação de 1400 rpm nota-se que a onda tem amplitude pequena e vai aumentando conforme aumenta-se a rotação chegando próxima a 1,5 bar para a rotação de 2600 rpm. No período de cruzamento de válvulas ($314,5^\circ$ até $-334,5^\circ$) também temos bons resultados. Para o período importante para a eficiência volumétrica, ou seja, somente a válvula de admissão esta aberta ($-334,5^\circ$ até $-140,5^\circ$) tem-se um comportamento próximo com novamente destaque para a curva de 2600 rpm. O coeficiente de descarga utilizado na simulação numérica é igual ao apresentado no trabalho de Laforgia e Ficarella ^[19].

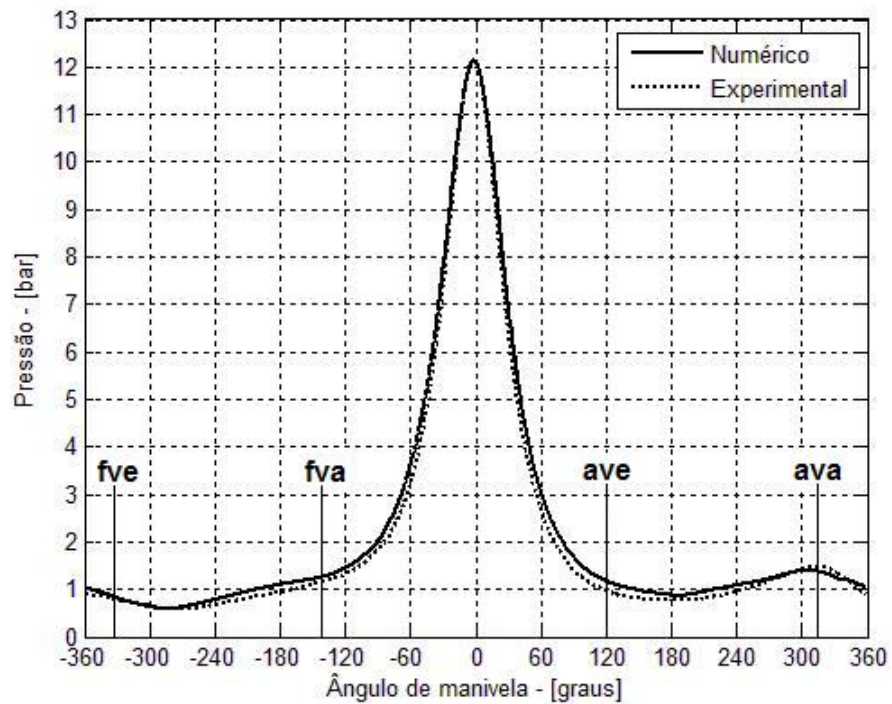


Figura 5.9: Comparação das curvas de pressão na câmara de combustão obtidas numericamente e experimentalmente a 2400rpm.

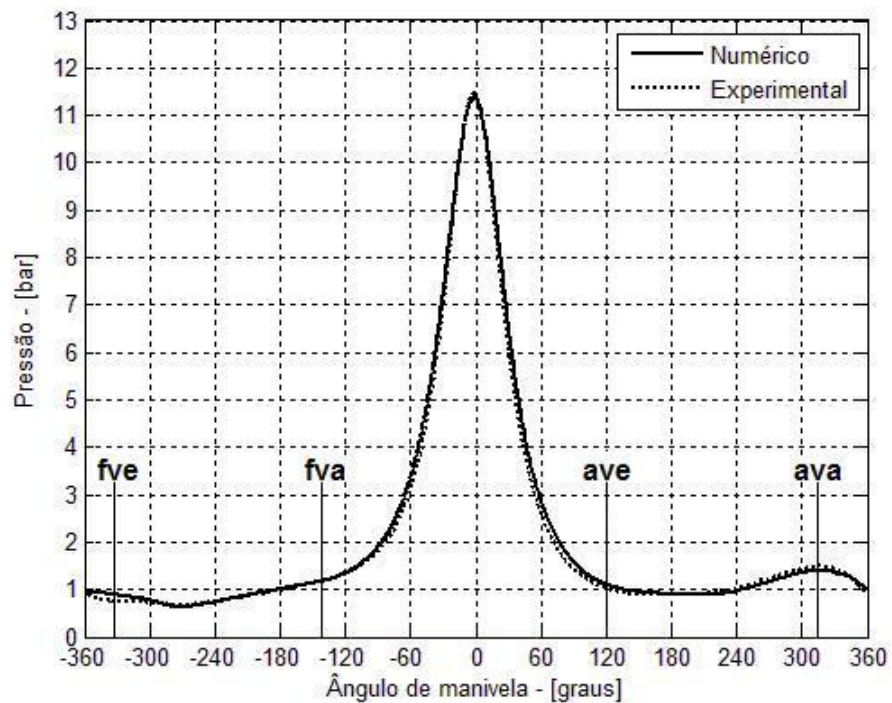


Figura 5.10: Comparação das curvas de pressão na câmara de combustão obtidas numericamente e experimentalmente a 2600rpm.

5.4 Comparação dos resultados experimentais e numéricos nos dutos de admissão e exaustão

As medições de pressão do cilindro e no duto foram realizadas simultaneamente, já que houve a possibilidade de usar dois transdutores de pressão. O transdutor de pressão utilizado nos dutos foi o AVL GM12D. Utilizando um ganho do amplificador de carga de 50 pC/V chegou-se ao fator de conversão de 3,0469 bar/V. Deve-se enfatizar que a discussão das variações de pressão deve se restringir a medições na mesma posição do sensor. Isto se deve à falta de uma referência comum para as diferentes posições do sensor uma vez que para medir a pressão o sinal é integrado pelo circuito, sendo necessário conhecer um valor de pressão em um ponto para servir como constante de integração. No experimento, por falta de valores, adotou-se como base o valor zero para a pressão correspondente ao ângulo -360° . Como este valor foi arbitrário, a comparação relativa entre posições distintas pode levar a erros. A solução adotada para resolver este problema consiste em utilizar os resultados numéricos para ajustar os valores experimentais.

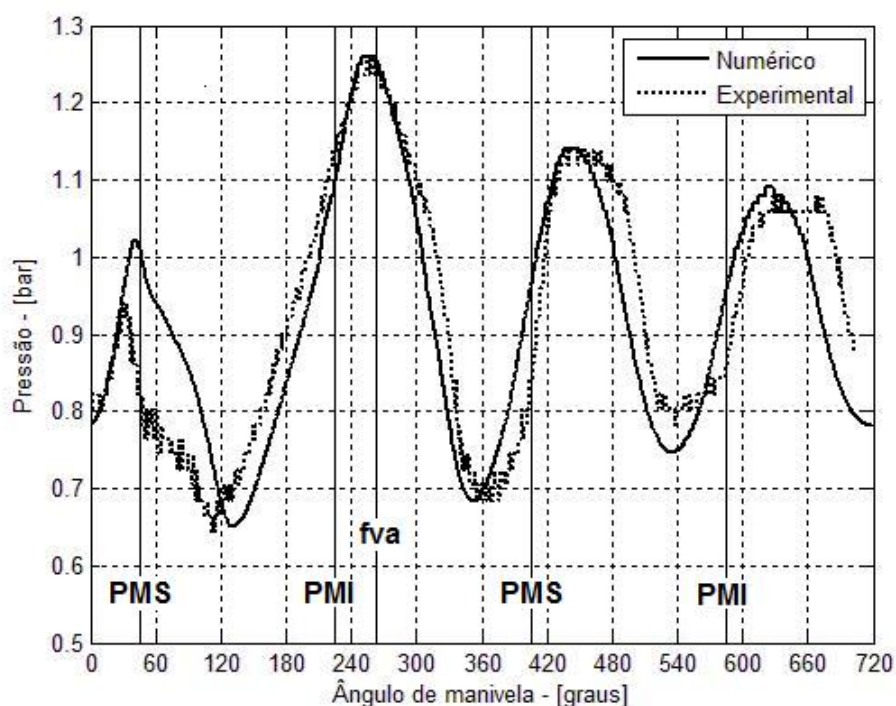


Figura 5.11: Comparação das curvas de pressão na posição de 30 mm em relação à válvula de admissão.

Os resultados experimentais no duto aqui mostrados são referentes a rotação de 2600 rpm. Os gráficos referentes as rotações de 1400 e 2400 rpm são ilustrados no apêndice C.

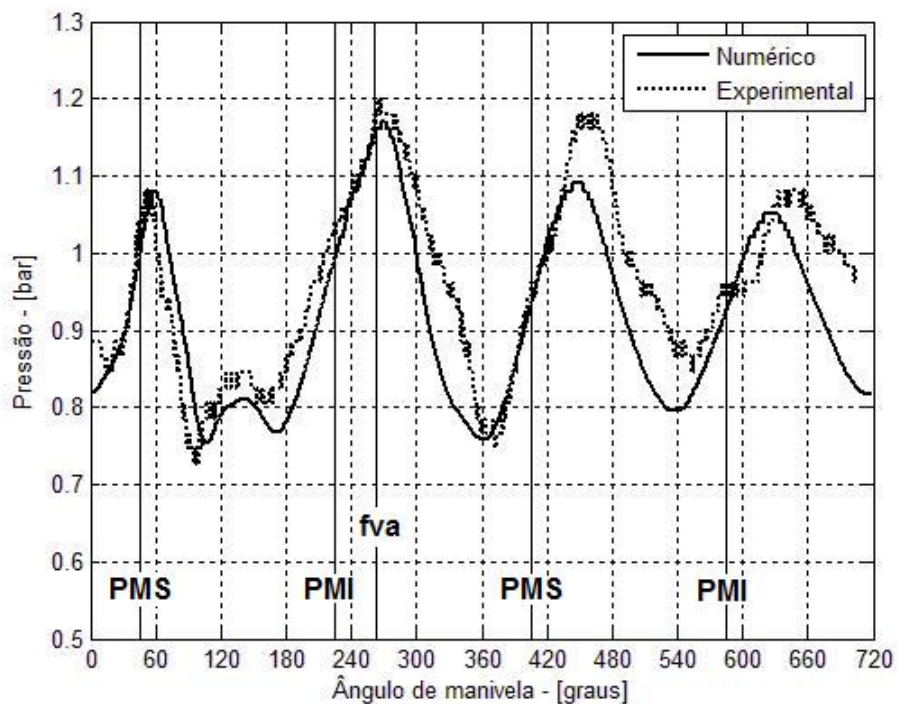


Figura 5.12: Comparação das curvas de pressão na posição de 500 mm em relação à válvula de admissão.

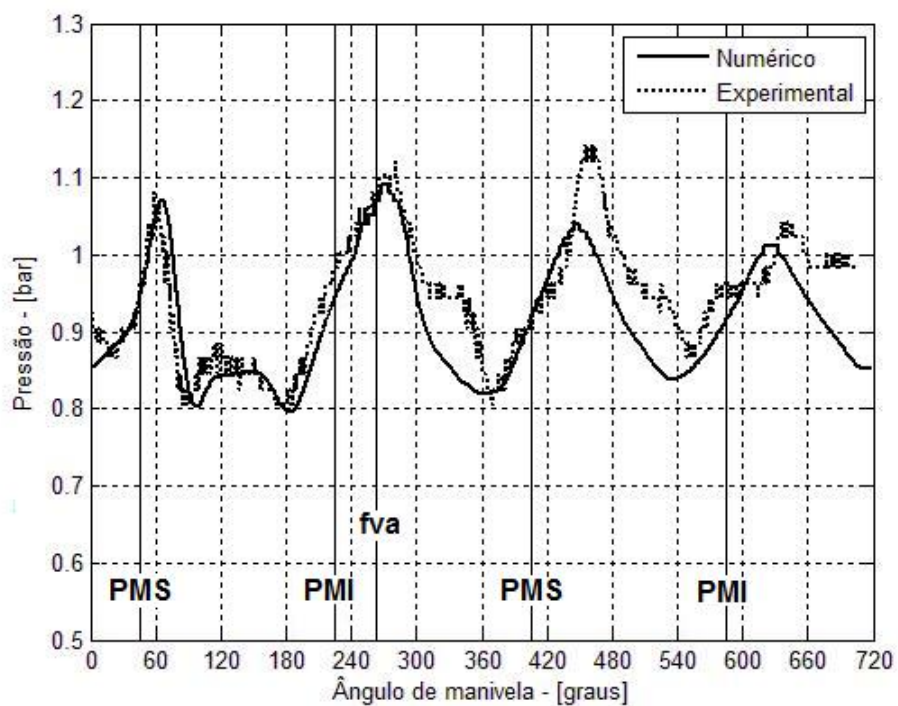


Figura 5.13: Comparação das curvas de pressão na posição de 700 mm em relação à válvula de admissão.

Para esse valor de rotação os valores de pressão têm maior magnitude, o que permite melhor visualização do fenômeno. Como já mencionado, os transdutores piezelétricos de pressão medem somente as taxa de variação da pressão e quando esse sinal é integrado não se tem um valor de referência. Neste trabalho os valores experimentais de pressão foram ajustados através dos resultados numéricos para comparação de amplitude e fase.

No duto de admissão a comparação experimental/numérico se mostrou bem correlata como visto nas Figuras 5.11, 5.12 e 5.13 e o valor de referência $\theta = 0^\circ$ se refere ao início da abertura da válvula de admissão. Os valores de magnitude de pressão e pontos de máximos e mínimos obtidos numericamente ocorrem próximos dos valores obtidos experimentalmente. No momento da abertura da válvula de admissão a pressão dentro do cilindro é maior que pressão atmosférica (92kPa) devido a movimentação do pistão em direção ao PMS, Figura 5.10. A pressão a 30 mm da válvula esta abaixo da pressão atmosférica devido a oscilação de pressão dentro do duto de admissão. Mas logo a informação da pressão é transmitida ao duto formando um ponto de máximo local antes do PMS (Figura 5.11). Pode-se notar que esse ponto de máximo ocorre após o PMS na posição de 500 e 700 mm (Figuras 5.12 e Figuras 5.13) após a válvula, ou seja, existe um tempo finito para a propagação da informação ao longo do duto. Após o PMS, o pistão move-se em direção o PMI aumentado o volume da câmara de combustão o que faz com que a pressão seja reduzida chegando a um ponto de mínimo próximo a 120° . Esse fenômeno faz com que gere uma onda de pressão chegando a um ponto de máximo próximo de 1,3 bar no posição de 30 mm em relação a válvula. Verifica-se formas diferentes da onda nas posições de 30, 500 e 700 mm em relação a válvula entre o PMS e o PMI. A válvula de admissão fecha após o pico de pressão para essa rotação. Após o fechamento visualiza-se a oscilação do valor de pressão em torno do valor da pressão atmosférica. A magnitude diminui devido ao atrito e a transferência de calor nas paredes. Outra informação interessante esta no fato que no mesmo tempo pode-se verificar a diminuição da pressão da região da válvula em direção ao extremo aberto.

Nas Figuras 5.14, 5.15 e 5.16 o valor correspondente a $\theta = 0^\circ$ se refere ao início da abertura da válvula de exaustão e corresponde respectivamente as posições de 30, 500 e 700 mm em relação a válvula de exaustão. A válvula de exaustão abre aproximadamente 60° antes do PMI e pode-se visualizar a queda de pressão na câmara de combustão e nos dutos devido o aumento do volume da câmara de combustão. A pressão na câmara de combustão é maior que a pressão atmosférica e ocorre a chamada exaustão natural, gerando uma onda nos dutos de exaustão. Após o PMI o pistão se dirige ao PMS com o objetivo de realizar a exaustão forçada, pela redução do volume da câmara de combustão. Isto é visto pela onda de compressão que

passa pelos dutos entre o PMI e o PMS. A válvula de exaustão fecha após 25° do PMS. E o que pode-se observar depois é a oscilação da pressão nos dutos em torno da pressão atmosférica devido as reflexões nos extremos. Observa-se também a diminuição da magnitude ao longo do tempo devidos ao atrito e transferência de calor no duto de exaustão. Um dado interessante é o formato pontiagudo da onda a medida que vai se afastando da válvula.

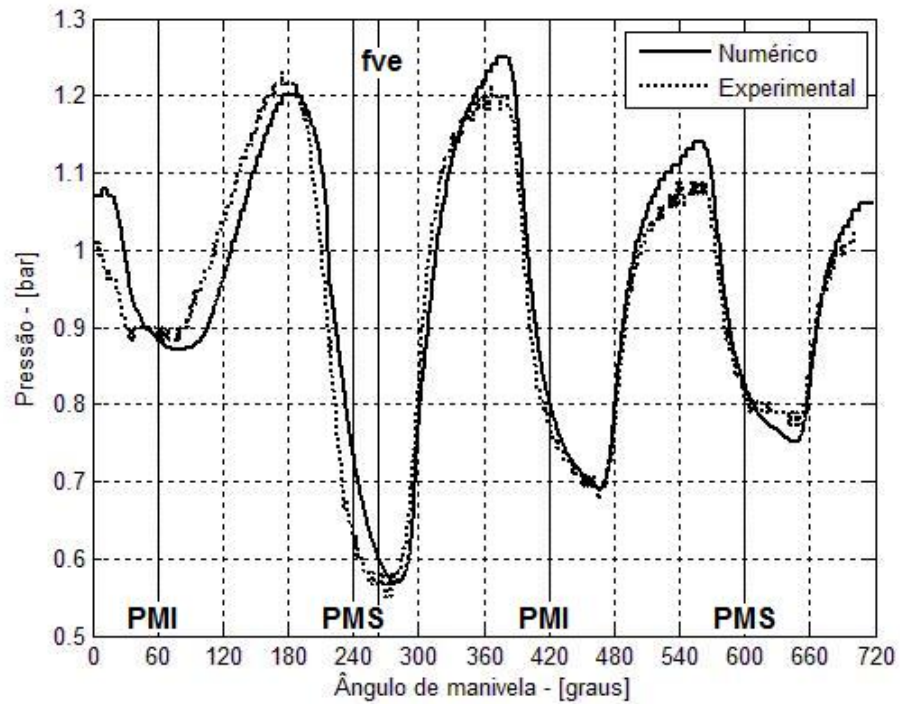


Figura 5.14: Comparação das curvas de pressão na posição de 30 mm em relação à válvula de exaustão.

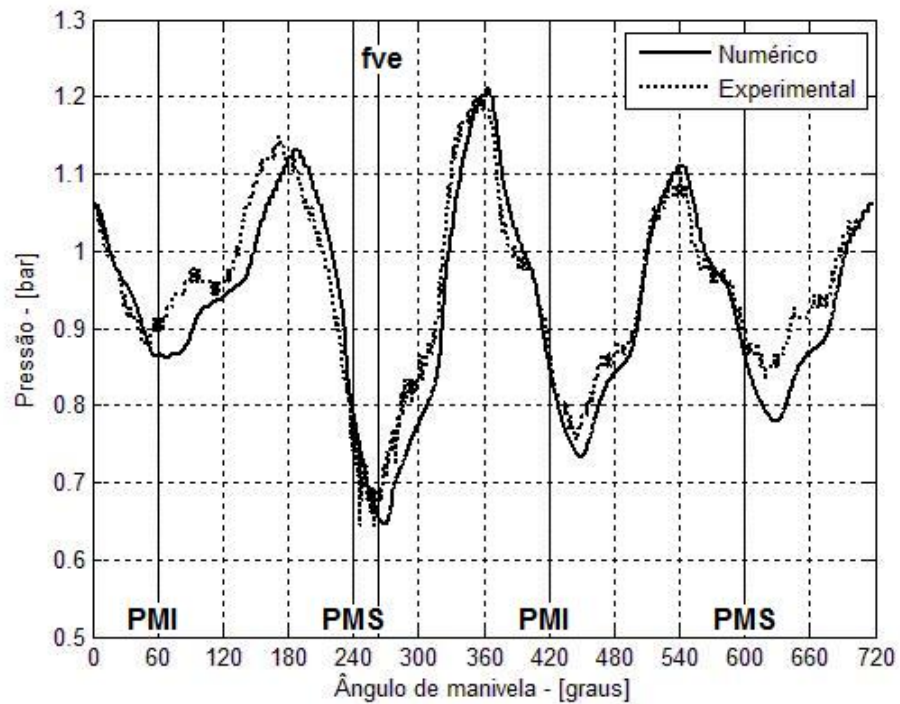


Figura 5.15: Comparação das curvas de pressão na posição de 500 mm em relação à válvula de exaustão.

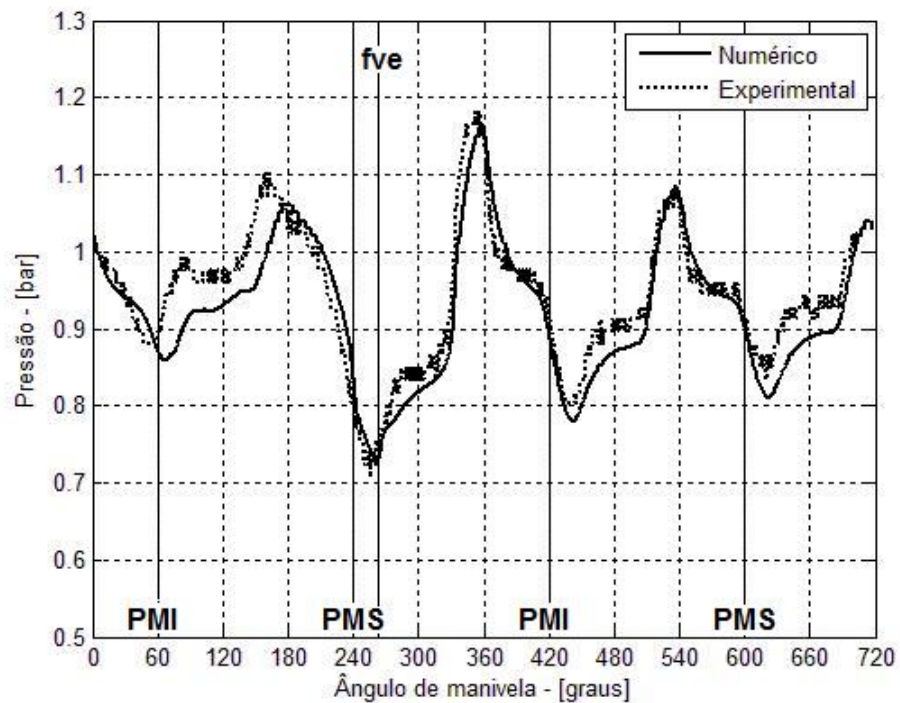


Figura 5.16: Comparação das curvas de pressão na posição de 700 mm em relação à válvula de exaustão.

CAPÍTULO 6

Conclusões

Neste trabalho foi apresentada a construção de uma bancada de ensaio que permite o estudo da propagação de ondas de pressão nos dutos de admissão e exaustão em um motor monocilíndrico acionado externamente. Foram descritos os instrumentos de medição utilizados, seus princípios de funcionamento e os cuidados que devem ser tomados durante os experimentos. Esta bancada permite obter resultados experimentais coerentes do ponto de vista físico, como se pode constatar pelos gráficos apresentados. Para a medição da pressão os transdutores piezelétricos mostraram-se apropriados, apresentando boa linearidade mesmo diante de fortes gradientes térmicos. O sistema de tratamento de sinais mostrou-se compatível com as necessidades, havendo somente o problema de falta de referência para a pressão. Essa característica é inerente aos sensores piezelétricos devido ao fato de eles medirem apenas variações de pressão. Para isso é inevitável a comparação com modelos matemáticos como o apresentado nesse trabalho. No entanto, uma melhora considerável na qualidade dos dados experimentais poderia ser conseguida através da utilização de transdutores piezoresistivo que permite a obtenção da pressão absoluta.

Em relação ao sistema de medição de deslocamento das válvulas através do laser interferométrico deve-se mencionar a facilidade de sua aplicação quando as válvulas de admissão e de exaustão podem ser acessadas sem dificuldade, como ocorreu no caso do motor utilizado. Através dos resultados apresentados anteriormente, a curva parabólica mostrou ser um ótimo

modelo para simular a elevação das válvulas.

Como pode-se ver pelos resultados experimentais e numéricos, o modelo numérico representa bem a física do problema, ou seja, as simplificações adotadas aqui são coerentes para o estudo de trocas gasosas em motores de combustão interna. Com isso, permite-se concluir que as hipóteses de gás ideal, escoamento unidimensional transitório, correlações de transferência de calor são válidas para esse tipo de análise. O modelo das condições de contorno em válvulas e extremo livre geram bons resultados também, quando se conhece o valor do coeficiente de descarga. Pelo grau de proximidades das curvas numéricas e experimentais, pode-se concluir que os valores de coeficiente de descarga do conjunto de válvulas do motor BS196400 são próximos aos determinados por Laforgia e Ficarella ^[19].

O modelo matemático apresentado, adquirido na literatura sobre modelos que simulem os processos de um motor de combustão interna, foi validado por um modelo físico de um motor monocilíndrico. Infelizmente esses modelos portam coeficientes que devem ser conhecido antes da simulação numérica unidimensional. O caso mais expressivo é o coeficiente de descarga que deve ser determinado experimentalmente ou através da simulação numérica tridimensional do escoamento através da válvula.

Com este modelo então validado é possível analisar a influência de parâmetros relacionados à configuração geométrica dos sistemas de admissão e escape (área da seção transversal, variação desta área ao longo do duto, comprimento dos dutos, etc.) sobre parâmetros tais como a eficiência volumétrica e a fração de gases residuais. Este modelo permitirá, também, otimizar a sintonia entre os intervalos de abertura das válvulas e a geometria dos sistemas de admissão e escape.

6.1 Sugestões para futuros trabalhos

Apresentam-se a seguir sugestões para o desenvolvimento de futuros trabalhos:

- Realizar um programa que resolva as equações governantes dos escoamentos nos dutos através de métodos em diferenças finitas e/ou elementos finitos ;
- Modificar o programa para o caso de multicilíndros;
- Realizar experimentos para um motor multicilíndros;
- Otimização de abertura e duração das válvulas.

Referências Bibliográficas

- 1 HEYWOOD, J. B. *Internal combustion engine fundamentals*. [S.l.]: New York, 1988.
- 2 HANRIOT, S. de M. *Estudo dos fenômenos pulsantes do escoamento de ar nos condutos de admissão em motores de combustão interna*. Tese (Doutorado) — UFMG, Belo Horizonte-MG, 2001.
- 3 STONE, R. *Introduction to Internal Combustion Engines*. Second edition. [S.l.: s.n.], 1993.
- 4 PAYRI, F.; DESANTES, J. M.; TORREGROSA, A. J. Acoustic boundary condition for unsteady one-dimensional flow calculations. *Journal of Sound and Vibration*, v. 188, n. 1, p. 85, 1995.
- 5 ALEGRE, J. A. A. V. *Simulação dos processos e análise exergética do motor de ciclo diesel*. Tese (Tese de Doutorado) — UNICAMP, Campinas - SP, Brasil, 1993.
- 6 BENSON, R. S.; GARY, R. D.; WOOLLATT, D. A numerical solution of unsteady flow problems. *International Journal of Mechanical Science*, v. 6, p. 117–144, 1964.
- 7 BENSON, R. S. Numerical solution of one-dimensional non-steady flow with supersonic and subsonic flows and heat transfer. *International Journal of Mechanical Science*, v. 14, p. 635–642, 1972.
- 8 PAYRI, F.; BOADA, F.; MACIAN, V. Reduction of pumping losses by the use of a variable valve timing system. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, v. 198D, n. 15, p. 295–300, 1984.
- 9 TANNEHILL, J. C.; ANDERSON, D. A.; PLETCHER, R. H. *Computational fluid mechanics and heat transfer*. second edition. [S.l.]: Taylor & Francis, 1997.
- 10 PAYRI, F.; TORREGROSA, A. J.; CHUST, M. D. Application of maccormack schemes to i.c. engine exhaust noise prediction. *Journal of Sound and Vibration*, v. 195(5), p. 757–773, 1996.

- 11 TAKIZAWA, M. et al. A study of gas exchange process simulation of automotive multi-cylinder internal combustion engine. *SAE Paper*, p. 1–4, 1982.
- 12 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 diferencial lax-wendroff method. *International Journal of Mechanical Engineering*, v. 29, n. 5, p. 367–378, 1987.
- 13 BROATCH, A. et al. Time-domain computation of muffler frequency reponse: comparation of different numerical schemes. *Journal of Sound and Vibration*, v. 305, p. 333–347, 2007.
- 14 PAYRI, F. et al. Influence of measurement errors and estimated parameters on combustion diagnosis. *Applied Thermal Engineering*, v. 26, p. 226–236, 2006.
- 15 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.
- 16 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, 2004.
- 17 SMITHIII, L. C. *Finite element approximations of burger's equation with robin's boundary conditions*. Dissertação (Mestrado) — Virginia Polytechnic Institute and State University, 1997.
- 18 KASTNER, L. J.; WILLIAMS, T. J.; WHITE, J. B. Poppet inlet valve characteristics and their influence on the induction process. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, v. 178 Pt. 1, n. 36, p. 955–978, 1963–64.
- 19 LAFORGIA, D.; FICARELLA, A. Poppet valve flow characteristics in internal combustion engines. In: *In 12d. Annual Energy Sources Technology Conference and Exhibition. The Internal Combustion Engine Division, ASME. Basic Processes in Internal Combustion Engines*. [S.l.]: The American Society of Mechanical Engineers, 1989. p. 33–43.
- 20 WINTERBONE, D. E.; NICHOLS, J. R.; ALEXANDER, G. I. Efficiency of the manifolds of turbocharged engines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, v. 199, n. D2, p. 137–149, 1985.
- 21 BINGHAM, J. F.; BLAIR, G. P. An improved branched pipe model for multi-cylinder automotive engine calculations. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, v. 199, n. D1, p. 65–77, 1985.
- 22 SMITH, L. A.; THURGOOD, D. W. Mathematical modelling of linear/non-linear wave reflective boundaries in automotive exhaust systems. *SAE Paper*, n. 970504, p. 688–700.
- 23 BUENO, A. V. *Análise da operação de motores diesel com misturas parciais de biodiesel*. Tese (Doutorado) — UNICAMP, Campinas-SP, 2006.
- 24 ANNAND, W. J. D. Heat transfer in cylinders of reciprocating internal combustion engines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, v. 177, n. 36, p. 993–990, 1963.

- 25 WOSCHNI, G. Engine cycle simulation, an effective tool for the development of medium speed diesel engines. *SAE Transactions*, n. 870570, p. 4.570–4.581, 1987.
- 26 NISKIWAKI, K.; SHIMAMOTO, Y.; MIYAKE, K. Average heat transfer coefficients on a cylinder wall in the intake and exhaust processes of motoring test. *Bulletim of the Japan Society of Mechanical Engineers*, v. 22, n. 174, p. 1796–1809, 1979.
- 27 SHAPIRO, A. H. *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow*. [S.l.]: New York, 1953.
- 28 INCROPERA, F. P.; WITT, D. P. de. *Fundamentos de transferência de calor e de massa*. 5 edição. ed. [S.l.]: Rio de Janeiro, 2003.
- 29 AVL LIST GMBH. *Operating Instructions AVL 617 Indimeter Software Version V2.00*. Kleiststrasse 48, A-8020 Graz Austria, March 1994.

APÊNDICE A – Determinação do volume do câmara de combustão

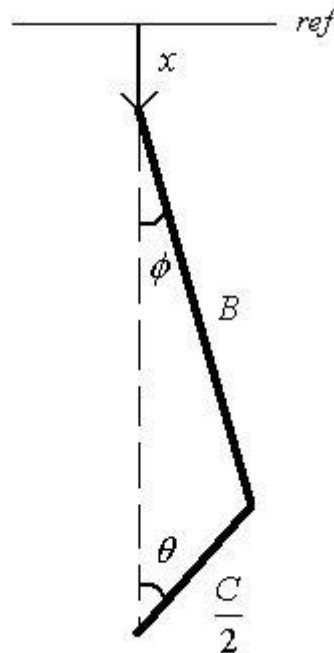


Figura A.1: Definição dos parâmetros geométricos do sistema biela-manivela.

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.

$$V_{min} = \frac{\pi D^2 C}{4(r-1)} \quad (\text{A.2})$$

Onde C é o curso do pistão. Através da Figura A.1 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.

$$\frac{dV}{d\theta} = \frac{\pi D^2 C}{4} \left(\frac{\sin \theta}{2} + \frac{\frac{C}{4B} \sin \theta \cos \theta}{\sqrt{1 - \left(\frac{C}{2B} \right)^2 \sin^2 \theta}} \right) \frac{\pi}{180^\circ} \quad (\text{A.8})$$

APÊNDICE 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.

$$A = \pi D \left\{ H_{crev} + \left[\frac{C}{2} (1 - \cos \theta) + B \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{C}{2B} \right)^2 \sin^2 \theta} \right) \right] \right\} \quad (\text{B.2})$$

$$A_{va} = \frac{\pi}{4} D_{va}^2 \quad (\text{B.3})$$

$$A_{ve} = \frac{\pi}{4} D_{ve}^2 \quad (\text{B.4})$$

$$A_c = \frac{\pi}{4} D^2 - (A_{va} + A_{ve}) \quad (\text{B.5})$$

$$A_p = \frac{\pi}{4} D^2 + \pi D H_{cc} \quad (\text{B.6})$$

$$H_{cc} = \left(\frac{D}{D_{cc}} \right)^2 \left[\frac{C}{(r-1)} - H_{crev} \right] \quad (\text{B.7})$$

APÊNDICE C – Resultados

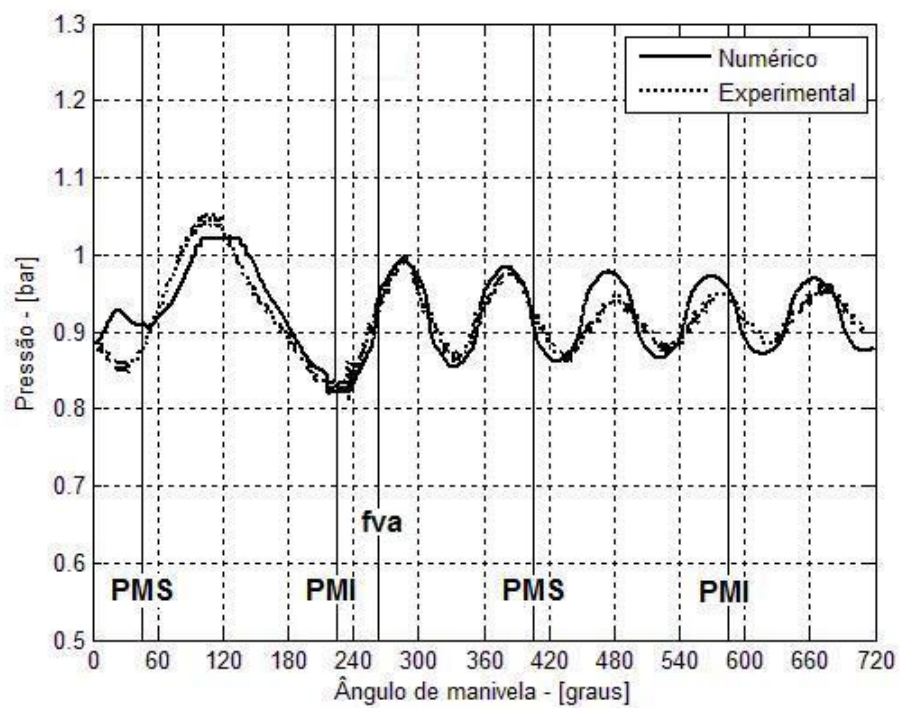


Figura C.1: Comparação das curvas de pressão na posição de 30 mm em relação à válvula de admissão para 1400rpm.

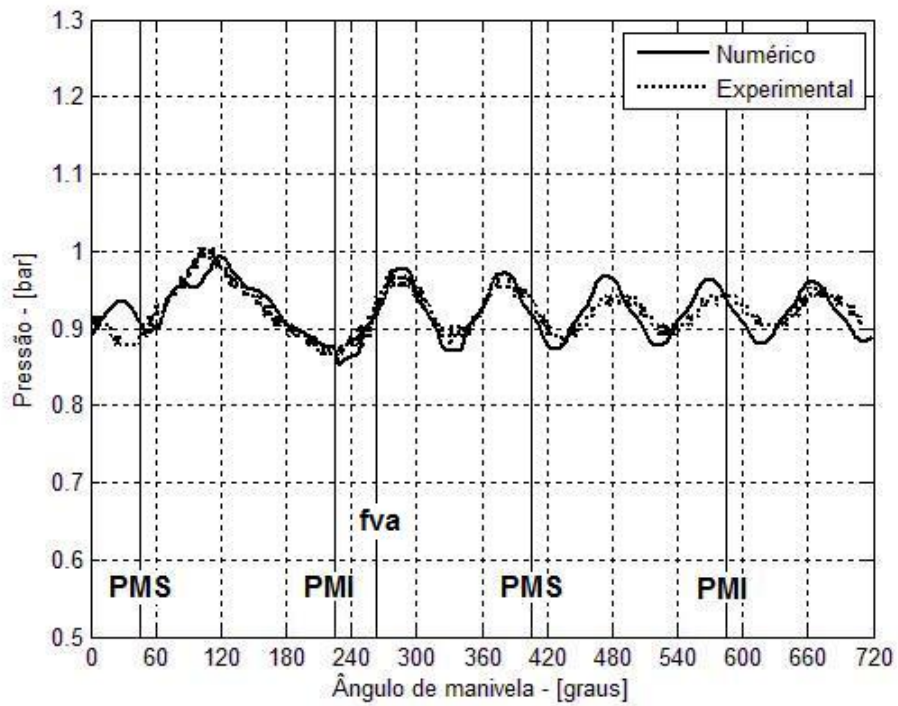


Figura C.2: Comparação das curvas de pressão na posição de 500 mm em relação à válvula de admissão para 1400rpm.

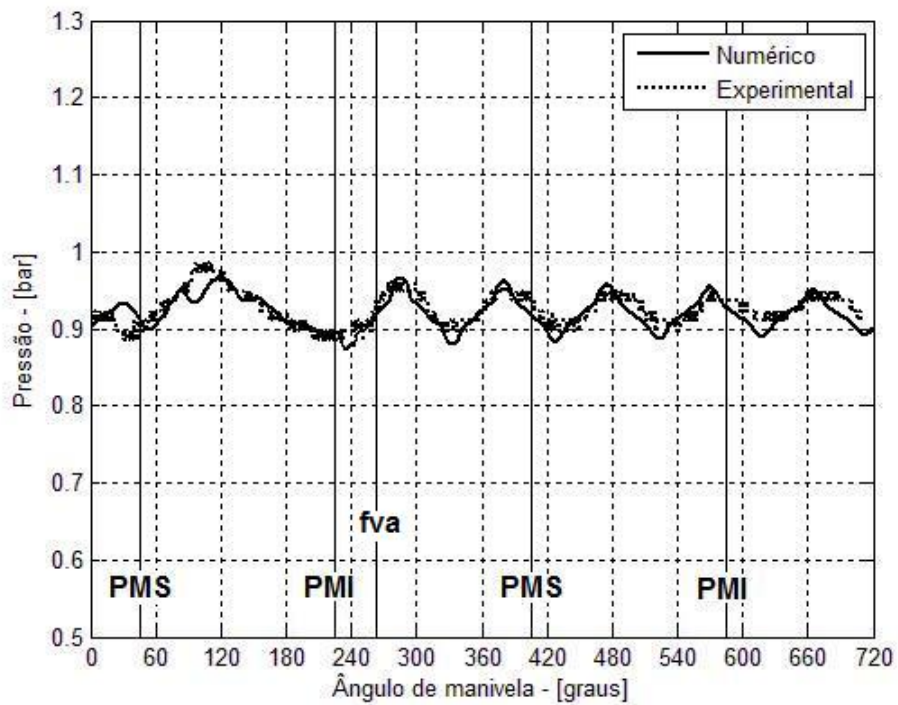


Figura C.3: Comparação das curvas de pressão na posição de 700 mm em relação à válvula de admissão para 1400rpm.

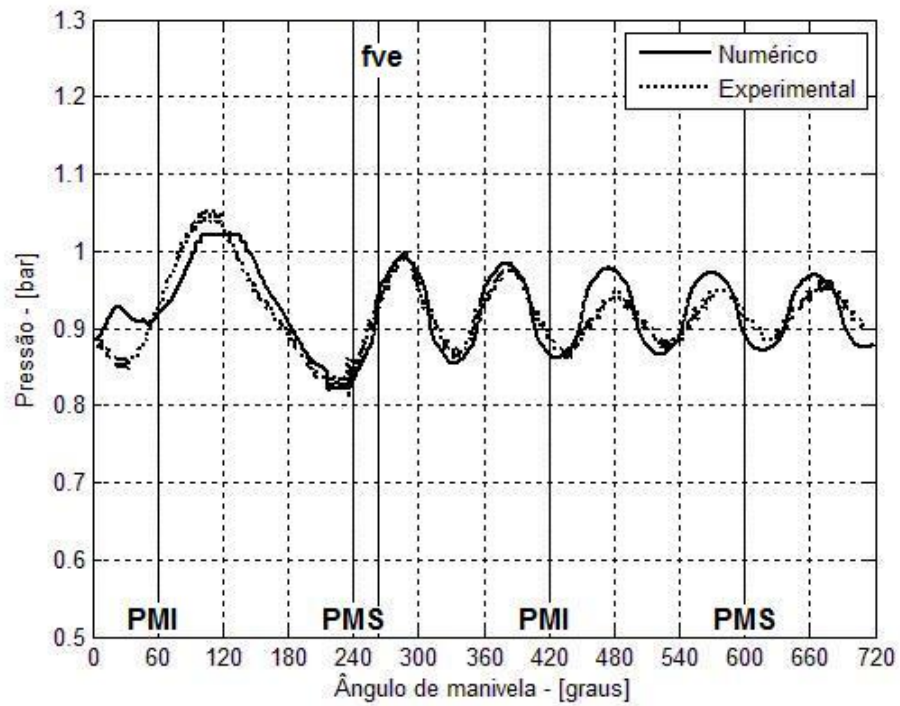


Figura C.4: Comparação das curvas de pressão na posição de 30 mm em relação à válvula de exaustão para 1400rpm.

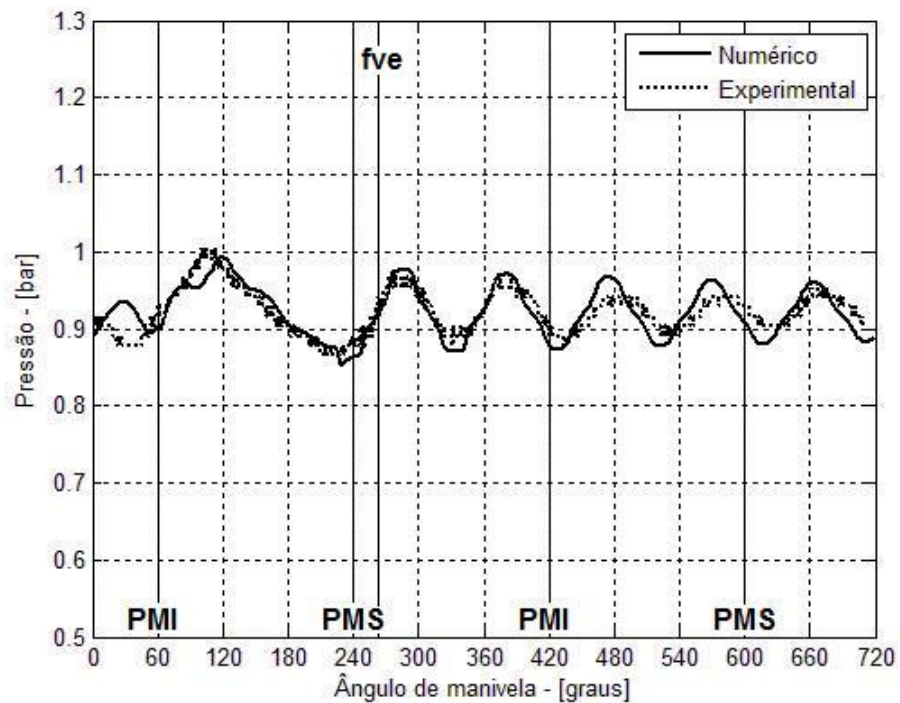


Figura C.5: Comparação das curvas de pressão na posição de 500 mm em relação à válvula de exaustão para 1400rpm.

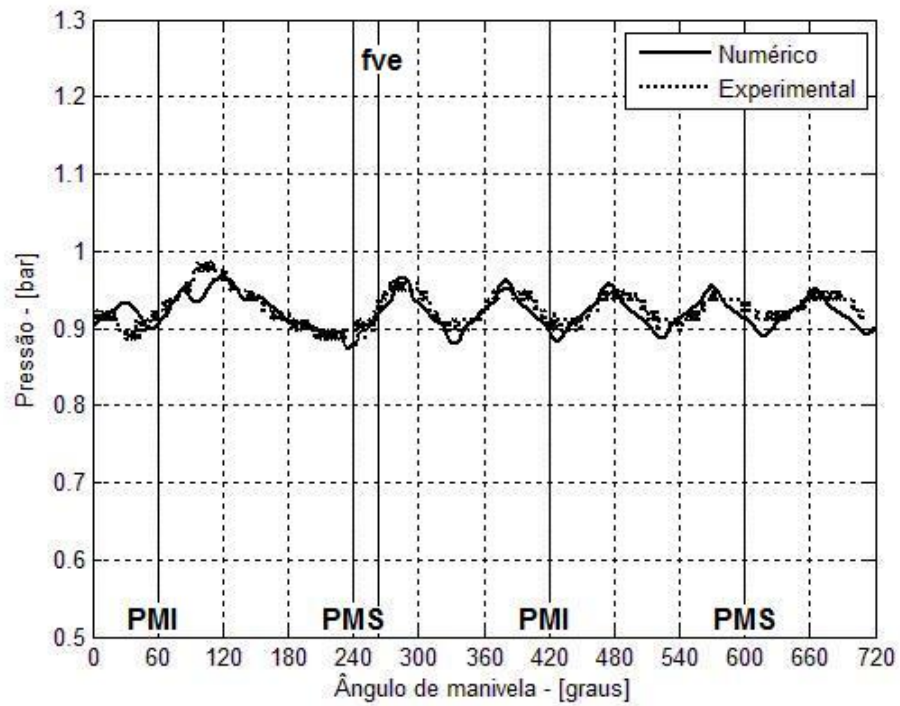


Figura C.6: Comparação das curvas de pressão na posição de 700 mm em relação à válvula de exaustão para 1400rpm.

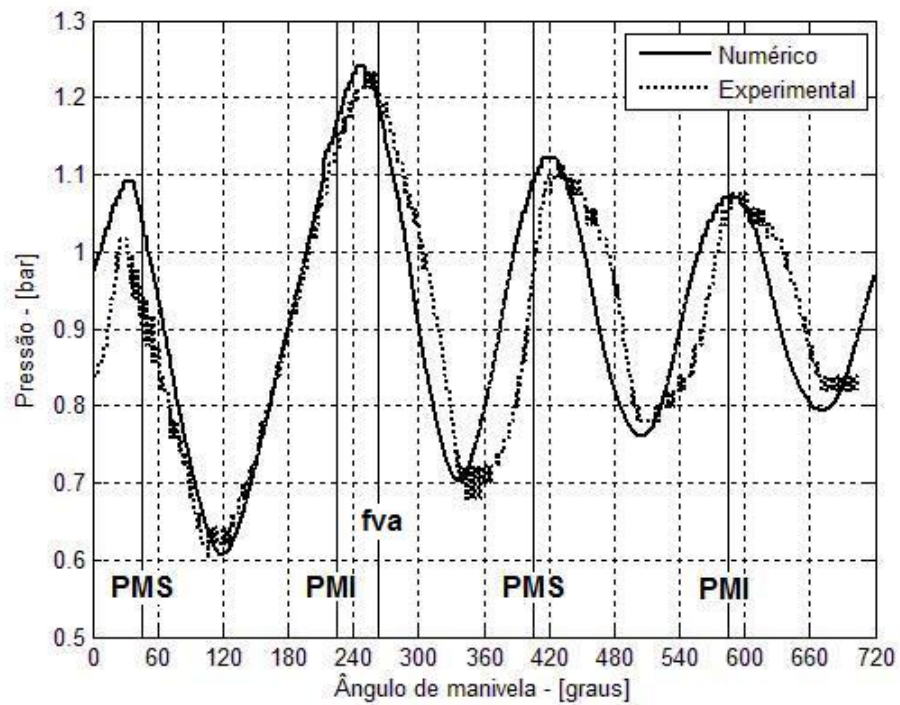


Figura C.7: Comparação das curvas de pressão na posição de 30 mm em relação à válvula de admissão para 2400rpm.

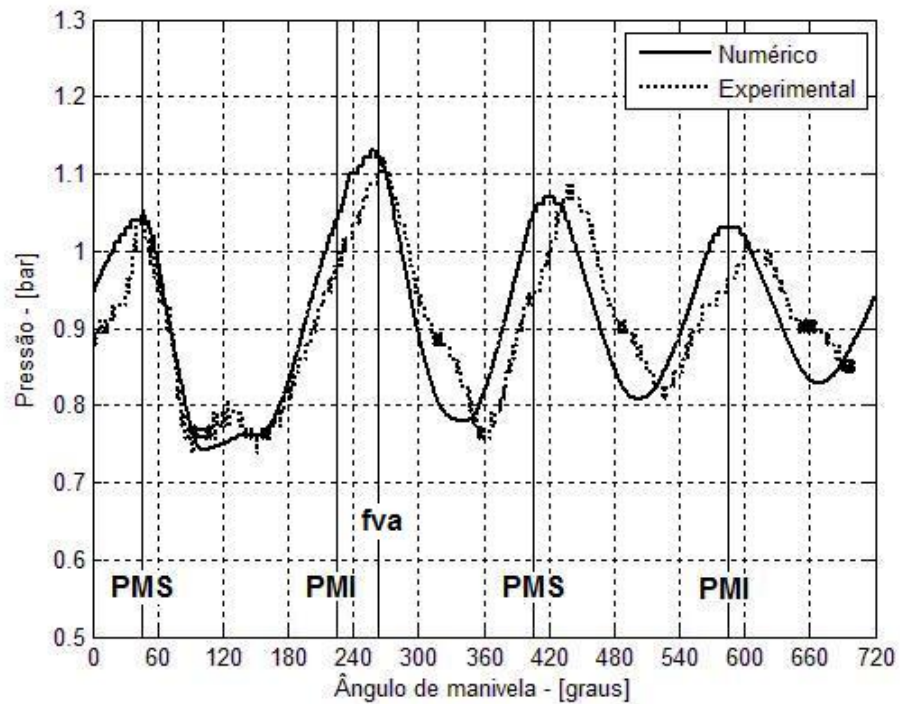


Figura C.8: Comparação das curvas de pressão na posição de 500 mm em relação à válvula de admissão para 2400rpm.

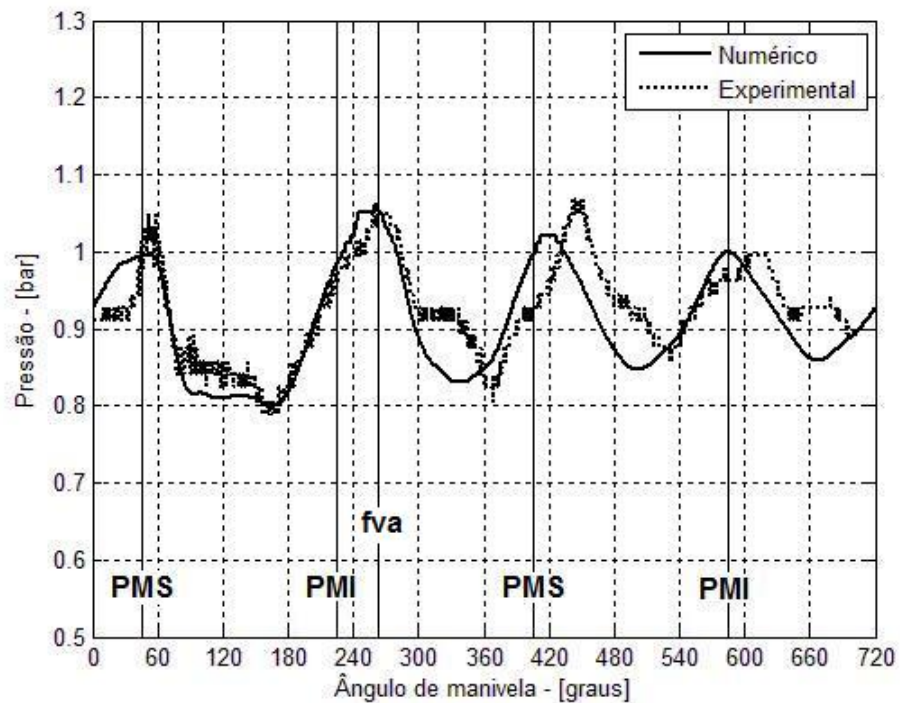


Figura C.9: Comparação das curvas de pressão na posição de 700 mm em relação à válvula de admissão para 2400rpm.

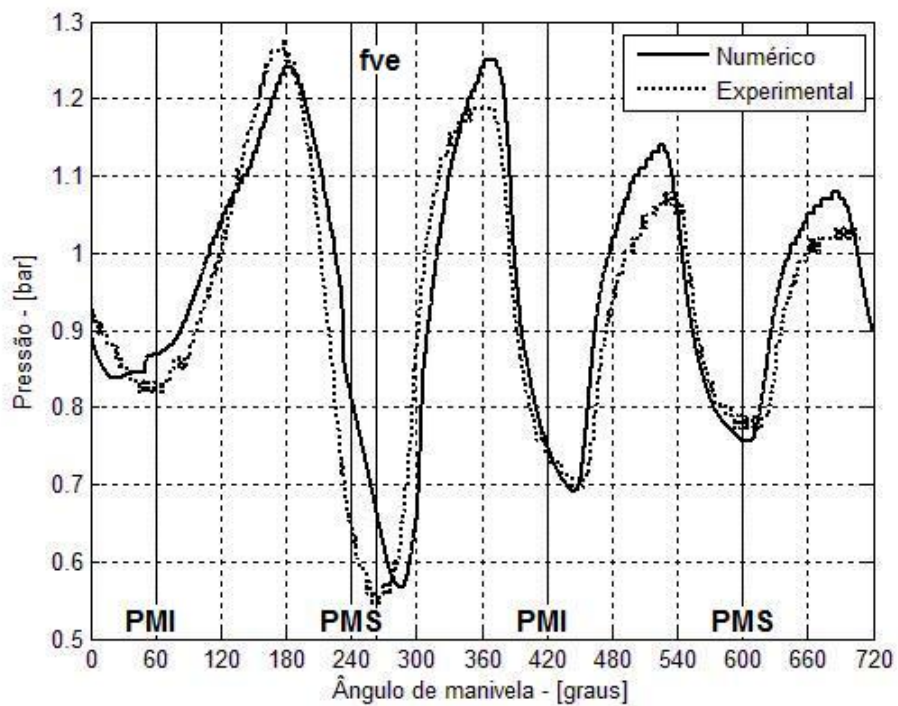


Figura C.10: Comparação das curvas de pressão na posição de 30 mm em relação à válvula de exaustão para 2400rpm.

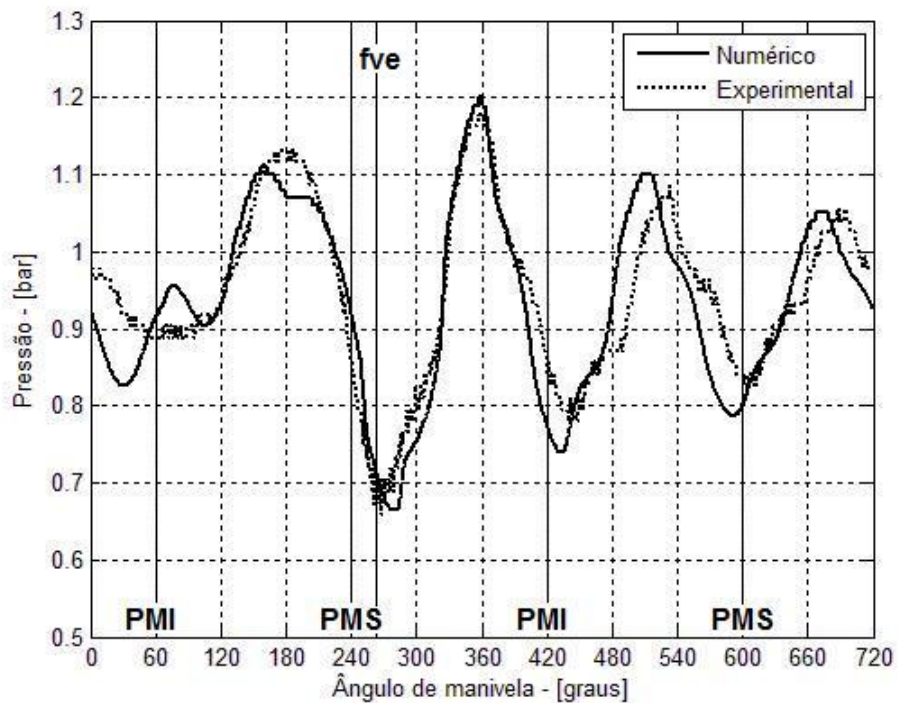


Figura C.11: Comparação das curvas de pressão na posição de 500 mm em relação à válvula de exaustão para 2400rpm.

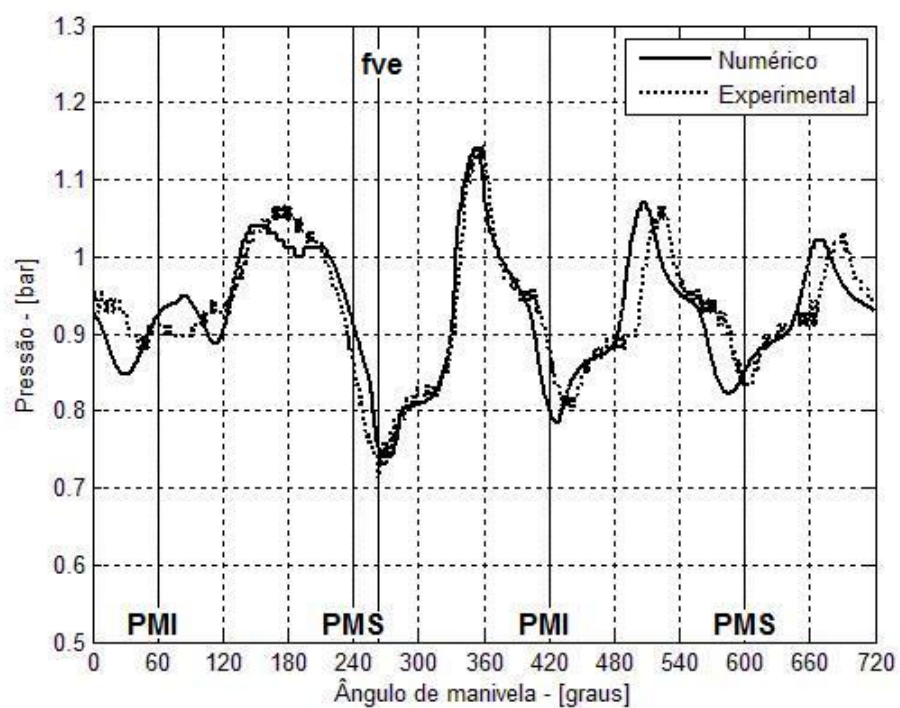


Figura C.12: Comparação das curvas de pressão na posição de 700 mm em relação à válvula de exaustão para 2400rpm.