

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA**

**CARACTERIZAÇÃO E TESTES DE TUBO DE CHOQUE PARA
ANÁLISE DE COMBUSTÃO COM INJEÇÃO DE COMBUSTÍVEL**

CLAUDIO MÁRCIO SANTANA

BELO HORIZONTE, 13 DE DEZEMBRO DE 2013

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA**

**CARACTERIZAÇÃO E TESTES DE TUBO DE CHOQUE PARA
ANÁLISE DE COMBUSTÃO COM INJEÇÃO DE COMBUSTÍVEL**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de concentração: Calor e Fluidos.

Orientador: Prof. Dr. Jose Eduardo Mautone Barros.

Universidade Federal de Minas Gerais - UFMG.

CLAUDIO MÁRCIO SANTANA

BELO HORIZONTE, 13 DE DEZEMBRO DE 2013

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

Dissertação intitulada “CARACTERIZAÇÃO E TESTES DE TUBO DE CHOQUE PARA ANÁLISE DE COMBUSTÃO COM INJEÇÃO DE COMBUSTÍVEL”, de autoria do Mestrando em Engenharia Mecânica Claudio Marcio Santana, aprovado pela banca examinadora constituída pelos seguintes professores:

Prof. Dr. Jose Eduardo Mautone Barros - Orientador

Prof. Dr. Luis Carlos Monteiro Sales

Prof. Dra. Isabel Cristina Pereira Fortes

Prof. Dr. Ramon Molina Valle

BELO HORIZONTE, 13 DE DEZEMBRO DE 2013

DEDICATÓRIA

Dedico esse trabalho aos meus familiares, colegas e amigos que me apoiaram e torceram por mim nessa jornada e em especial ao meu pai que infelizmente não pode estar presente.

AGRADECIMENTOS

Segue meus sinceros agradecimentos às pessoas que se fizeram presentes na condução desse trabalho:

A minha mãe Maria Piedade e minhas irmãs Patricia, Magda e Janaina a pelo apoio.

Ao professor Mautone pela sabedoria nas orientações, pelo tempo dedicado no acompanhamento e análise dos testes experimentais.

A minha esposa Alice pela paciência.

Ao colega de faculdade e trabalho Saulo Sabino pela ajuda na calibração dos sensores.

Ao colega de trabalho Charles da FIAT e Thales da UFMG e pela ajuda na programação do LABVIEW.

A empresa FIAT pela liberalidade nos dias em que havia aula.

A professora Eneida pela ajuda no Matlab.

A Deus pelas vitórias alcançadas durante a vida.

RESUMO

Num processo de queima em uma câmara de combustão de um motor de combustão interna é muito importante conhecer a temperatura máxima dos gases, a velocidade da combustão e o tempo de retardo de ignição da mistura ar combustível. A indústria automobilística tem investido consideráveis quantidades de recursos em simulações e modelagens numéricas a fim de obter informações relevantes quanto aos processos na câmara de combustão e então extrair o máximo de rendimento do motor, controlar a emissão de poluentes e formular novos combustíveis. Este trabalho tem como objetivos gerais a construção e instrumentação de um tubo de choque para medição do tempo de retardo de ignição. Como objetivo específico determinou-se a velocidade de reação e tempo de retardo de ignição do Diesel S25, etanol com 5% de aditivo aumentador de número de Cetanos, Biodiesel B100 e Diesel de referência. Os resultados foram correlacionados com o número de cetano dos combustíveis e comparados com os tempos de retardos de ignição conhecidos de Diesel e biodiesel. Um tubo de choque é um tubo de metal no qual um gás a baixa pressão e um gás a alta pressão são separados por um diafragma. Este diafragma quando se rompe, em condições predeterminadas, produz ondas de choque que se deslocam da câmara de alta pressão conhecida como câmara de compressão ou *Driver* para câmara de baixa pressão conhecida como câmara de expansão ou *Driven*. Obtiveram-se nos testes as velocidades de propagação das ondas de choque incidente e refletida. Mediu-se os tempos de retardo de ignição do etanol aditivado, Diesel S25, Diesel de referência e biodiesel B100. Concluiu-se que o tempo de retardo do etanol com 5% de aditivo foi no mínimo duas vezes maior que o tempo de retardo do Diesel S25. O tempo de retardo do biodiesel B100 foi aproximadamente quatro vezes maior que o tempo de retardo do Diesel S25. O tempo de retardo do Diesel de referência foi menor que o do S25. Não convém utilizar os combustíveis etanol aditivado e o biodiesel B100 como substitutos do Diesel em motores ignição por compressão sem que haja grandes alterações nos motores. Os tempos de retardos de ignição desses combustíveis são no mínimo de três a quatro vezes maiores que o tempo de retardo do Diesel de referência. Isso poderia causar graves falhas de funcionamento dos motores sendo necessário realizar alterações na construção dos mesmos, como por exemplo, aumento da taxa de compressão.

Palavra chave: Tubo de Choque, Tempo de retardo de ignição, etanol aditivado.

ABSTRACT

A burning process in a combustion chamber of an internal combustion engine is very important to know the maximum temperature of the gas, the combustion speed and time delay ignition of fuel air mixture. The automotive industry has invested considerable amounts of resources in simulations and numerical modeling in order to obtain relevant information about the processes in the combustion chamber and then extract the maximum engine performance, control emissions and in formulating new fuels. This work aimed at general construction and instrumentation of a shock tube for measuring the fuel ignition delay time. Specific objectives determined the reaction rate and delay time of ignition Diesel S25, ethanol with 5 % additive enhancer cetane number, B100 biodiesel and Diesel reference. The results were correlated with the number of cetane fuels and compared with the times of known delays ignition of Diesel and biodiesel. A shock tube is a metal tube in which a gas at low pressure and high pressure gas are separated by a diaphragm. This diaphragm when it breaks on predetermined conditions produces shock waves that move from the high pressure chamber known as the compression chamber or *Driver* for low pressure chamber known as *Driven* or expansion chamber. Were obtained in testing the speed of propagation of shock waves incident and reflected. It is measured ignition delay times of ethanol additive, Diesel S25, Diesel reference and biodiesel B100. It was concluded that the delay time of ethanol with 5% additive was at least twice that of the delay time Diesel S25. The delay time of biodiesel B100 was approximately four times greater than the time delay Diesel S25. The delay time of the Diesel reference was smaller than the S25. Should not use the fuel additive ethanol and B100 biodiesel as substitutes for Diesel compression ignition engines without any major changes in engines. The times of delays ignition of these fuels are at least three to four times larger than the time delay of the Diesel reference. This could cause serious malfunctions of engines being necessary to make changes in the construction of them, for example, increased compression ratio.

Keyword: Shock tube, time of ignition delay additive ethanol.

LISTA DE FIGURAS

Figura 3.1 - Tubo de Choque simples.....	4
Figura 3.2 - Representação das seções do Tubo de Choque antes da ruptura do diafragma.	5
Figura 3.3 – Propagação da onda de choque e expansão após ruptura do diafragma do Tubo de Choque.	5
Figura 3.4 - Formação da superfície de contato imediatamente após ruptura do diafragma.	5
Figura 3.5 - Condições do Tubo de Choque antes da ruptura do diafragma.	7
Figura 3.6 - Condições do Tubo de Choque após ruptura do diafragma.	8
Figura 3.7 - Condições do Tubo de Choque após reflexão da onda de choque.....	10
Figura 3.8 - Tubo de Choque com pistão.	12
Figura 3.9 - Tubo de Choque com redução de área de seção transversal.	12
Figura 3.10 – Esquema de funcionamento de um Tubo de Choque.	17
Figura 3.11 - Aparato experimental do Tubo de Choque de Duisburg Essen.	18
Figura 3.12 - Fotografia do Tubo de Choque de Duisburg Essen.	19
Figura 3.13 A e B - Diafragma de alumínio antes e após realização do ensaio no teste no Tubo de Choque.	20
Figura 3.14 - Determinação do tempo de retardo do composto substituto A.	21
Figura 3.15 – Simulação e resultado experimental do composto substituto A.....	22
Figura 3.16 – Simulação e resultado experimental do composto substituto B.	23
Figura 3.17 – Simulação e resultado experimental do composto substituto C.	23
Figura 3.18 - Tubo de Choque da Faculdade de Aeronáutica e Astronáutica em Ensing nos Estados Unidos.	26
Figura 3.19 - Membranas utilizadas por McMillan nos testes no Tubo de Choque.	27
Figura 3.20 - Desenho esquemático do Tubo de Choque e a localização dos sensores de pressão.....	27
Figura 3.21 - Tradutores de pressão com e sem revestimento Silicone.....	28
Figura 3.22 - Razão de pressão necessária para alcançar um determinado número de Mach.	29
Figura 3.23 - Razão de temperatura de vários números de Mach.....	29
Figura 3.24 – Número de Mach do choque refletido versus número de Mach do choque incidente.	30
Figura 3.25 - Simulação feita no CHEMKIN das pressões dos choques incidentes e choques refletidos dada pressões iniciais.	31
Figura 3.26 - Simulação feita no CHEMKIN das temperaturas dos choques incidentes e choques refletidos dada pressões iniciais.	31
Figura 3.27 - Resposta dos sensores de pressão com o revestimento de silicone.....	32
Figura 3.28 - Resposta dos sensores de pressão 1B e 2B com o revestimento de silicone.....	33
Figura 3.29 – Teste experimental versus análise teórica para baixa e alta velocidade de propagação da onda de choque.....	34
Figura 3.30 – Teste experimental versus análise teórica para baixa e alta velocidade de propagação da onda de choque.....	34
Figura 3.31 – Números de Mach refletido obtidos experimentalmente, simulado no Chemkin e teórico.	35
Figura 3.32 - HC Emission Diagnostics.	36
Figura 3.33 - Definição do tempo de retardo da ignição.	37
Figura 3.34 - Comparação medição da ignição utilizando alta e baixa resolução de <i>HC Emission Diagnostics</i>	38
Figura 3.35 – Medição do tempo de retardo da ignição.	38
Figura 3.36 - Efeito da pressão no tempo de retardo de ignição do n-butano.	39

Figura 3.37 - Efeito da pressão no tempo de retardo de ignição do n-heptano.....	40
Figura 3.38 - Efeito da mistura no tempo de retardo de ignição do n-butano.	40
Figura 3.39 - Efeito da mistura no tempo de retardo de ignição do n-heptano.	41
Figura 3.40 - Efeito da razão de equivalência no tempo de retardo de ignição do n-butano.....	41
Figura 3.41 - Efeito da razão de equivalência no tempo de retardo de ignição do n-heptano.	42
Figura 3.42 - Tubo de Choque de departamento de engenharia mecânica da Universidade de Stanford.....	43
Figura 3.43 - Tempos de retardos de ignição dos combustíveis JET-A e JP-8 para $\phi=1$	43
Figura 3.44 - Tempos de retardos de ignição do n-dodecano.....	44
Figura 3.45 - Comparação do tempo de retardo de ignição do n-dodecano medido em Stanford com medições realizadas por outros autores.	44
Figura 3.46 - Tempos de retardos de ignição do Diesel.	45
Figura 3.47 - Exemplo de teste de retardo de ignição com Metil Linoleaté. Temperatura do choque reflectido 1222 K, pressão 6.7 atm e razão de equivalência de 1.13. Tempo de retardo de ignição medido 782 μ s.....	46
Figura 3.48 - Tempos de retardos de ignição medidos do Metil Oleaté.....	46
Figura 3.49 - Tempos de retardos de ignição medidos do Metil Linoleaté.	47
Figura 3.50 - Comparação os tempos de retardo de ignição do Metil Oleaté e Metil Linoleaté.	47
Figura 3.51 - Tempos de retardos de ignição medidos do Metil Linoleaté.	48
Figura 3.52 - Tempos de retardos de ignição do n-propilcyclohexano diluido em Argônio.	49
Figura 3.53 - Tempos de retardos de ignição do n-propilcyclohexano diluido em Argônio.	49
Figura 3.54 - Tempos de retardos de ignição do n-propilcyclohexano diluido em Argônio.	50
Figura 3.55 - Tempos de retardos de ignição do n-propilcyclohexano diluido em Argônio.	50
Figura 3.56 - Variação das propriedades termodinâmica na zona de indução.	54
Figura 3.57 - Esquema de uma onda de combustão estacionária com sistema de referência sobre a onda.....	58
Figura 3.58 - Estrutura de uma onda de detonação segundo a teoria ZND.	61
Figura 3.59 - Reta de Rayleigh e curva de Rankine - Hugoniot sob influência do calor q	62
Figura 3.60 - Esquema de identificação das soluções de Rankine-Hugoniot.....	65
Figura 3.61 - Trajetória rotativa da frente de onda (<i>spinning detonation</i>)	66
Figura 3.62 - Comparação dos fatores de compressibilidade Z para diversos gases.	71
Figura 4.1 - Desenho esquemático do Tubo de Choque.....	73
Figura 4.2 - Vista dos orifícios de instrumentação e janela de visualização ótica do Tubo de Choque.	74
Figura 4.3 - Dimensões do modulo de visualização ótica do Tubo de Choque.....	74
Figura 4.4 - Vista dos orifícios de instrumentação do Tubo de Choque.	75
Figura 4.5 - Dimensões do modulo de instrumentação do Tubo de Choque.....	75
Figura 4.6 - Vista frontal do Tubo de Choque.....	76
Figura 4.7 - Vista lateral e frontal do flange móvel para fechamento do Tubo de Choque.....	76
Figura 4.8 - Fotografia da armação do suporte do tubo de choque sem acabamento.	77
Figura 4.9 - Suporte lateral do tubo de choque.....	78
Figura 4.10 - Fixação do Tubo de Choque nos suportes.	78
Figura 4.11 - Conexões de vedação e válvula de alívio do Tubo de Choque.....	79
Figura 4.12 - Teste de vedação do Tubo de Choque.	80
Figura 4.13 - Membrana de cobre antes do teste no Tubo de Choque.	81
Figura 4.14 - Teste de vedação do Tubo de Choque.	81
Figura 4.15 - localizações dos sensores de pressão, temperatura, seções alta pressão, baixa pressão e a membrana de rompimento.	82
Figura 4.16 - Localização da membrana entre as seções <i>Driver</i> a direita e <i>Driven</i> à esquerda.	82
Figura 4.17 - Membranas de alumínio e cobre antes do teste no Tubo de Choque.....	83

Figura 4.18 - Placa de aquisição utilizada nos teste no Tubo de Choque.....	83
Figura 4.19 - Detalhes da placa de aquisição da <i>National Instruments</i>	84
Figura 4.20 - Detalhes dos canais de entrada e saída de dados da placa de aquisição da <i>National Instruments</i>	84
Figura 4.21 - Programa implementado para monitora e aquisitar os dados de pressão e temperatura.	85
Figura 4.22 - Diagrama de blocos do programa.	85
Figura 4.23 – Teste sem combustão para determinar a velocidade de propagação da onda de choque.	89
Figura 4.24 – Localização dos sensores P2 e P1 em relação à membrana no Tubo de Choque.....	89
Figura 4.25 - Tubo de Choque com cilindro de nitrogênio acoplado.	90
Figura 4.26 - Tubo de Choque com cilindro de nitrogênio acoplado.	91
Figura 4.27 - Manta de aquecimento utilizada no Tubo de Choque.....	92
Figura 4.28 - Detalhes da manta de aquecimento e o injetor de combustível.	92
Figura 4.29 – Resíduos de fuligem após teste com combustão.	94
Figura 4.30 – Tubo de Choque com modulo de visualização ótica.	95
Figura 4.31 – Sensor de temperatura LM-35.....	97
Figura 4.32 – Condicionador construído para amplificação dos sinais dos sensores.	98
Figura 4.33 – Curva de calibração dos sensores de pressão.	98
Figura 5.1 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.	100
Figura 5.2 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.....	101
Figura 5.3 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0,2 segundos.	102
Figura 5.4 – Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.....	103
Figura 5.5 – Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.	104
Figura 5.6 – Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0,2 segundos.....	104
Figura 5.7 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.	105
Figura 5.8 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.....	106
Figura 5.9 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0,2 segundos	106
Figura 5.10 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.	107
Figura 5.11 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0,2 segundos.	108
Figura 5.12 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.	108
Figura 5.13 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.....	109
Figura 5.14 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0,2 segundos.	109
Figura 5.15 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.	110
Figura 5.16 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.....	111
Figura 5.17 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0.2 segundos.	111
Figura 5.18 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.	112
Figura 5.19 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.....	113
Figura 5.20 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0.2 segundos.	113
Figura 5.21 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.	114
Figura 5.22 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1segundo.....	115
Figura 5.23 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0.2 segundos.	115
Figura 5.24 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.	116
Figura 5.25 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.....	117
Figura 5.26 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0.2 segundos.	117
Figura 5.27 – Localização dos sensores P2 e P1 no Tubo de Choque.....	118
Figura 5.28 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1segundo.....	118
Figura 5.29 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 50 milissegundos.	119

Figura 5.30 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 20 milissegundos.	119
Figura 5.31 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 20 milissegundos.	120
Figura 5.32 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 30 milissegundos.	121
Figura 5.33 – Primeiro teste com combustão e taxa de aquisição de 16000 Hz no intervalo de 30 milissegundos.	122
Figura 5.34 – Segundo teste com combustão e taxa de aquisição de 16000 Hz no intervalo de 30 milissegundos.	122
Figura 5.35 – Sobreposição dos testes com e sem combustão no intervalo de 30 milissegundos.	123
Figura 5.36 – Localização do sensor P1 no Tubo de Choque.	123
Figura 5.37 – Primeiro teste sem combustão em um intervalo de 30 milissegundos.	124
Figura 5.38 – Primeiro teste com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.	125
Figura 5.39 – Detalhes do primeiro teste com Diesel S25 no intervalo de 1,5 milissegundos.	126
Figura 5.40 – Sobreposição dos testes com Diesel S25 e sem combustão em um intervalo de 30 milissegundos.	127
Figura 5.41 - Sobreposição dos testes com e sem combustão no intervalo de 1.5 milissegundos.	127
Figura 5.42 - Segundo teste com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.	128
Figura 5.43 - Detalhes do segundo teste com Diesel S25 em um intervalo de 1,5 milissegundos.	129
Figura 5.44 – Comparativo do primeiro e segundo testes com combustão Diesel S25.	129
Figura 5.45 - Comparativo do primeiro e segundo testes com Diesel S25.	130
Figura 5.46 - Terceiro teste com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.	130
Figura 5.47 - Detalhes do terceiro teste com Diesel S25 em um intervalo de 1.5 milissegundos.	131
Figura 5.48 - Quarto teste com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.	131
Figura 5.49 - Detalhes do quarto teste com Diesel S25 em um intervalo de 1,5 milissegundos.	132
Figura 5.50 - Quinto teste com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.	132
Figura 5.51 - Detalhes do quinto teste com Diesel S25 em um intervalo de 1,5 milissegundos.	133
Figura 5.52 - Primeiro teste com etanol aditivado em um intervalo de 30 milissegundos.	134
Figura 5.53 - Detalhes do primeiro teste com etanol aditivado em um intervalo de 1,5 milissegundos.	134
Figura 5.54 - Segundo teste com etanol aditivado em um intervalo de 30 milissegundos.	135
Figura 5.55 - Detalhes do segundo teste com etanol aditivado em um intervalo de 1,5 milissegundos.	135
Figura 5.56 - Terceiro teste com etanol aditivado em um intervalo de 30 milissegundos.	136
Figura 5.57 - Detalhes do terceiro teste com etanol aditivado em um intervalo de 1,5 milissegundos.	136
Figura 5.58 – Sobreposição do segundo teste do etanol aditivado e um teste sem combustão.	137
Figura 5.59 – Detalhes da sobreposição do segundo teste do etanol aditivado e o teste sem combustão.	137
Figura 5.60 - Primeiro teste com biodiesel B100 em um intervalo de 30 milissegundos.	138
Figura 5.61 - Detalhes do primeiro teste com biodiesel B100 em um intervalo de 1,5 milissegundos.	139
Figura 5.62 - Segundo teste com biodiesel B100 em um intervalo de 30 milissegundos.	139
Figura 5.63 - Detalhes do segundo teste com biodiesel B100 em um intervalo de 1,5 milissegundos.	140
Figura 5.64 - Terceiro teste com biodiesel em um intervalo de 30 milissegundos.	140
Figura 5.65 - Detalhes do terceiro teste com biodiesel B100 em um intervalo de 1,5 milissegundos.	141
Figura 5.66 - Quarto teste com biodiesel em um intervalo de 30 milissegundos.	141
Figura 5.67 - Detalhes do quarto teste com biodiesel B100 em um intervalo de 1,5 milissegundos.	142
Figura 5.68 – Sobreposição dos testes com biodiesel B100 e o teste sem combustão.	142
Figura 5.69 - Sobreposição dos testes com Diesel B100 e o teste sem combustão no intervalo de 1.5 milissegundos.	143
Figura 5.70 - Primeiro teste com Diesel de referência em um intervalo de 30 milissegundos.	144
Figura 5.71 - Detalhe do primeiro teste com Diesel de referência em um intervalo de 1,5 milissegundos.	144

Figura 5.72 – Segundo teste com Diesel de referência em um intervalo de 30 milissegundos.	145
Figura 5.73 - Detalhe do segundo teste com Diesel referência em um intervalo de 1,5 milissegundos.....	145
Figura 5.74 – Terceiro teste com Diesel de referência em um intervalo de 30 milissegundos.	146
Figura 5.75 - Detalhe do terceiro teste com Diesel referência em um intervalo de 1,5 milissegundos.....	146
Figura 5.76 – Quarto teste com Diesel de referência em um intervalo de 30 milissegundos.	147
Figura 5.77 - Detalhe do quarto teste com Diesel referência em um intervalo de 1,5 milissegundos.....	147
Figura 5.78 - Tempos de retardo de ignição do Diesel S25, Etanol com 5% de aditivo, biodiesel B100 e Diesel de referencia em função da temperatura do choque.	148
Figura 5.79 – Comparação dos tempos de retardo de ignição do Diesel S25 com o Diesel medido por Hanson em 2007 e Telves em 1982.....	149
Figura 5.80 – Comparação dos tempos de retardo de ignição do etanol aditivado com etanol puro e etanol misturado com iso-octano.....	150
Figura 5.81 – Comparação dos tempos de retardo de ignição do biodiesel B100 com metil linolaté.....	151
Figura 5.82 – Comparação dos tempos de retardo de ignição do Diesel de referencia com n-propylcyclohexano.	151

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 - Números máximos de Mach utilizando várias combinações de gases.	14
Tabela 3.2- Temperaturas de dissociação e ionização para Oxigênio, Nitrogênio e óxido nítrico.....	15
Tabela 3.3 - Energias de dissociação e ionização para alguns gases.....	16
Tabela 3.4 - Composição dos substitutos da gasolina nos experimentos.	19
Tabela 3.5 - Características e pressão de rompimento dos diafragmas de alumínio.	20
Tabela 3.6 - Determinação do tempo de retardo do composto substituto A.....	22
Tabela 3.7 - Ensaios em Tubo de Choque com o etanol puro.	24
Tabela 3.8 - Ensaios em Tubo de Choque com o 25% de etanol e 75% de iso-octano.....	25
Tabela 4.1 - Estimativa das pressões, temperaturas e velocidades de propagação dos choques incidentes e refletidos.....	88
Tabela 4.2 - Mapa do injetor	93
Tabela 4.3 - teste com combustão e taxas de aquisição de 600 e 16000 Hz.....	95
Tabela 4.4 - teste de com combustão e taxas de aquisição de 40000 Hz.....	96
Tabela 4.5 - Características do sensor GU21C.....	97

SUMÁRIO

1. Introdução.....	1
2. Objetivos.....	3
2.1. Objetivos gerais.	3
2.2. Objetivos específicos	3
3. Revisão bibliográfica.....	4
3.1. Teoria do tubo de choque.	4
3.2. Solução analítica do Tubo de Choque para gás ideal.	6
3.3. Comportamento do Tubo de Choque para gases reais.....	12
3.4. Uso de outros gases além do ar.	13
3.5. Dinâmica dos gases a altas temperaturas.....	14
3.6. Trabalhos realizados em tubo de choque.....	17
3.6.1. Desenvolvimento e Aplicação de Modelos Cinéticos Detalhados para Etanol e Combustíveis Hidrocarbonetos Contendo Etanol. Tese de Leonel Rincón Cancino.	17
3.6.2. Tubo de Choque para investigação dos sensores de pressão e lítio usados para detectar pulsos de detonação em motores de pesquisa. Tese de Robert J. McMillan.	25
3.6.3. Estudo sobre a auto ignição e decomposição térmica de hidrocarbonetos em altas temperaturas. Dissertação de David Charles Horning.	35
3.6.4. Tubo de Choque para medição do processo de ignição e interações da onda de choque com spray. Trabalho submetido pelo professor R. K. Hanson ao Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Stanford, CA 94305.....	42
3.6.5 Tempo de retardo de ignição do metil oleatê e metil linoleatê atrás da onda de choque refletida. M.F. Campbell ^a , D.F. Davidson ^a , R.K. Hanson ^a , C.K. Westbrook ^b	45
3.6.6 Estudo experimental e modelagem do n-Propilciclohexano e oxidação em condições relevantes para o motor. Thomas Dubois, Nabih Chaumeix and Claude-Etienne Paillard.....	48
3.7. Ondas de Combustão.....	51
3.7. Descoberta do fenômeno de detonação.	55
3.8. Teoria de Chapman - Jouguet.....	55
3.8.1. Equações Fundamentais para o Estudo das Ondas de CJ.	58
3.9. Estrutura da Onda de Detonação.	59
3.9.1. Reta de Rayleigh e Curva de Hugoniot.	62
3.10. Dinâmica dos produtos da combustão.	65
3.11. Estabilidade da onda de detonação.	66
3.12. Influência das Condições de Fronteira	67
3.13. Validade da Teoria de Chapman – Jouguet.	68
3.14. Equação de Estado e Propriedades Termodinâmicas.	69
3.14.1. Equação de Estado de Gases Ideais.	69

3.14.2. Fator de Compressibilidade Z.....	70
4. Metodologia.....	73
4.1. Projeto e construção do Tubo de Choque da UFMG.....	73
4.2. Testes do Tubo de Choque sem combustão.....	79
4.2.1. Teste de vedação do Tubo de Choque.	79
4.2.2. Determinação do material a ser utilizado como membrana.....	80
4.2.3. Teste de rompimento da membrana.....	81
4.2.4. Sistema de aquisição de dados.....	83
4.2.5. Programa para cálculo das pressões, temperaturas e velocidades de propagação dos choques incidentes e refletidos no Tubo de Choque.....	86
4.2.6. Fluido de trabalho utilizado para rompimento da membrana.	89
4.3. Testes do Tubo de Choque com combustão.	90
4.3.1. Metodologia de testes com combustão e tratamento dos dados.	93
4.3.2. Testes.....	94
4.3.3. Sensores de pressão e temperatura.	96
5. Resultados e discussões.....	100
6. Conclusões.....	153
7. Propostas para trabalhos futuros.....	154
8. Referências bibliográficas.	155

1. Introdução.

A combustão de combustíveis de origem fóssil ou alternativa continuam a ser a principal fonte primária de energia em todo o mundo, sendo responsável por aproximadamente 85% do consumo total de energia no mundo. Num esforço para melhorar a eficiência energética extraída da queima do combustível e reduzir as emissões de poluentes produzida por essa queima, têm sido feitas pesquisas relacionadas com o desenvolvimento e implementação de novas tecnologias para estudo da combustão. Um desses estudos envolve a determinação dos tempos de retardo de ignição dos combustíveis. A ignição da mistura ar combustível pode ser quantificada pelo seu tempo de atraso de ignição, que é definido como o intervalo de tempo necessário para a mistura inflamar espontaneamente diante de algumas condições previamente estabelecidas como pressão, temperatura e razão de equivalência ar combustível. O atraso de ignição é definido como o intervalo de tempo entre o início da injeção e o início da combustão. Este período de atraso é composto de: (a) fenómeno físico que corresponde a atomização, vaporização do combustível e mistura do combustível com o ar e (b) fenómeno químico atribuída a reação de combustão. Um equipamento utilizado para medição dos tempos de retardo de ignição é o Tubo de Choque.

Tubo de Choque é um dispositivo, geralmente construído em metal, usado em diversas áreas da engenharia, com aplicações na indústria aeronáutica, mecânica dos fluidos, estudo da combustão, estudo da cinética química, no impacto de explosões, aerodinâmica, validação de equipamento de medição, tais como transdutores de pressão de alta velocidade entre outras. O dispositivo é composto por duas câmaras separadas por um diafragma. Na primeira, chamada de *Driver*, há um gás em repouso a alta pressão e na segunda, chamada de *Driven*, há um gás com a pressão mais baixa que o primeiro. A membrana é a responsável pela manutenção da diferença de pressão inicial. Com seu rompimento é formada uma onda de pressão que se desloca em direção à seção *Driven* com velocidade supersônica. No mesmo instante uma onda de expansão com a velocidade do som desloca em direção à seção *Driver*. A duração de todo o processo é da ordem de uma centena de microssegundos.

Este documento foi estruturado em oito capítulos, começando no capítulo um com uma breve introdução sobre tempo de retardo de ignição e princípio de funcionamento de um Tubo de Choque. O capítulo dois apresenta os objetivos gerais e específicos. O capítulo três traz uma abordagem teórica bem detalhada sobre o princípio de funcionamento do Tubo de Choque, um conjunto de equações analíticas utilizadas para explicar os fundamentos do Tubo de Choque e os trabalhos

realizados nesse equipamento. O capítulo quatro apresenta toda metodologia de projeto, construção, instrumentação e preparação do Tubo do Choque da UFMG para realização dos testes. O capítulo cinco apresenta os resultados dos testes realizados no Tubo de Choque sem e com combustão. Os testes com combustão foram realizados com Diesel S25, Diesel referência, etanol com aditivo aumentador de número de cetano e biodiesel B100. O capítulo seis apresenta as conclusões. O capítulo sete trás recomendações para trabalhos futuros. No capítulo oito são listadas as referências bibliográficas.

2. Objetivos.

2.1. Objetivo geral.

Este trabalho teve como objetivos gerais a construção, instrumentação e implementação de uma metodologia experimental para medição da velocidade de propagação de ondas de choque e tempos de retardo de ignição de combustíveis em um Tubo de choque.

2.2. Objetivos específicos.

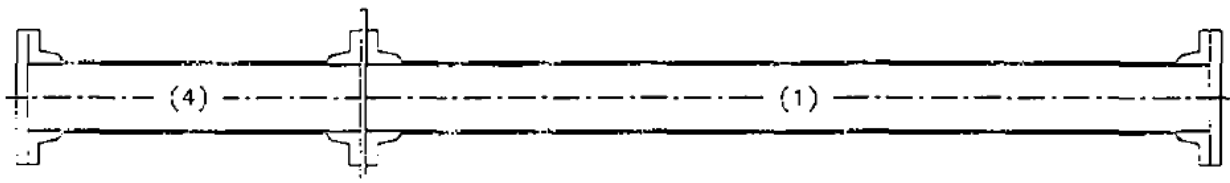
Como objetivo específico mediu-se as velocidades de propagação das ondas de choque incidentes, refletidas e os tempos de retardos de ignição dos combustíveis Diesel S25, Diesel referência, etanol com aditivo aumentador de número de cetano e biodiesel B100. Compararam-se os tempos de retardos medidos com valores conhecidos e medidos por outros autores. Correlacionou-se os tempos de retardos medidos com o número de cetano dos combustíveis.

3. Revisão bibliográfica.

3.1. Teoria do tubo de choque.

Um tubo de choque é um dispositivo utilizado para criar escoamentos de gases a fim de simular condições que são difíceis de conseguir em outros dispositivos de teste e conhecer os efeitos fluidos dinâmicos e térmicos desse escoamento, como por exemplo, efeitos iniciais de uma explosão. Também são utilizados para estudar fluxos aerodinâmicos em diversas condições de temperatura e pressão, efeitos de compressibilidade e condições de combustão de gases. Na configuração mais simples um Tubo de Choque é um tubo de grande comprimento com área de seção transversal constante, formado por duas seções fechadas e separadas por um diafragma, Fetz (1964) apud Antonio (1997). A Figura 3.1 mostra o desenho de um Tubo de Choque simples.

Figura 3.1 - Tubo de Choque simples.

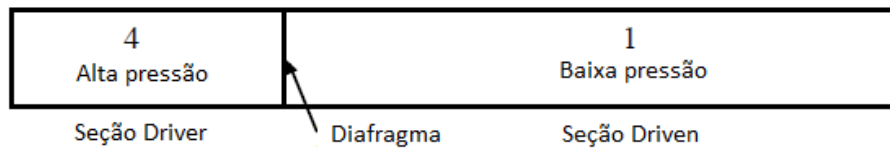


Fonte: Antonio (1997).

Inicialmente uma dessas seções chamada de seção *Driver* é pré-enchida com um gás ou mistura de gases até uma determinada pressão, enquanto a outra seção chamada de *Driven* permanece numa pressão menor em relação à seção *Driver*, Fetz (1964) apud Antonio (1997).

Quando a diferença de pressão entre as duas seções torna-se suficiente, o diafragma se rompe e uma onda de choque de compressão é impulsionada em direção à seção de baixa pressão (*Driven*). Instantaneamente uma onda de expansão propaga-se em direção à seção de alta pressão (*Driver*). Os gases nas seções podem ou não ser da mesma espécie, assim como podem ou não estar a diferentes temperaturas antes da ruptura do diafragma. Após a ruptura do diafragma a onda de choque de compressão causa o movimento da massa do gás aumentando a temperatura e pressão na seção *Driven*. A onda de expansão diminui a temperatura e pressão do gás à medida que se desloca para a seção *Driver*, Anderson (2003) apud Mcmillan (2004). A Figura 3.2 mostra as seções de alta e baixa pressão do Tubo de Choque antes do rompimento do diafragma.

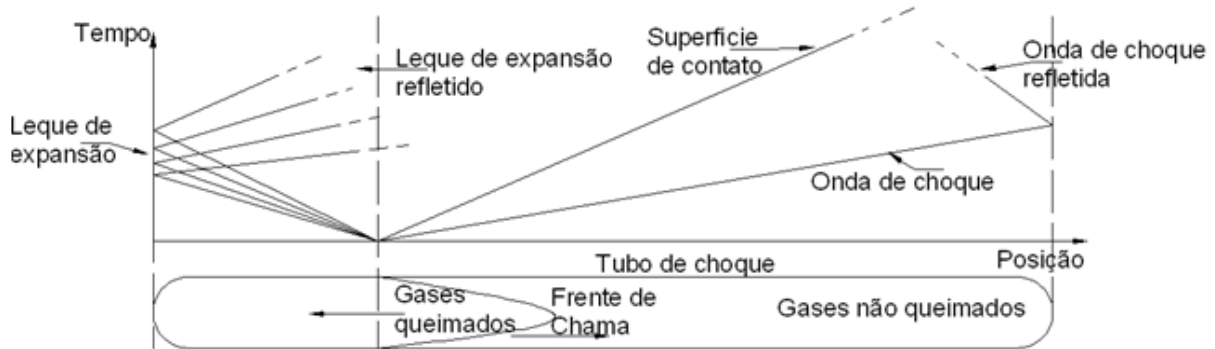
Figura 3.2 - Representação das seções do Tubo de Choque antes da ruptura do diafragma.



Fonte: Mcmillan (2004).

A Figura 3.3 mostra a propagação da onda de choque, onda de choque refletida, onda de expansão, onda de expansão refletida e superfície de contato em função do tempo após a ruptura do diafragma do Tubo de Choque.

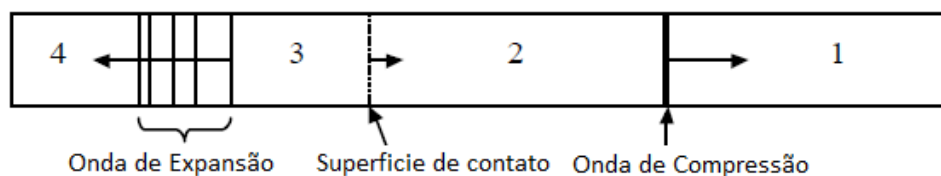
Figura 3.3 – Propagação da onda de choque e expansão após ruptura do diafragma do Tubo de Choque.



Fonte: Wikipédia.

Imediatamente após a ruptura do diafragma forma-se uma região, chamada de superfície de contato em que os gases das seções *Driver* e *Driven* se encontram e começam a se misturar, com o movimento da massa gás no interior do tubo essa região desaparece, Wright (1961) apud Mcmillan (2004). A Figura 3.4 mostra as regiões formadas entre superfície de contato.

Figura 3.4 - Formação da superfície de contato imediatamente após ruptura do diafragma.



Fonte: Mcmillan (2004).

A onda de compressão (também chamada de incidente) propaga-se em direção à extremidade direita do tubo, esse movimento provoca aumento de temperatura e pressão do gás na seção *Driven*. Ao atingir a extremidade fechada do tubo a onda de choque reflete-se e propaga-se em direção a outra

extremidade do tubo. No movimento de volta a onda refletida encontra-se com a onda incidente, essa sobreposição de ondas de choque aumenta ainda mais a temperatura e pressão do gás na seção *Driven*. Por esse motivo a onda refletida é a responsável por causar, frequentemente, a dissociação e ionização do ar, Wright (1961) apud Mcmillan (2004).

Analogamente, a onda de expansão movimenta-se em direção a outra extremidade do tubo. Ao alcançar à extremidade, também fechada, a onda reflete-se e propaga se de volta ao centro do tubo. Esse processo continua até a temperatura e pressão do gás se estabilizar, o que tipicamente dura menos de um segundo, Wright (1961) apud Mcmillan (2004).

3.2. Solução analítica do Tubo de Choque para gás ideal.

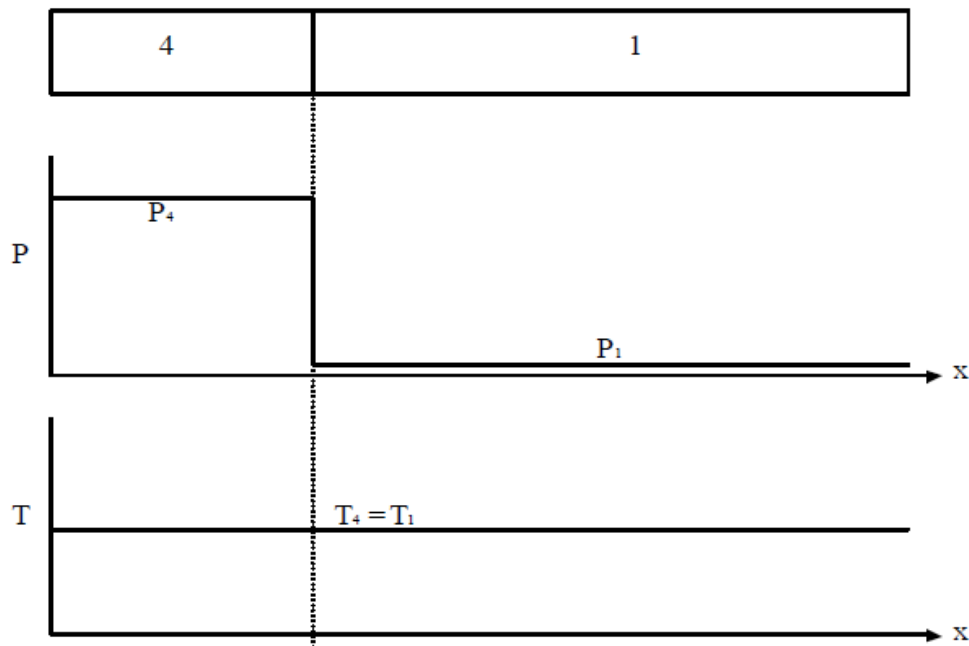
Em geral as equações para cálculo do desempenho do Tubo de Choque são facilmente obtidas usando as seguintes suposições: Gases perfeitos, calor específico constante e fluxo unidimensional. Os gases perfeitos ou ideais são gases que seguem a seguinte equação:

$$P = \rho RT \quad (3.1)$$

Onde P representa a pressão do gás, ρ a massa específica do gás, R a constante universal dos gases e T a temperatura do gás. Essa equação geralmente é aplicada em gases que apresentam baixa temperatura e pressão. Gases não ideais ou reais seguem essa equação somente quando apresentam alta temperatura ou pressão, Cengel and Boles, (2002) apud Mcmillan (2004). Nesse caso o número de Mach do choque se aproxima da velocidade hipersônica.

Há dois parâmetros que determinam a força do choque: a razão de pressão entre as seções *Diver* e *Driven* (P_4/P_1) e razão de velocidade de propagação do som nas respectivas seções *Driver* e *Driven* (a_4/a_1). A razão de velocidade do som é determinada em função da razão dos calores específicos e pesos moleculares dos gases usados nas seções *Driver* e *Driven*, Hall (1958) apud Mcmillan (2004). A Figura 3.5 representa as condições do Tubo de choque antes da ruptura do diafragma, assumindo que as duas seções estão à mesma temperatura.

Figura 3.5 - Condições do Tubo de Choque antes da ruptura do diafragma.

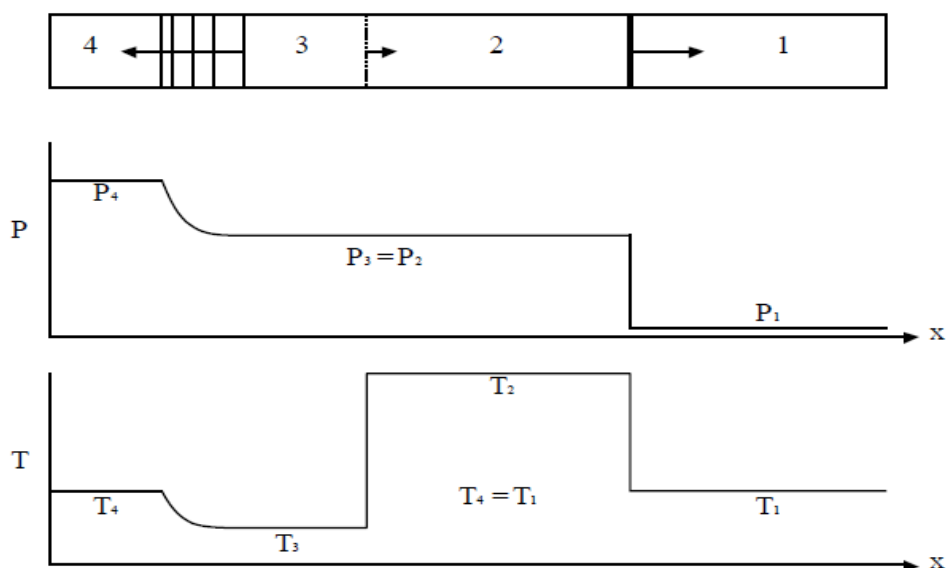


Fonte: Mcmillan (2004).

As equações para cálculo das razões de pressão e velocidade de propagação do som nas respectivas seções podem ser deduzidas a partir das equações de continuidade, momento e energia encontradas em Anderson's Modern Compressible Flow, Anderson (2003) apud Mcmillan (2004).

Os princípios de movimento normal do choque são usados para desenvolver as relações entre as regiões 1 e 2 de cada lado da onda de compressão e entre as regiões 3 e 4 de cada lado da onda de expansão. Embora inicialmente existam apenas dois gases no tubo, após a ruptura do diafragma, existem quatro estados de gás com temperatura, pressão, densidade e calores específicos bem definidos para cada região. A frente da onda de choque normal e a onda de expansão à pressão, densidade e temperatura são as mesmas das condições iniciais das seções de baixa e alta pressão respectivamente, ou seja, essas regiões ainda não são afetadas pelas ondas de choque e expansão. Atrás da onda de choque normal há aumento de pressão, densidade e temperatura, enquanto atrás da onda de expansão essas variáveis diminuem. Essa região delimitada pela onda de choque e onda de expansão é conhecida como superfície de contato, Anderson (2003) apud Mcmillan (2004). A Figura 3.6 mostra as condições do Tubo de Choque após a ruptura do diafragma.

Figura 3.6 - Condições do Tubo de Choque após ruptura do diafragma.



Fonte: Mcmillan (2004).

A velocidade do som para cada estado de gás deve ser calculada usando a equação:

$$a = \sqrt{\gamma RT} \quad (3.2)$$

Onde γ representa a razão de calores específicos do gás, R a constante universal dos gases e T a temperatura dos gases nas respectivas regiões do tubo, Anderson (2003) apud Mcmillan (2004).

O número de Mach pode ser determinado utilizando a seguinte equação:

$$\frac{P_4}{P_1} = \frac{\gamma_{1-1}}{\gamma_{1+1}} \left[\frac{2\gamma_1}{\gamma_{1-1}} M_s^2 - 1 \right] \left[1 - \frac{\frac{\gamma_{4-1}}{\gamma_{4+1}} \left(\frac{a_1}{a_4} \right) (M_s^2 - 1)}{M_s} \right]^{-\frac{2\gamma_4}{\gamma_{4-1}}} \quad (3.3)$$

Onde M_s representa o número de Mach da onda de choque, o subscrito 1 denota as propriedades da seção *Driven* e o subscrito 4 denota as propriedades da seção *Driver*, Hoffmann e Chiang (2000) apud Mcmillan (2004).

Com o número de Mach conhecido, a razão de pressão em ambos os lados da onda de choque (P_2/P_1) pode ser calculada utilizando a relação de choque normal, Hoffmann e Chiang (2000) apud Mcmillan (2004).

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + 1} (M_s^2 - 1) \quad (3.4)$$

A razão de pressão (P_2/P_1) pode ser utilizada para determinar a razão de temperatura (T_2/T_1) em ambos os lados da onda de choque, Hoffmann e Chiang (2000) apud Mcmillan (2004).

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{P_2}{P_1} \left(\frac{\frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} + \frac{P_2}{P_1}}{1 + \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} \frac{P_2}{P_1}} \right) \quad (3.5)$$

A temperatura do gás atrás da onda de choque pode ser utilizada para prever a dissociação e ionização do ar. A relação entre pressão do gás e número de Mach do choque é assintótica. Portanto para cada par de gases há um número de Mach teórico que pode ser alcançado. Este número teórico máximo, indicado por uma estrela subscrita, pode ser calculado pela seguinte equação, Hall (1958) apud Mcmillan (2004):

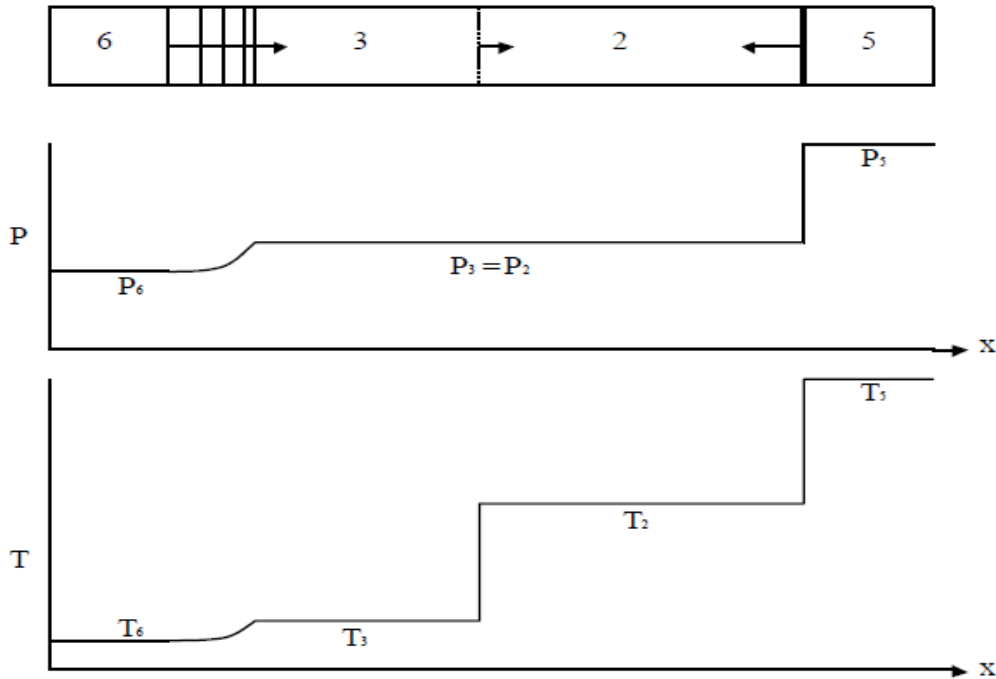
$$M_s^* = \frac{\gamma_1 + 1}{2(\gamma_4 - 1)} \frac{a_1}{a_4} + \sqrt{\left[\frac{\gamma_1 + 1}{2(\gamma_4 - 1)} \frac{a_1}{a_4} \right]^2 + 1} \quad (3.6)$$

A velocidade da onda de choque refletida depende da velocidade da onda de choque incidente e pode ser determinada pela seguinte equação, Hoffmann e Chiang (2000) apud Mcmillan (2004):

$$\frac{M_R}{M_R^2 - 1} = \frac{M_s}{M_s^2 - 1} \sqrt{1 + \frac{2(\gamma_1 - 1)}{(\gamma_1 + 1)^2} (M_s^2 - 1) \left(\gamma_1 + \frac{1}{M_s^2} \right)} \quad (3.7)$$

A onda de choque refletida viaja a uma velocidade e pressão mais elevada do que a onda incidente, Mcmillan (2004). A Figura 3.7 mostra as condições do Tubo de Choque após reflexão da onda de choque.

Figura 3.7 - Condições do Tubo de Choque após reflexão da onda de choque.



Fonte: Mcmillan (2004).

O aumento de pressão da onda de choque refletida depende da velocidade da onda de choque incidente, essa relação pode ser calculada pela seguinte equação, Hoffmann e Chiang (2000) apud Mcmillan (2004):

$$\frac{P_5}{P_2} = 1 + \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + 1} (M_R^2 - 1) \quad (3.8)$$

A onda de choque refletida interrompe o movimento da massa dos gases, de modo que as velocidades de propagação dos gases atrás da onda de choque refletida e a frente onda de choque incidente tendem a zero. A equação a seguir mostra a relação de movimento desses gases, Hoffmann e Chiang (2000) apud Mcmillan (2004):

$$\frac{2a_1}{\gamma_1 + 1} \left(M_s - \frac{1}{M_s} \right) = \frac{2a_2}{\gamma_1 + 1} \left(M_R - \frac{1}{M_R} \right) \quad (3.9)$$

Os cálculos envolvendo velocidade das moléculas dos gases são simples e podem ser determinadas pela seguinte equação:

$$Mach \ M = \frac{V}{a} \quad (3.9)$$

O cálculo da velocidade real da onda deve levar em consideração o movimento de massa dos gases atrás da onda de choque incidente. Portanto essa velocidade pode ser calculada pela seguinte equação, Hoffmann e Chiang (2000) apud Mcmillan (2004):

$$V_R = M_R a_2 - V_2 \quad (3.10)$$

Para determinar a relação de pressão das ondas de choque incidente e reflectida, utilizando apenas os dados da onda incidente, a seguinte equação pode ser utilizada, Hoffmann e Chiang (2000) apud Mcmillan (2004):

$$\frac{P_5}{P_2} = \left(\frac{\frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} + 2 - \frac{P_1}{P_2}}{1 + \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} \frac{P_1}{P_2}} \right) \quad (3.11)$$

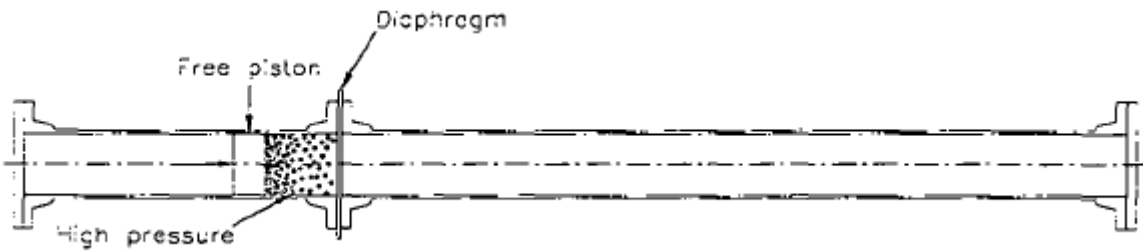
Com a taxa de compressão conhecida, pode se determinar a razão das temperaturas, Hoffmann e Chiang (2000) apud Mcmillan (2004):

$$\frac{T_5}{T_2} = \frac{P_5}{P_2} \left(\frac{\frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} + \frac{P_5}{P_2}}{1 + \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} \frac{P_5}{P_2}} \right) \quad (3.12)$$

A temperatura e pressão atrás da onda de choque refletida podem ser calculadas conhecendo apenas o número de Mach da onda de choque incidente. Esse valor pode ser determinado a partir da velocidade de propagação do gás conduzido e da velocidade da onda, Hoffmann e Chiang (2000) apud Mcmillan (2004).

A alta razão de pressão (P_4/P_1) pode ser atingida enchendo a seção *Driver* do Tubo de Choque até uma determinada pressão previamente definida. Uma maneira de se obter alta razão de pressão na seção *Driver* é utilizar um pistão para comprimir a massa de gás até a pressão desejada, Fetz (1964) apud Antonio (1997). A Figura 3.8 mostra um desenho esquemático de um Tubo de Choque com pistão.

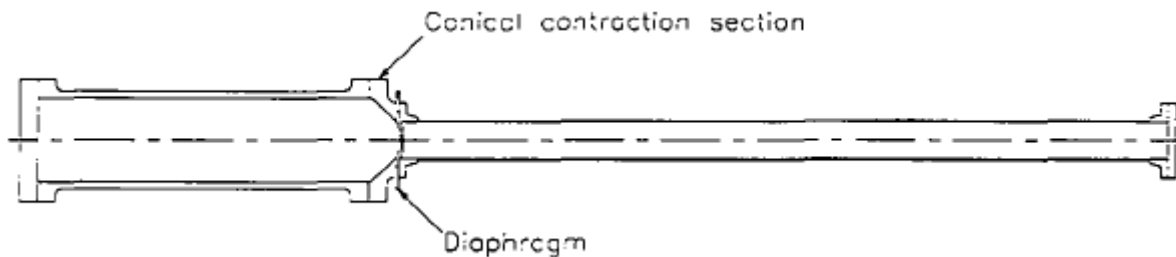
Figura 3.8 - Tubo de Choque com pistão.



Fonte: Antonio (1997).

Alta razão de pressão também pode ser obtida com a utilização de uma região cônica no final da seção *Driver*, a redução da área de seção transversal aumenta a força da onda de choque em relação a um tubo de área constante, Fetz (1964) apud Antonio (1997). A Figura 3.9 mostra um desenho esquemático de um Tubo de Choque com redução da área de seção transversal.

Figura 3.9 - Tubo de Choque com redução de área de seção transversal.



Fonte: Antonio (1997).

3.3. Comportamento do Tubo de Choque para gases reais.

As equações apresentadas na seção anterior predizem as condições do Tubo de Choque, porém um grande número de suposições foi feitas a fim de obtê-las. Após a ruptura do diafragma parte do ar é enviado diretamente para as paredes do tubo, condição que se afasta do modelo de fluxo unidimensional. Para minimizar esse fenômeno, recomenda-se utilizar o comprimento da câmara de expansão vinte vezes o diâmetro do tubo, Wright (1961) apud Mcmillan (2004).

Outra suposição feita foi a de que os gases se comportam como gases perfeitos e possuem calor específico constante. Isso é verdadeiro quando os gases estão à temperatura ambiente antes da ruptura do diafragma. Porém, após a ruptura do diafragma a onda de choque aquece o ar no tubo, os gradientes de pressões e número de Mach permanecem em grande parte os mesmos em relação às condições ideais, a temperatura aumenta numa taxa mais lenta e a densidade aumenta mais rapidamente em relação às condições ideais, Wright (1961) apud Mcmillan (2004).

Quando a temperatura se torna suficientemente elevada a ponto de dissociar o gás, há a tendência das condições se afastarem ainda mais do modelo ideal. Além disso, as variações bruscas de pressão e temperatura não mantêm o calor específico constante, altas temperaturas causam vibrações moleculares que causa a diminuição da razão de calores específicos, Gaydon e Hurlle (1961) apud Mcmillan (2004).

Em geral, as equações propostas para a condição ideal prevê com precisão, para condição real, um bom desempenho do Tubo de Choque até Mach = 3, Hall (1958) apud Mcmillan (2004).

3.4. Uso de outros gases além do ar.

Conforme visto na seção 3.2 o desempenho do Tubo de choque é inteiramente baseado na razão de pressão (P_4/P_1) e razão de velocidade de propagação do som (a_4/a_1). Portanto os parâmetros que influenciam no desempenho do Tubo de choque são pressão, temperatura e o tipo de gás em ambos os lados do tubo, Hall (1958) apud Mcmillan (2004).

A Equação 3.6 mostra que existe um número de Mach teórico máximo que depende dos gases utilizados antes e após o diagrama. Uma combinação de gases pode ser usada para se alcançar maior número de Mach, porque a força do choque aumenta à medida que a relação de velocidade do som aumenta, recomenda se utilizar um gás de baixo peso molecular na seção *Driver* e utilizar um gás de alto peso molecular na seção *Driven*. Portanto, a onda mais forte é obtida utilizando um gás leve antes do diafragma e um gás pesado após diafragma, Anderson (2003) apud Mcmillan (2004).

Muitas experiências utilizam Hélio ou Hidrogênio na seção *Driver*. Pelo fato desses gases possuírem baixos pesos moleculares, se consegue com esses gases produzir maior número de Mach. Já na seção *Driven* se utiliza muito o Argônio devido seu alto peso molecular em relação ao ar, Anderson (2003) apud Mcmillan (2004).

Conforme referido anteriormente, à medida que o peso molecular do gás na seção *Driver* diminui a força da onda de choque na seção *Driven* aumenta. Isso é devido à relação dos pesos moleculares de um gás leve penetrando um gás pesado. Devido ao mesmo principio à medida que o peso específico do gás aumenta na seção *Driven* a força do choque também aumenta, Gaydon e Hurlle (1961) apud Mcmillan (2004). A Tabela 3.1 apresenta os números máximos de Mach para varias combinações de gases.

Tabela 3.1 - Números máximos de Mach utilizando várias combinações de gases.

Seção Driver(4)	Seção Driven(1)	MW ₄	MW ₁	γ_4	γ_1	a_4/a_1	Ms*
Air	Air	28.95	28.95	1.404	1.404	1	6.16
He	Air	4.003	28.95	1.667	1.404	2.93	10.6
He	N ₂	4.003	28.02	1.667	1.404	2.88	10.4
He	Ar	4.003	39.94	1.667	1.667	3.16	12.7
H ₂	Air	2.016	28.95	1.407	1.404	3.8	22.5
H ₂	N ₂	2.016	28.02	1.407	1.404	3.73	22.1
H ₂	Ar	2.016	39.94	1.407	1.667	4.09	26.8

Fonte: Mcmillan (2004).

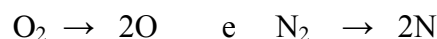
O maior número de Mach é conseguido combinando os gases Helio de menor peso molecular e o Argônio de maior peso molecular, Santana (2012).

3.5. Dinâmica dos gases a alta temperatura.

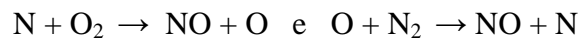
À medida que os choques incidentes e refletidos se propagam pelo Tubo de choque, o ar dentro do tubo é aquecido, nessa situação o gás se afasta da condição ideal. Quando essa temperatura se aproxima de 2500 K, as moléculas de Oxigênio no ar começam a se dissociar, Anderson (1989) apud Mcmillan (2004).

As moléculas de Oxigênio e Nitrogênio que compõem a maior parte do ar atmosférico podem ser descritas como moléculas diatômicas: dois átomos ligados entre si por uma ligação simples. Quando as moléculas atingem temperaturas suficientemente altas elas iniciam um movimento rotacional. À medida que a temperatura continua a subir a velocidade de rotação aumenta ainda mais até o momento em que as moléculas iniciam um movimento de vibração, Vicenti e Kruger (1986) apud Mcmillan (2004).

As moléculas de O₂ e N₂ começam a vibrar a partir de 800 K. Por fim quando as vibrações se tornam suficientemente grande, devido à alta temperatura, as moléculas começam a se dissociar. O₂ a aproximadamente 2500 K e N₂ a 4000 K. As reações abaixo mostram o processo de dissociação, Anderson (1989) apud Mcmillan (2004).



A temperatura de dissociação completa é aproximadamente 4000 K para o Oxigênio e 9000 K para o Nitrogênio. A ionização começa a aproximadamente 2500 K, quando uma molécula monoatômica de Oxigênio (O) combina com uma molécula diatômica de Nitrogênio (N₂) formando óxido nítrico (NO) e Nitrogênio monoatômico (N). As reações abaixo mostram o processo de ionização, Anderson (1989) apud Mcmillan (2004).



Nos casos em que há presença de um hidrocarboneto no processo de combustão, os átomos adicionais de Nitrogenio podem ser emitidos causando a formação de NO e NO⁺. A 9000 K tanto as moléculas de Oxigenio e Nitrogenio começam a ionizar e liberar eletrons livres, Anderson (1989) apud Mcmillan (2004). A Tabela 3.2 apresenta as temperaturas de dissociação e ionização para Oxigênio, Nitrogênio e óxido nítrico.

Tabela 3.2 - Temperaturas de dissociação e ionização para Oxigênio, Nitrogênio e óxido nítrico.

Molécula	O ₂	N ₂	NO
Início da Dissociação	2500	4000	-
Completa Dissociação	4000	9000	-
Início de Formação	-	-	2500
Início da Ionização	9000	9000	2500

Fonte: Mcmillan (2004).

Os efeitos da temperatura sobre essas reações químicas são significativas, mas alterações na pressão também pode afetar as temperaturas a que os gases começam a dissociar e ionizar. A medida que a pressão diminui, a taxa de colisão também diminui a ponto do equilíbrio da reação de dissociação se deslocar para a direita da equação de equilíbrio causando aumento da dissociação dos átomos a temperaturas mais baixas. Quando a pressão diminui, o gás pode expandir mais facilmente. Essa é uma característica importante e recomendada para a seção *Driven* do Tubo de Choque. Nessa condição as moléculas se dissociam mais rapidamente e a temperatura necessária para dissociar Oxigênio e Nitrogênio para formar NO⁺ diminui algumas dezenas de graus. Entretanto, quando a onda de choque se propaga através do gás a pressão tende a aumentar, isso significa que, a temperatura tem que se elevar para provocar a dissociação e ionização, Anderson (1989) apud Mcmillan (2004).

Embora as equações de gases ideais mostradas na seção 3.2 sejam menos precisas, a temperaturas mais elevadas, elas podem ser usadas para se ter uma ideia geral dos números de Mach necessários para elevar a temperatura do gas, alta o suficientemente, para provocar a dissociação e a formação de íons. O gás utilizado na seção *Driver* ajuda a determinar o número de Mach que se pode atingir, mas não tem nenhum efeito sobre os gradientes de temperaturas alcançáveis após a ruptura da membrana, Mcmillan (2004).

O ponto em que qualquer molécula começa a dissociar ou ionizar é determinado pela força de ligação entre os átomos e a energia necessária para quebrar essas ligações. Essa energia é chamada de energia de dissociação. Moléculas com vínculos mais fortes requerem mais energia para separá-las. A Tabela 3.3 mostra energias de dissociação e ionização para alguns gases, Mcmillan (2004).

Tabela 3.3 - Energias de dissociação e ionização para alguns gases.

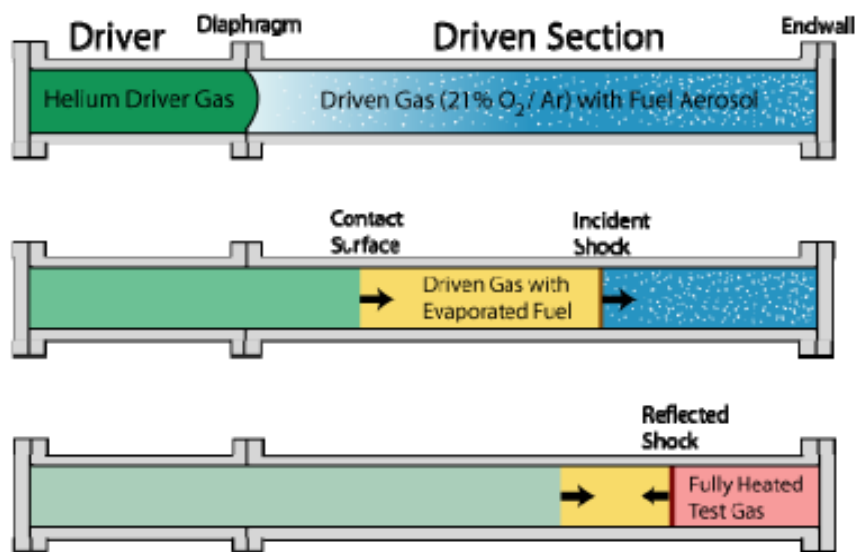
Energia em kilojoules / mol								
Moléculas	O ₂	N ₂	O	N	NO	He	Ar	H
Energia de Dissociação	490.7	942.4	-	-	628.0	-	-	-
Energia de Ionização	-	-	1312.6	1403.4	893.8	2373.2	1521.2	1312.6

Fonte: Mcmillan (2004).

A energia de dissociação do oxigênio é aproximadamente a metade da energia de dissociação do nitrogênio e a ionização ocorre na maioria dos casos após a dissociação da molécula. A energia de ionização do oxigênio é um pouco menor que a energia de ionização do nitrogênio. No entanto, ao contrário da energia de dissociação, as energias de ionização são muito próximas uma das outras, indicando que ambas irão começar a ionizar em torno da mesma temperatura. A primeira molécula a se ionizar é óxido de nitrogênio, já que esse gás possui menor energia de ionização, Mcmillan (2004).

As experiências mostram que em um Tubo de Choque a onda de choque incidente tem sido utilizada para aquecer, vaporizar e dissociar as gotas de combustível e a onda refletida induz a ignição da massa de ar e combustível na seção *Driven*. A Figura 3.10 mostra a sequência de eventos durante operação do Tubo de Choque. Primeiro é mostrado a condição do Tubo de choque antes do rompimento da membrana. Na sequência é mostrado o deslocamento da onda de choque incidente após o rompimento da membrana e na sequência é mostrado a onda de choque refletida, Hanson (2007).

Figura 3.10 – Esquema de funcionamento de um Tubo de Choque.



Fonte: Hanson (2007).

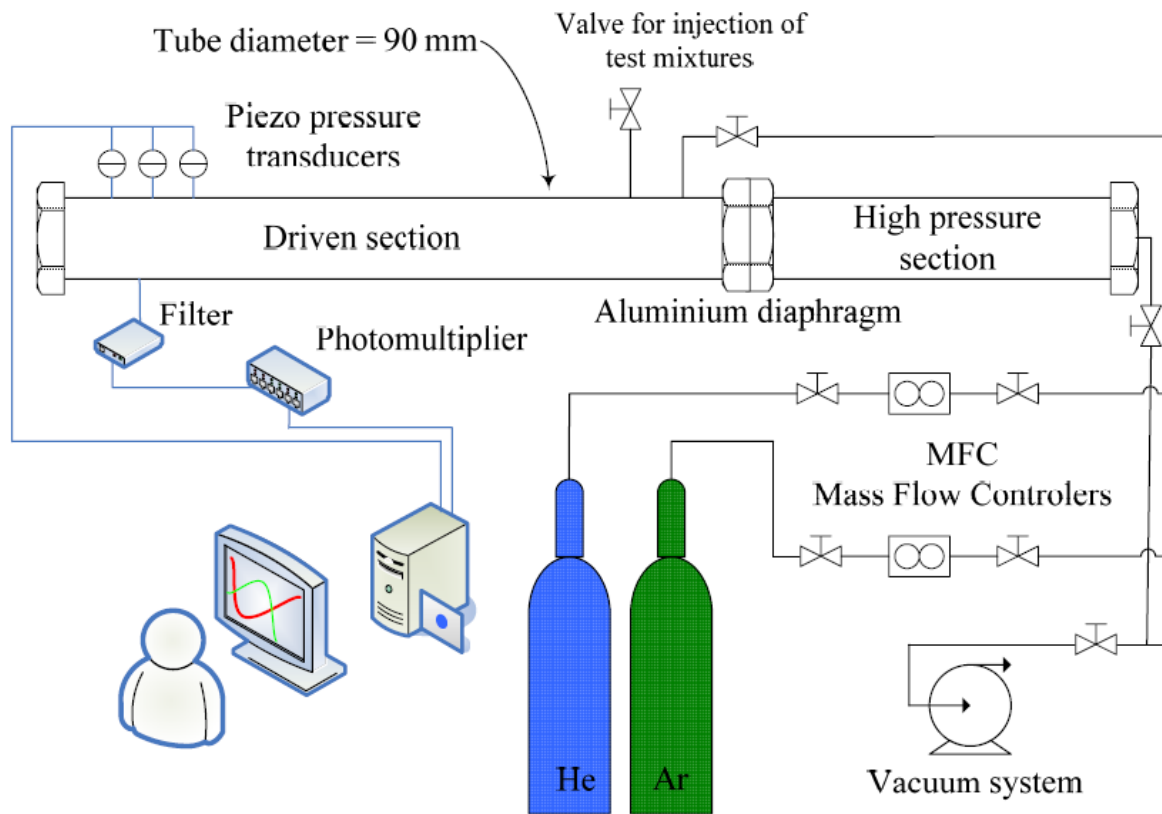
3.6. Trabalhos realizados em tubo de choque.

3.6.1. Desenvolvimento e Aplicação de Modelos Cinéticos Detalhados para Etanol e Combustíveis Hidrocarbonetos Contendo Etanol. Cancino (2009).

O trabalho de Cancino (2009) teve como objetivos desenvolver modelos cinéticos para o etanol, iso-octano, n-heptano e tolueno nas condições encontradas em motores de combustão interna, altas pressões e temperaturas. Medições de atraso de ignição em Tubo de Choque foram feitas a fim de fornecer dados para o desenvolvimento e validação de modelos cinéticos detalhados.

Os ensaios foram realizados no Tubo de Choque na Universidade de Duisburg, Essen na Alemanha. O tubo possui diâmetro interno de 90 milímetros e mede 12.5 metros de comprimento divididos da seguinte forma: seção *Driver* 6.1 metros e seção *Driven* 6.4 metros, Cancino (2009). A Figura 3.11 mostra o aparato experimental do Tubo de Choque de Duisburg, Essen.

Figura 3.11 - Aparato experimental do Tubo de Choque de Duisburg Essen.



Fonte: Cancino (2009).

A seção *Driven* do Tubo de Choque (região de baixa pressão) foi instrumentada com sensores de pressão que captam as passagens das ondas de choque incidente e refletida. Também foram instalados nessa mesma região (*Driven*) sensores que identificam, através da emissão de quimiluminescência, o momento em que massa de gás se ignita devido à passagem da onda de choque, ou seja, tempo de retardo da ignição, Cancino (2009).

A Figura 3.12 mostra a fotografia do Tubo de Choque de Duisburg, Essen.

Figura 3.12 - Fotografia do Tubo de Choque de Duisburg Essen.



Fonte: Cancino (2009).

Os experimentos foram realizados obedecendo as seguintes condições na seção *Driver* (região de alta pressão): temperatura 690 a 1200 K e pressão 10, 20 e 50 bar. A Tabela 3.4 mostra a composição dos substitutos da gasolina utilizados nos experimentos realizados por Cancino em 2009.

Tabela 3.4 - Composição dos substitutos da gasolina nos experimentos.

Gasoline surrogate	Composition liquid volume (%)				Octane number
	Ethanol	Iso-octane	<i>n</i> -Heptane	Toluene	
Surrogate A	40.0	37.8	10.2	12.0	98.75 [10]
Surrogate B [3]	20.0	62.0	18.0	**	92.0 [10]
Surrogate C [4]	**	69.0	17.0	14.0	87.0 [10]

Fonte: Cancino (2009).

Foi utilizado um diafragma de alumínio com 3,1 milímetros de espessura, para facilitar e uniformizar o rompimento do diafragma foi feito sulcos com profundidade de 0,8 milímetros em sua superfície. A Tabela 3.5 mostra as características e pressão de rompimento dos diafragmas de alumínio, Cancino (2009).

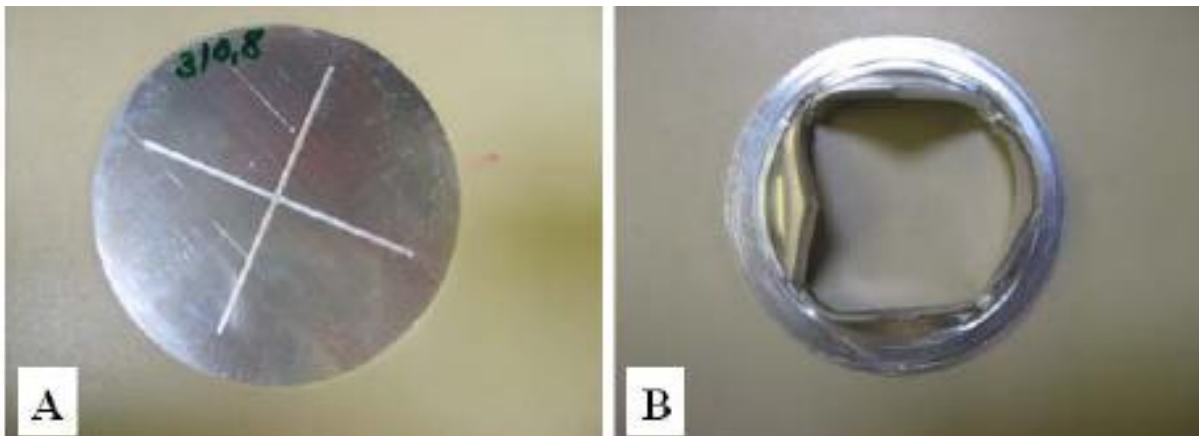
Tabela 3.5 - Características e pressão de rompimento dos diafragmas de alumínio.

Thickness [mm]	Groove depth [mm]	Expected p_5 [bar]
1.5	0.50	10
3.1	0.80	30
4.1	0.89	50

Fonte: Cancino (2009).

A Figura 3.13 A mostra o diafragma de alumínio antes da realização do ensaio, pode se observar os detalhes do sulcos que visam facilitar o rompimento do diafragma. A Figura 12 B mostra o diafragma após o teste no Tubo de Choque, Cancino (2009).

Figura 3.13 A e B - Diafragma de alumínio antes e após realização do ensaio no teste no Tubo de Choque.



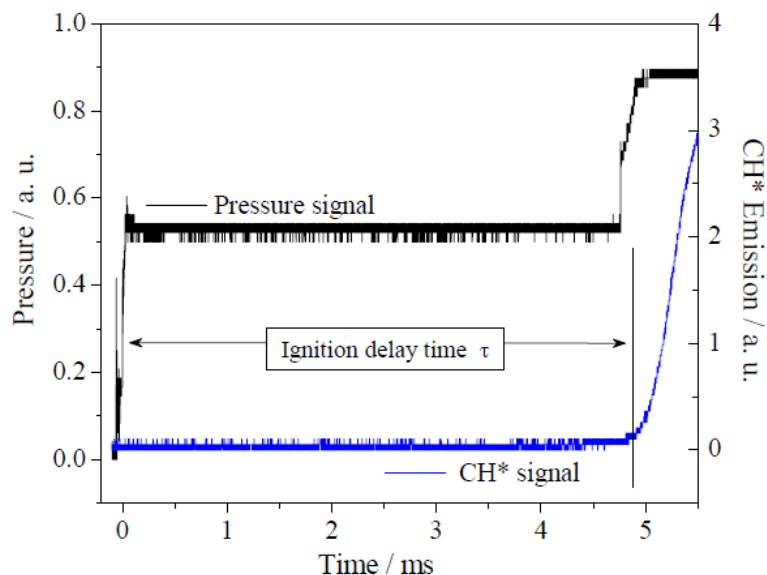
Fonte: Cancino (2009).

Leonel Cancino executou aproximadamente 100 testes envolvendo etanol puro e etanol contendo combustíveis hidrocarbonados (também chamado de substitutos da gasolina) conforme mostrado na Tabela 3.4.

Os ensaios foram realizados da seguinte forma: uma mistura líquida contendo etanol puro ou etanol com os substitutos da gasolina era preparada e injetada no tubo (seção *Driver*). Após evaporação completa da mistura, ar foi injetado na seção obedecendo uma determina razão de equivalencia até

uma determinada pressão. A Figura 3.14 apresenta o resultado do experimento realizado com o composto substituto A (40,0% de etanol, 37,8% de iso-octano, 10,2% de n-heptano e 12,0% de tolueno), foi utilizado um diafragma de alumínio de 3,1 milímetros de espessura, cuja pressão de rompimento foi de 31,5 bar. Os dois patamares de aumento de pressão identificados na Figura representam respectivamente a ondas de choque incidente e refletida. A onda incidente origina se a partir da ruptura do diafragma de alumínio (tempo zero do gráfico), após ruptura do diafragma e aumento abrupto de pressão a onda incidente desloca se a pressão constante por aproximadamente 4,75 milissegundos quando há outro aumento pressão, originando assim a onda refletida. Observa se também que o tempo de retardo da ignição foi de 4,75 milissegundos, identificado no gráfico pelo aumento da emissão de quimiluminescência de CH*, Cancino (2009).

Figura 3.14 - Determinação do tempo de retardo do composto substituto A.



Fonte: Cancino (2009).

A Tabela 3.6 mostra outros ensaio com o composto substituto A. As nomenclaturas T_5 e P_5 indicam respectivamente as temperaturas e pressões da onda de choque refletida, ϕ representa relação estequiometrica 1 e τ_{ing} representa o tempo de retardo, ou seja, o tempo em que o composto Substituto A demora para ignitar. Foram utilizados diafragmas com espessuras de 1.5, 3.1 e 4.1 milímetros que representam respectivamente as pressões de rupturas de 10 ± 2 , 30 ± 2 e 50 ± 2 bar, conforme mostrado na Tabela 3.6, Cancino (2009).

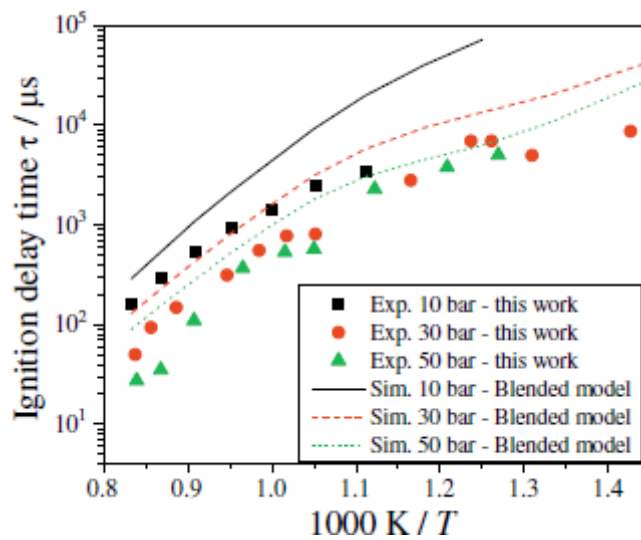
Tabela 3.6 - Determinação do tempo de retardo do composto substituto A.

ϕ	T_5 [K]	p_5 [bar]	τ_{ing} [μ s]	ϕ	T_5 [K]	p_5 [bar]	τ_{ing} [μ s]
1.0	1201	10.1	158	1.0	1016	31	555
1.0	1162	10.3	544	1.0	983	28	774
1.0	1093	9.9	939	1.0	951	30	806
1.0	1058	10.3	1438	1.0	858	31	2795
1.0	1010	10.3	2436	1.0	809	26	6944
1.0	935	9.8	3495	1.0	793	29	6962
1.0	906	10.3	N-I	1.0	764	31	4975
1.0	853	10.2	N-I	1.0	701	30	8731
1.0	806	10.3	N-I				
1.0	758	10.4	N-I	1.0	1191	50	28
1.0	683	9.8	N-I	1.0	1102	51	110
				1.0	985	49	534
1.0	1194	30	50	1.0	930	48	1705
1.0	1168	31	94	1.0	891	49	2296
1.0	1128	32	149	1.0	828	47	3792
1.0	1057	30	314	1.0	788	48	5037

Fonte: Cancino (2009).

Observa se no testes experimentais que para pressão de 10 bar e temperatura menor que 1000 K não houve ignição. A Figura 3.15 confronta a simulação numérica feita no software Chemkin com os resultados experimentais para o composto substituto A, Cancino (2009).

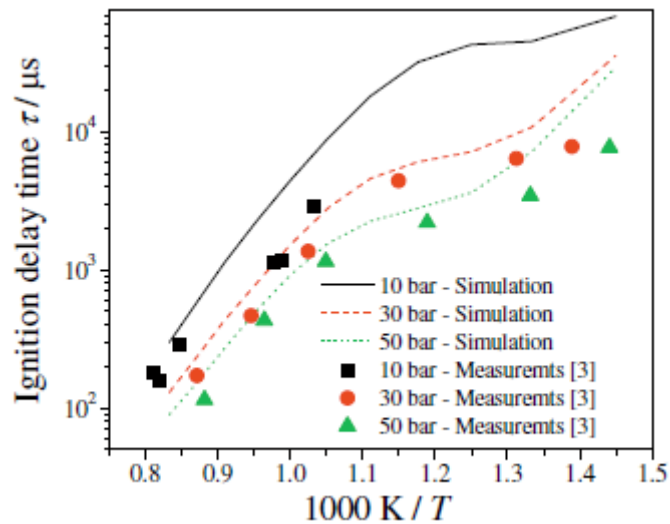
Figura 3.15 – Simulação e resultado experimental do composto substituto A.



Fonte: Cancino (2009).

A Figura 3.16 confronta a simulação numérica feita no software CHEMKIN com os resultados experimentais do composto substituto B (20,0% de etanol, 62,0% de iso-octano, 18,0% de n-heptano), Cancino (2009).

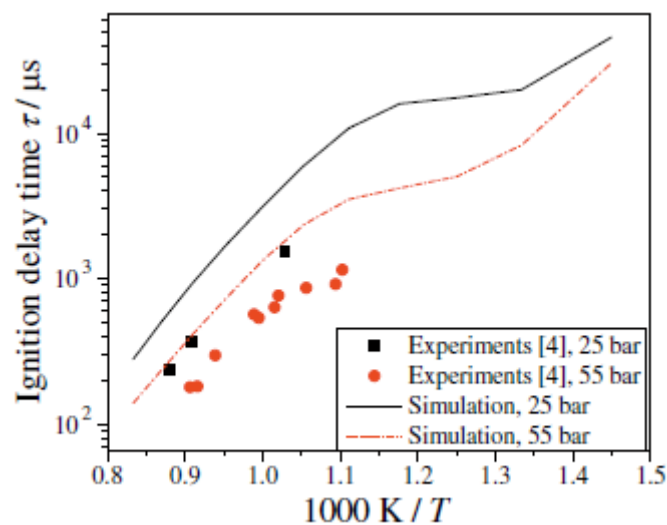
Figura 3.16 – Simulação e resultado experimental do composto substituto B.



Fonte: Cancino (2009).

A Figura 3.17 confronta a simulação numérica feita no software CHEMKIN com os resultados experimentais do composto substituto C (69,0% de iso-octano, 17,0% de n-heptano e 14% de tolueno), Cancino (2009).

Figura 3.17 – Simulação e resultado experimental do composto substituto C.



Fonte: Cancino (2009).

Segundo Leonel Cancino, para as pressões de 30 e 50 bar, os resultados dos ensaios realizados com o composto substituto B foram satisfatórios, uma vez que os tempos de retardos encontrados nos testes estavam dentro do esperado. Entretanto nos ensaios realizados a 10 bar foram encontrados tempos de retardo acima do previsto mesmo em altas temperaturas. Quanto à comparação dos testes experimentais e a simulação numérica houve uma aproximação dos resultados, fato demonstrado na Figura 3.16.

Nos ensaios realizados com o composto substituto C foi verificado certa divergência entre os testes experimentais e a simulação numérica, conforme mostrado na Figura 3.17, Cancino (2009). Leonel Cancino menciona que os testes realizados com etanol puro não deram resultados satisfatórios e que haveria a necessidade de refinamentos mais precisos em testes posteriores. A Tabela 3.7 mostra os ensaios realizados por Cancino com o etanol puro.

Tabela 3.7 - Ensaios em Tubo de Choque com o etanol puro.

ϕ	T_5 [K]	P_5 [bar]	τ_{ing} [μ s]	ϕ	T_5 [K]	P_5 [bar]	τ_{ing} [μ s]
1.0	1223	10.5	70	1.0	1234	53	16
1.0	1190	10.0	140	1.0	1168	52	30
1.0	1145	11.0	252	1.0	1085	48	134
1.0	1096	9.0	409	1.0	1065	52	156
1.0	1049	10.1	738	1.0	999	50	511
1.0	992	9.8	1171	1.0	937	48	1006
1.0	954	10.3	1698	1.0	881	48	2095
1.0	900	10.1	N-I	1.0	841	49	3304
				1.0	781	47	N-I
				1.0	769	45	N-I
1.0	1197	30	25				
1.0	1152	30	38				
1.0	1138	32	75	0.3	1183	30.2	58
1.0	1116	31	80	0.3	1151	30.8	111
1.0	1045	30	267	0.3	1107	33.7	172
1.0	999	30	547	0.3	1100	37.0	228
1.0	949	30	1244	0.3	1081	35.7	295
1.0	912	31	877	0.3	1042	26.7	621
1.0	881	31	2788	0.3	1024	35.7	686
1.0	848	30	2715	0.3	996	33.5	1029
1.0	801	30	3755	0.3	912	30.9	4759
1.0	789	29	N-I	0.3	868	31.6	13027

N-I: No Ignition within the test time

Fonte: Cancino (2009).

A Tabela 3.8 mostra os ensaios realizados por Cancino com uma mistura contendo 25% de etanol e 75% de iso-octano.

Tabela 3.8 - Ensaios em Tubo de Choque com o 25% de etanol e 75% de iso-octano.

ϕ	T_5 [K]	P_5 [bar]	τ_{ing} [μ s]
1.0	1217	30.9	35
1.0	1215	30.8	34
1.0	1169	29.2	58
1.0	1164	30.7	74
1.0	1132	31.9	78
1.0	1059	30.6	404
1.0	1004	30.3	791
1.0	967	31.2	683
1.0	909	30.7	2039
1.0	862	31.1	2097
1.0	809	30.7	N-I

N-I No Ignition

Fonte: Cancino (2009).

Verifica se nos testes com esse composto (25% de etanol e 75% de iso-octano) que a presença do iso-octano não melhora a ignição do etanol em alta temperatura e observa se uma redução do tempo de retardo da ignição a baixa temperatura, conforme demonstrado na Tabela acima, Cancino (2009).

3.6.2. Tubo de Choque para investigação dos sensores de pressão e lítio usados para detectar pulsos de detonação em motores de pesquisa. McMillan (2004).

McMillan (2004) também realizou testes em Tubo de Choque. Seu trabalho teve com objetivo verificar a eficiência de tradutores de pressão revestidos com silicone em ambiente hostil (altas temperaturas e pressões) e comparar esses resultados com os tradutores de pressão sem qualquer tipo de revestimento nessas mesmas condições de operação.

Os ensaios foram realizados no Tubo de Choque da Faculdade de Aeronáutica e Astronáutica em Ensing nos Estados Unidos. O tubo possui diâmetro interno de 50.8 milímetros e mede 7.60 metros de comprimento divididos da seguinte forma: seção Driver 3.04 metros e seção Driven 4.56 metros,

McMillan (2004). A Figura 3.18 mostra o Tubo de Choque da Faculdade de Aeronáutica e Astronáutica em Ensing nos Estados Unidos.

Figura 3.18 - Tubo de Choque da Faculdade de Aeronáutica e Astronáutica em Ensing nos Estados Unidos.



Fonte: Mcmillan (2004).

Robert J. McMillan em 2004 utilizou membranas de diferentes materiais para separar as seções *Diver* e *Driven*. O processo de ruptura da membrana se deu exclusivamente por diferença de pressão entre as seções, ou seja, quando a pressão na seção *Driver* alcançava um determinado valor à membrana rompia e uma onda de choque deslocava se em direção a seção *Driven*. A Figura 3.19 mostra membranas utilizadas por McMillan (2004) nos testes no Tubo de Choque.

Figura 3.19 - Membranas utilizadas por McMillan nos testes no Tubo de Choque.

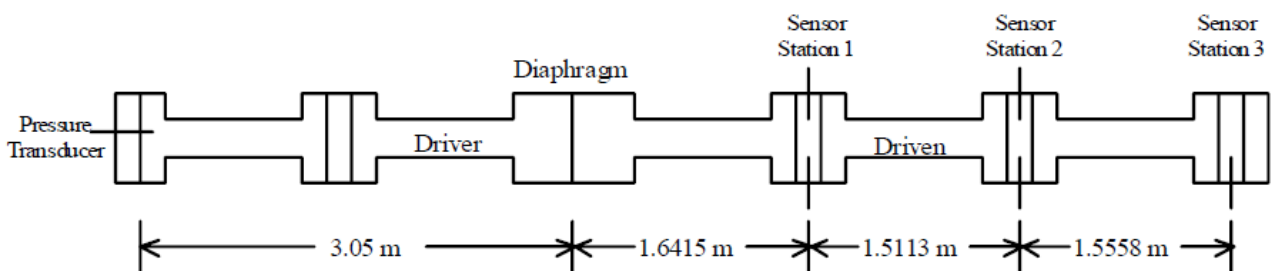


Fonte: Mcmillan (2004).

Membranas de diferentes materiais possuem diferentes características de rompimento, em função disso, McMillan relata que houve grandes variações de pressão de rompimento e que não foi possível identificar com precisão um valor de pressão de rompimento. McMillan utilizou membranas de alumínio nos teste com baixa pressão de rompimento, uma vez que a tensão de ruptura de material é baixa. Quando foi necessário alcançar alto número de Mach (alta pressão de rompimento) laminas de aço inoxidável eram utilizadas, Mcmillan (2004).

Sensores de pressão Piezelétricos foram utilizados na seção Driven do Tubo de Choque para detectar a passagem da onda de choque. Esses sensores foram calibrados para operarem numa faixa de temperatura entre 390 e 1920 K, Mcmillan (2004). A Figura 3.20 mostra o desenho esquemático do Tubo de Choque e a localização dos sensores de pressão.

Figura 3.20 - Desenho esquemático do Tubo de Choque e a localização dos sensores de pressão.



Fonte: Mcmillan (2004).

A Figura 3.21 mostra os tradutores de pressão (com e sem revestimento de silicone) utilizados nos experimentos. Um dos objetivos do trabalho foi verificar se o tempo de resposta dos tradutores de pressão, principalmente em alta temperatura, diminuiria com a presença do silicone, Mcmillan (2004).

Figura 3.21 - Tradutores de pressão com e sem revestimento Silicone



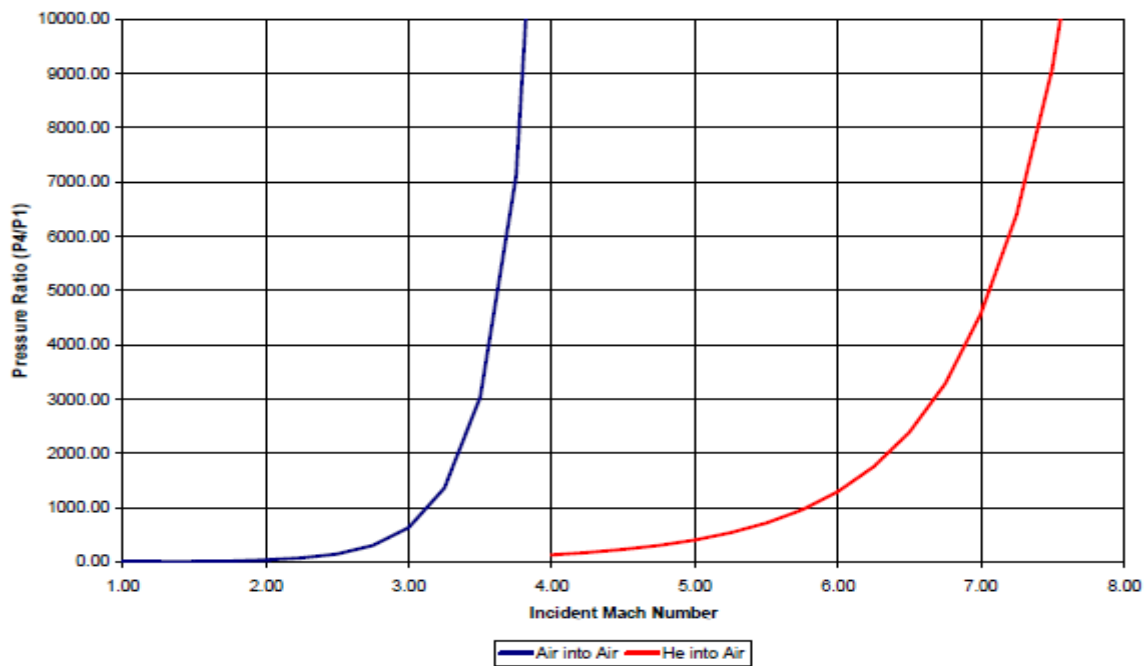
Fonte: Mcmillan (2004).

Os gases utilizados nos ensaios variaram de acordo com o número de Mach pretendido. Para Mach variando entre 1.5 a 4 foi utilizado ar comprimido nas duas seções do tubo (*Driver* e *Driven*). Para alcançar número de Mach maior foi necessário utilizar outro gás com peso molecular menor que o ar na seção *Driver*. Quando um gás de menor peso molecular penetra em outro de maior peso molecular a velocidade da onda choque torna se hipersônica. Nos ensaios realizados nesse trabalho, o gás Hélio foi utilizado na seção *Driver* para alcançar um número de Mach 8, cujo objetivo era causar a dissociação e ionização do ar na seção *Driven*, Mcmillan (2004).

O software CHEMKIN foi utilizado para simular as condições do Tubo de Choque antes e após as passagens das ondas de choque incidente e refletida. Essas condições incluem temperatura, pressão e possível dissociação da massa de ar dentro do Tubo de Choque, Mcmillan (2004).

A Figura 3.22 mostra a razão de pressão necessária para alcançar um determinado número de Mach nos experimentos com Ar na seção *Driven* e Ar ou Helio na seção *Driver*. Os cálculos foram feitos considerando os gases com gases ideais e temperatura dos gases seções *Driver* e *Driven* do Tubo de Choque de 300 K. Em função de o gás Helio possuir menor peso molecular do que o Ar consegue se alcançar maiores números de Mach para o choque incidente com Hélio / Ar do que Ar / Ar, Mcmillan (2004).

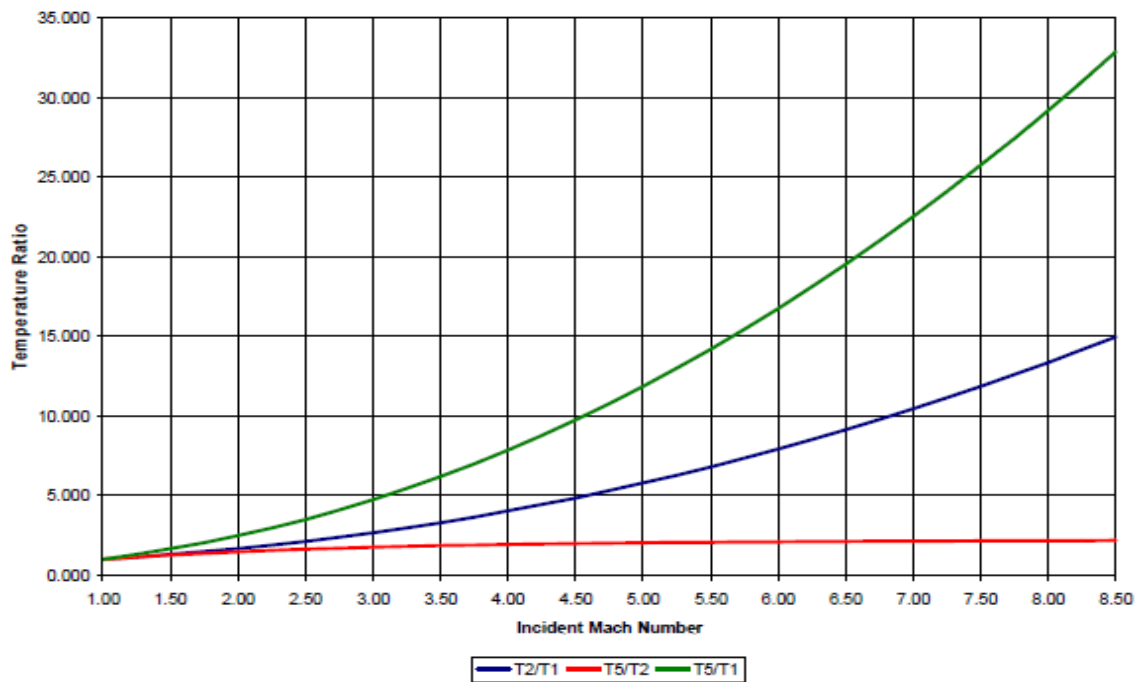
Figura 3.22 - Razão de pressão necessária para alcançar um determinado número de Mach.



Fonte: Mcmillan (2004).

Segundo Mcmillan (2004) a razão de temperatura depende somente do número de Mach do choque incidente. A Figura 3.23 mostra a razão de temperatura de vários números de Mach.

Figura 3.23 - Razão de temperatura de vários números de Mach.

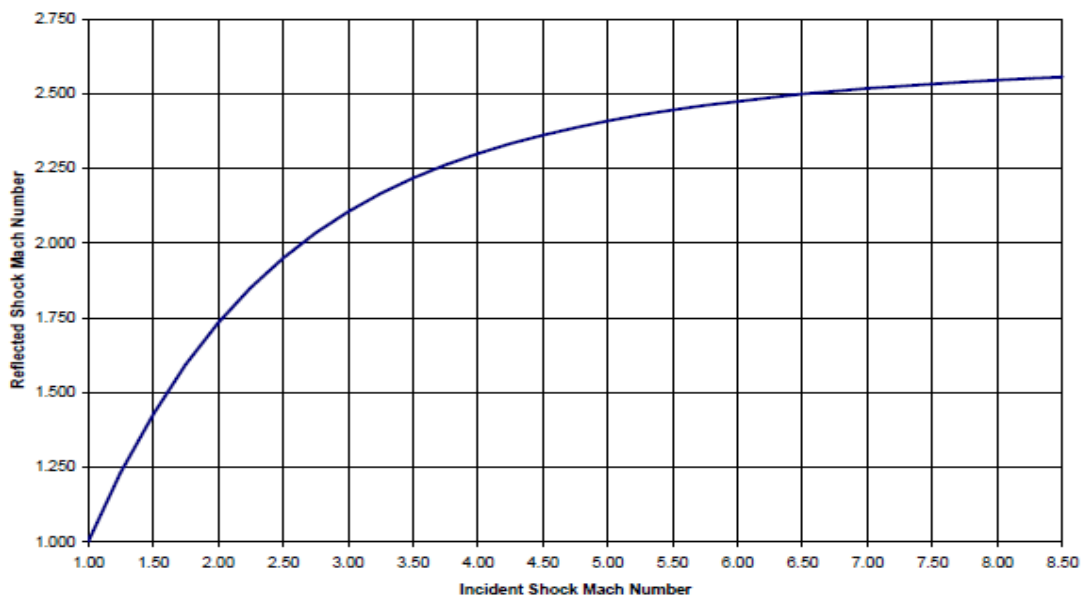


Fonte: Mcmillan (2004).

Na Figura acima T_2 / T_1 representa a razão entre a temperatura da onda choque incidente e temperatura do gás na seção *Driven* antes da passagem da onda, T_5 / T_1 representa a razão de temperatura da onda de choque refletida e temperatura do gás na seção *Driven* antes da passagem da onda e T_5 / T_2 representa a temperatura na onda de choque refletida, Mcmillan (2004).

A Figura 3.24 mostra o número de Mach do choque refletido em função do número de Mach do choque incidente, Mcmillan (2004).

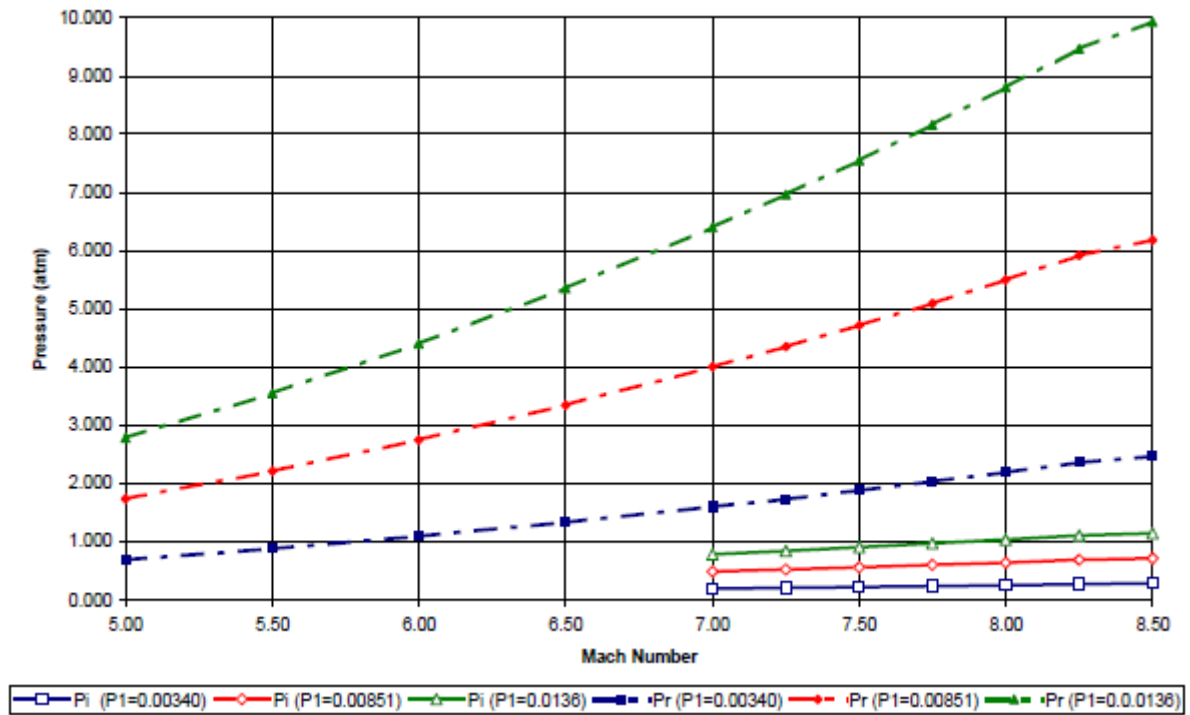
Figura 3.24 – Número de Mach do choque refletido versus número de Mach do choque incidente.



Fonte: Mcmillan (2004).

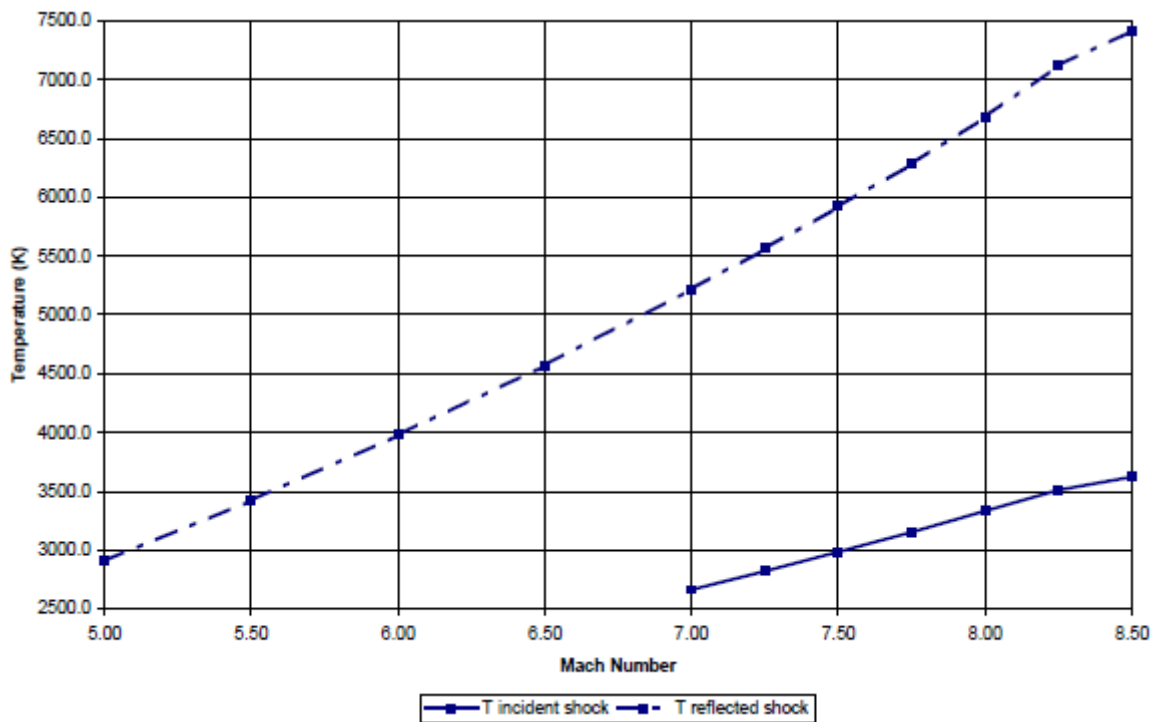
A simulação no CHEMKIN foi feita da seguinte forma: O choque incidente variou de Mach 5 a Mach 8.5 em intervalos de 0.5, a modelagem foi realizada com três pressões diferentes na seção *Driven*: 0.0034, 0.0085 e 0.0136 ATM e a temperatura inicial do gás (Ar) na seção *Driven* foi de 294,26 K. Segundo Mcmillan (2004) o Ar não dissocia para choque refletido abaixo de Mach 5 e para choque incidente abaixo de Mach 6.8. As Figuras 3.25 e 3.26 mostram respectivamente a simulação feita no CHEMKIN das pressões e temperaturas dos choques incidentes e choques refletidos dada pressões iniciais.

Figura 3.25 - Simulação feita no CHEMKIN das pressões dos choques incidentes e choques refletidos dada pressões iniciais.



Fonte: Mcmillan (2004).

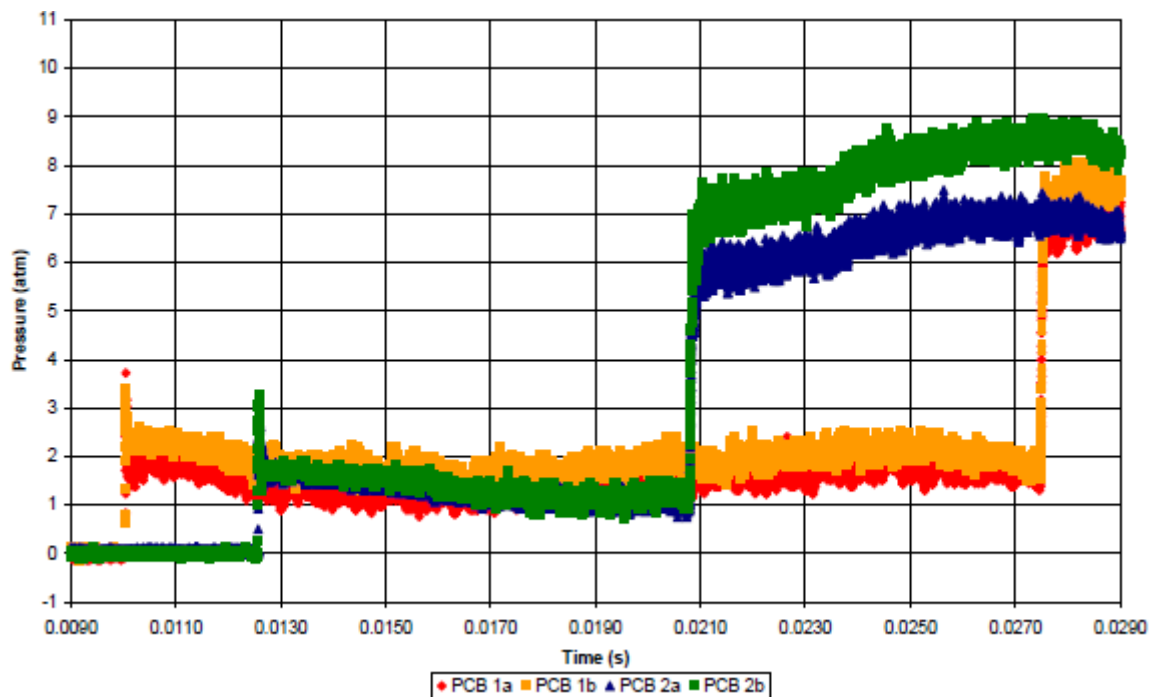
Figura 3.26 - Simulação feita no CHEMKIN das temperaturas dos choques incidentes e choques refletidos dada pressões iniciais.



Fonte: Mcmillan (2004).

Os testes experimentais foram feitos da seguinte forma: adicionava-se Ar na seção *Driver* do Tubo de Choque até uma determinada pressão, uma membrana de alumínio isolava essa seção da seção *Driven* que se mantinha a pressão atmosférica. Quando a pressão do Ar alcançava a pressão de ruptura da membrana, essa se rompia e uma onda de choque deslocava-se em direção à seção *Driven*. Nessa seção foram instalados quatro sensores de pressão espaçados conforme mostrado na Figura 3.20 Mcmillan (2004). A Figura 3.27 mostra o ensaio realizado no Tubo de Choque com o revestimento de silicone nos sensores de pressão.

Figura 3.27 - Resposta dos sensores de pressão com o revestimento de silicone.

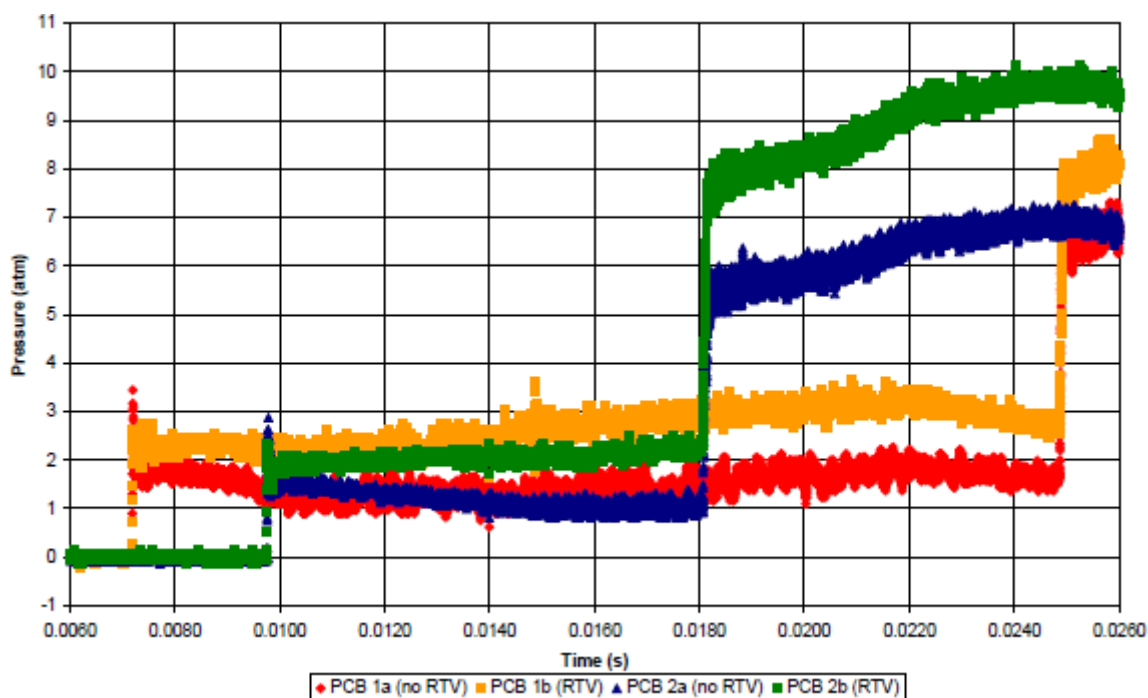


Fonte: Mcmillan (2004).

A Figura acima mostra o deslocamento da onda de choque após a ruptura da membrana de alumínio. Os primeiros quatro picos de aumento de pressão, identificados pelas cores laranja, vermelho, verde e azul, representam o momento em que os sensores sentem a passagem da onda de choque incidente. Os outros quatro picos representam o momento em que os mesmos sensores sentem a passagem da onda de choque refletida, Mcmillan (2004).

A Figura 3.28 mostra o ensaio realizado no Tubo de Choque com o revestimento de silicone nos sensores de pressão 1B e 2B.

Figura 3.28 - Resposta dos sensores de pressão 1B e 2B com o revestimento de silicone.



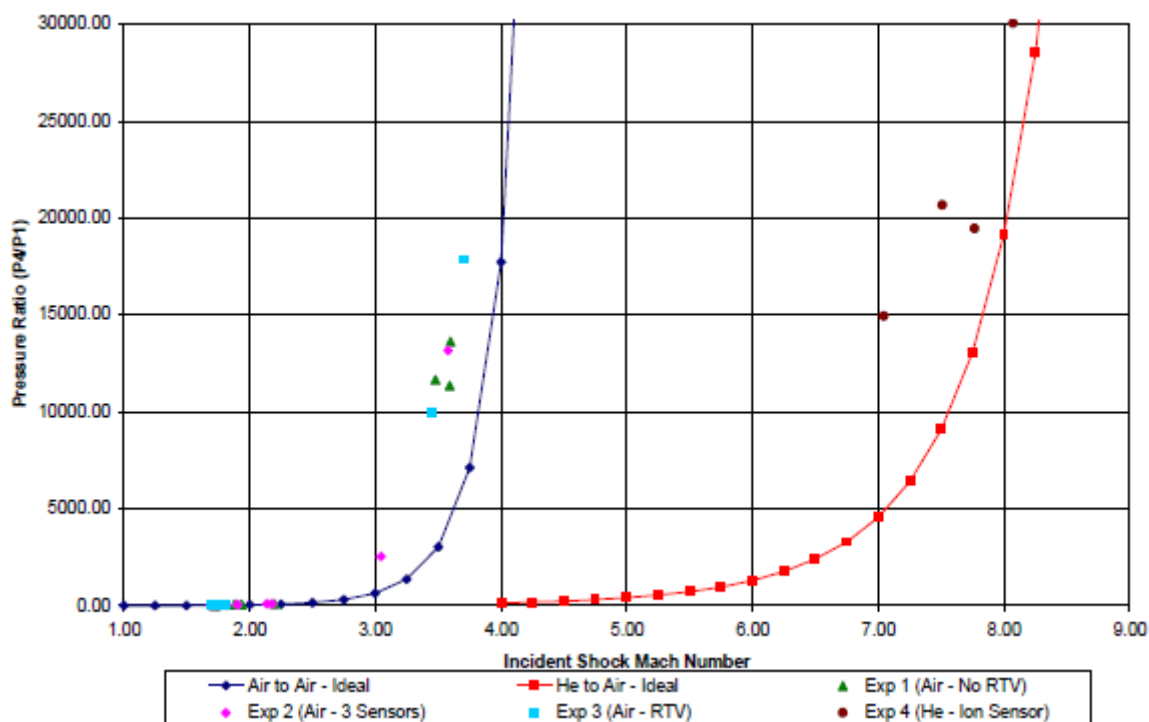
Fonte: Mcmillan (2004).

Segundo Mcmillan (2004) os sensores revestidos com silicone apresentaram resultados mais estáveis do que os sensores sem silicone. Depois da aplicação do silicone, a superfície efetiva do sensor ficou nivelada com a caixa do sensor, fazendo o sensor ficar mais exposto ao fluxo dos gases durante os ensaios. Portanto nenhum impacto negativo foi encontrado nos testes, uma vez que os picos de respostas de pressão, devido à passagem das ondas de choque, são praticamente os mesmos para os sensores com e sem revestimento de silicone.

A fim de avaliar o desempenho do Tubo de Choque comparou se os números de Mach incidentes obtidos com as equações analíticas de gás ideal, com a simulação do CHEMKIN e resultados experimentais. Nos testes realizados em baixa velocidade de propagação da onda de choque (Ar nas duas seções *Driver e Driven*) o número de Mach experimental apresentou valores 7% menor que o Mach calculado pelas equações analíticas. Nos testes realizados em alta velocidade (Hélio na seção *Driver* e Ar na seção *Driven*) o número de Mach experimental apresentou valores 9% menor que o Mach teórico, Mcmillan (2004).

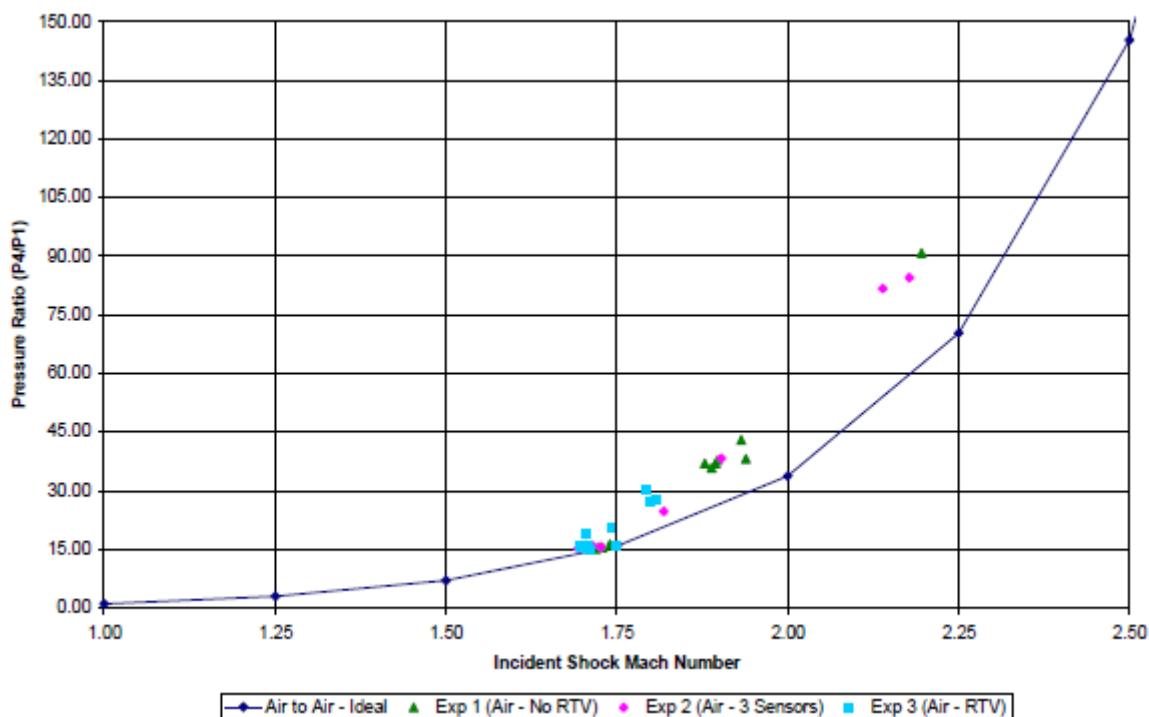
As Figuras 3.29 e 3.30 confrontam os números de Mach incidente obtidos experimentalmente e Mach incidente teórico (equações propostas por Anderson em 2003 e Mcmillan em 2004).

Figura 3.29 – Teste experimental versus análise teórica para baixa e alta velocidade de propagação da onda de choque.



Fonte: Mcmillan (2004).

Figura 3.30 – Teste experimental versus análise teórica para baixa e alta velocidade de propagação da onda de choque.

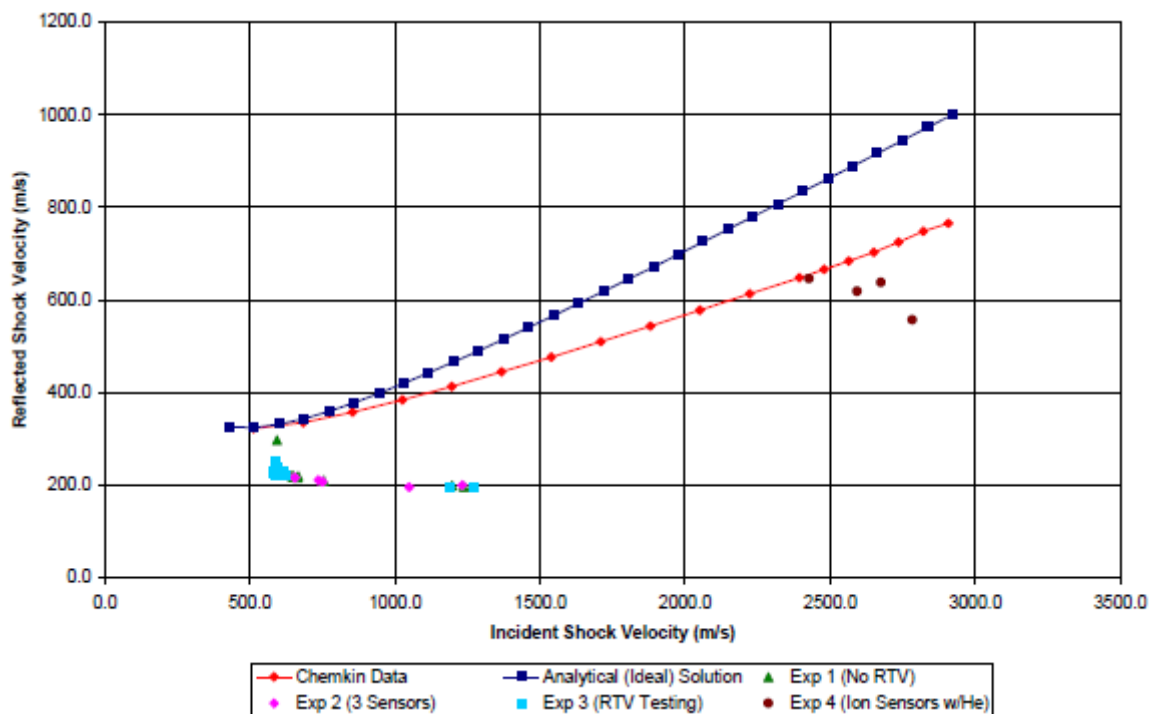


Fonte: Mcmillan (2004).

Quanto ao número de Mach refletido as comparações entre teste experimental, simulação no CHEMKIN e análise teórica não foram precisas quanto ao Mach incidente analisando

anteriormente. Os números de Mach experimental e previsto no Chemkin apresentaram respectivamente valores 47% e 40% menores que o valor teórico. Segundo Mcmillan (2004) essas diferenças podem estar relacionadas com aumento da velocidade de propagação da onda refletida em relação à onda incidente, efeitos viscosos e transferência de calor durante o escoamento da onda no Tubo de Choque. A Figura 3.31 confronta números de Mach refletido obtidos experimentalmente, simulado no Chemkin e teórico.

Figura 3.31 – Números de Mach refletido obtidos experimentalmente, simulado no Chemkin e teórico.



Fonte: Mcmillan (2004).

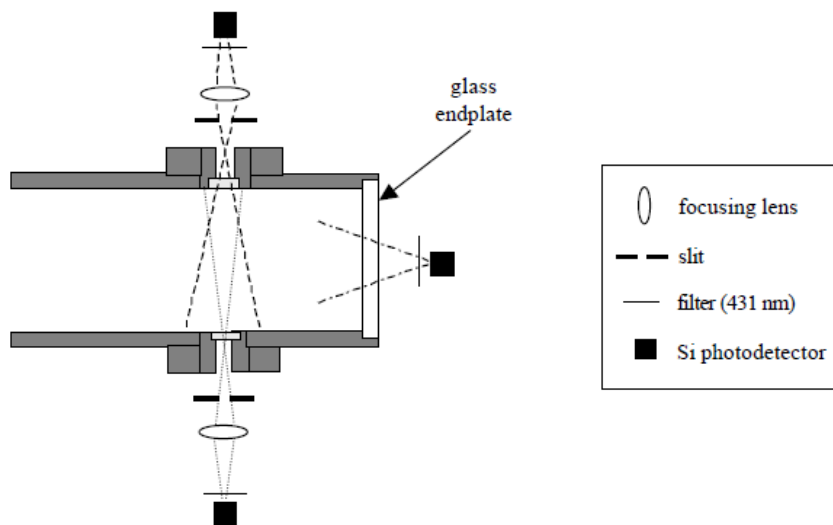
3.6.3. Estudo sobre a autoignição e decomposição térmica de hidrocarbonetos em altas temperaturas. Horning (2001).

O trabalho de Horning (2001) teve com objetivo medir os tempos de atraso de ignição do propano, n-butano, n-heptano e n-decano. O trabalho experimental foi realizado no Tubo de Choque do laboratório de dinâmica dos gases e alta temperatura da universidade de Stanford no estado da Califórnia Estados Unidos. O Tubo de Choque foi construído em aço inoxidável nas seguintes dimensões: seção Driver de 3,7 metros, seção *Driven* de 10 metros e diâmetro interno de 6 polegadas. Para medir a velocidade e temperatura dos choques incidente e refletidos foram instalados a 1,5 metros do fim da seção *Driven* cinco tradutores de pressão e quatro termopares, Horning (2001).

Horning define o tempo de retardo da ignição como o intervalo de tempo entre a passagem da onda de choque (incidente ou refletida) e o início da ignição. A passagem da onda de choque e início da ignição podem ser determinados respectivamente a partir de um aumento inicial e uma elevação abrupta de pressão na ultima parte do Tubo de Choque. Um método de medir diretamente o tempo de retardo da ignição no Tubo de Choque envolve monitorar o histórico de pressão por meio de tradutores de pressão instalados ao longo do equipamento. No entanto Horning afirma que esse método pode levar a incertezas na medição do tempo de ignição quando se estuda misturas altamente diluídas. Por conseguinte um novo método foi desenvolvido e empregado para o estudo dos tempos de ignição de misturas altamente diluídas no Tubo de Choque, Horning (2001).

As medições dos tempos de foram determinadas a partir do HC Emission Diagnostics um equipamento instalado na parede lateral da ultima para do Tubo de Choque que monitora a emissão de HC, esse método permite determinar mais precisamente o tempo de ignição, Horning (2001). A Figura 3.32 mostra esquematicamente o equipamento HC Emission Diagnostics.

Figura 3.32 - HC Emission Diagnostics.



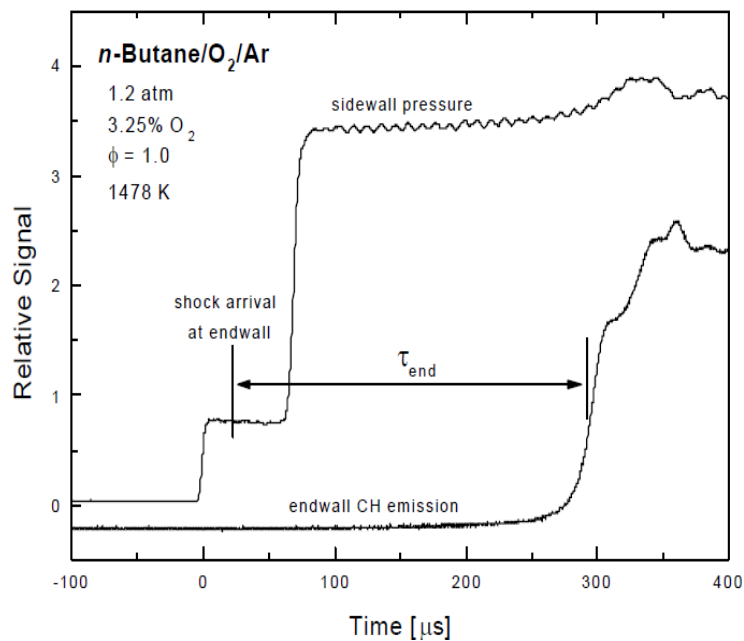
Fonte: Horning (2001).

O tempo de ignição foi definido experimentalmente como o tempo entre a chegada do choque incidente e o tempo em que o sinal de emissão de HC atinge uma determinada taxa de aumento, Horning (2001). A chegada da onda de choque incidente foi determinada partir da seguinte relação:

$$t_{end} = t_{side} + l/V_i$$

Onde t_{end} é o tempo estimado para a chegada da onda de choque, t_{side} é o momento em que o choque incidente chega ao local de medição (detectado por um transdutor de pressão instalado na parede lateral do Tubo de Choque e na mesma posição axial do *CH Emission Diagnostics*), l é distancia entre a parede lateral do local de medição e a parede do *CH Emission Diagnostics* (20 mm) (ver Figura 3.31) e V_i a velocidade do choque incidente. Para esse trabalho o tempo de chegada da onda de choque incidente variou entre $25 \pm 0,2$ a $30 \pm 0,2 \mu s$, Horning (2001). A Figura 3.33 mostra definição do tempo de retardo da ignição.

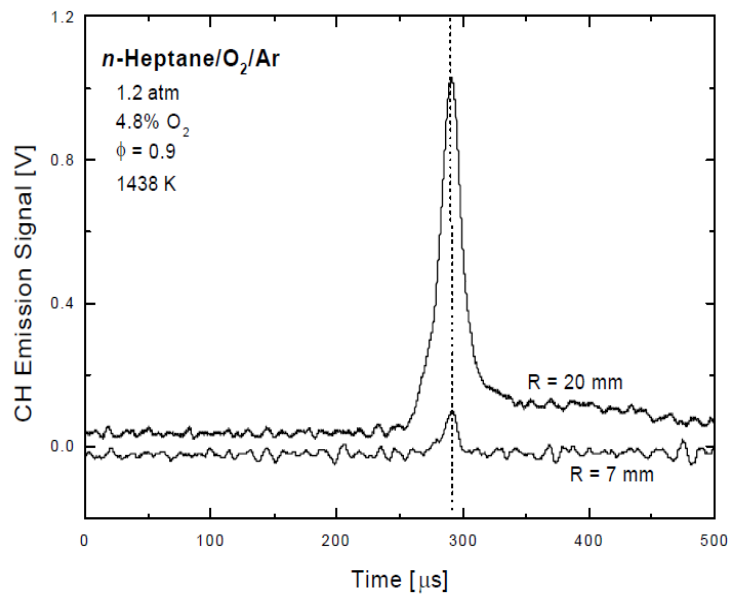
Figura 3.33 - Definição do tempo de retardo da ignição.



Fonte: Horning (2001).

A medição da ignição foi detectada pelo *HC Emission Diagnostics* localizado na parede lateral do Tubo de Choque e na mesma posição axial do transdutor de pressão. Inicialmente uma serie de ensaios foram conduzidos utilizando os dois francos do *HC Emission Diagnostics*, cada um tendo uma resolução espacial e posição axial em relação à parede do Tubo de Choque 7 e 20 mm respectivamente (ver Figura 3.32). O objetivo desses testes foi verificar se a resolução espacial e a posição de medição teria efeito sobre a medida do tempo de ignição, Horning (2001). A Figura 3.34 mostra uma comparação de medição de ignição produzida pelas configurações de resolução anteriormente citadas.

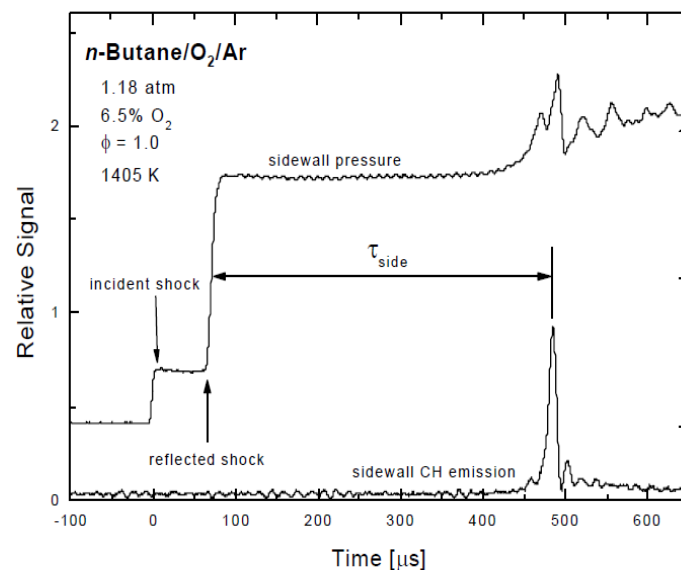
Figura 3.34 - Comparação medição da ignição utilizando alta e baixa resolução de *HC Emission Diagnostics*.



Fonte: Horning (2001).

A Figura 3.34 mostra que o sinal de ignição é mais amplo com a configuração baixa resolução (R=20 mm). No entanto o sinal máximo registrado tanto pela baixa resolução quanto alta resolução ocorrem essencialmente no mesmo tempo, ou seja, o tempo de medição da ignição será o mesmo para ambos os sistemas de medição e o tempo de retardo da ignição foi definido como o tempo entre a chegada do choque incidente e o tempo em que o sinal de emissão de HC atinge uma determinada taxa de aumento, Horning (2001). A Figura 3.35 mostra o tempo de retardo de ignição para uma mistura de n-Butano.

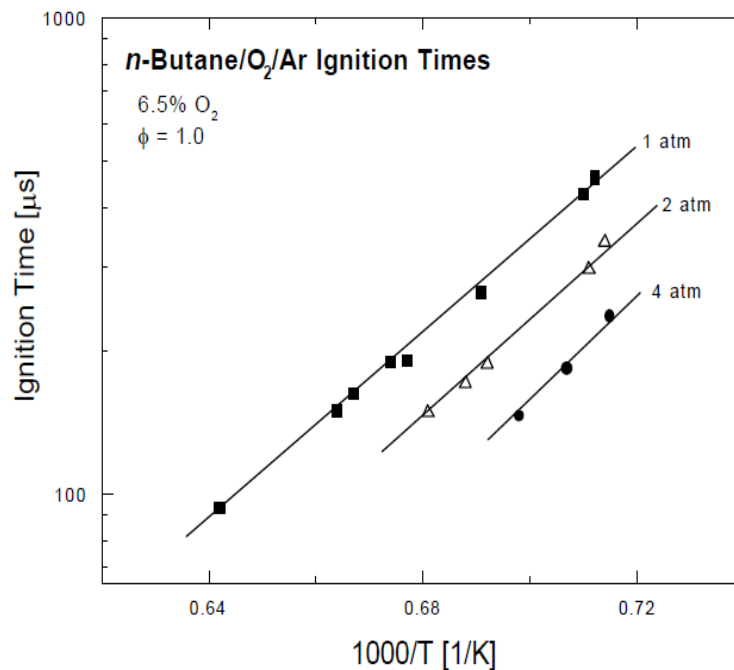
Figura 3.35 – Medição do tempo de retardo da ignição.



Fonte: Horning (2001).

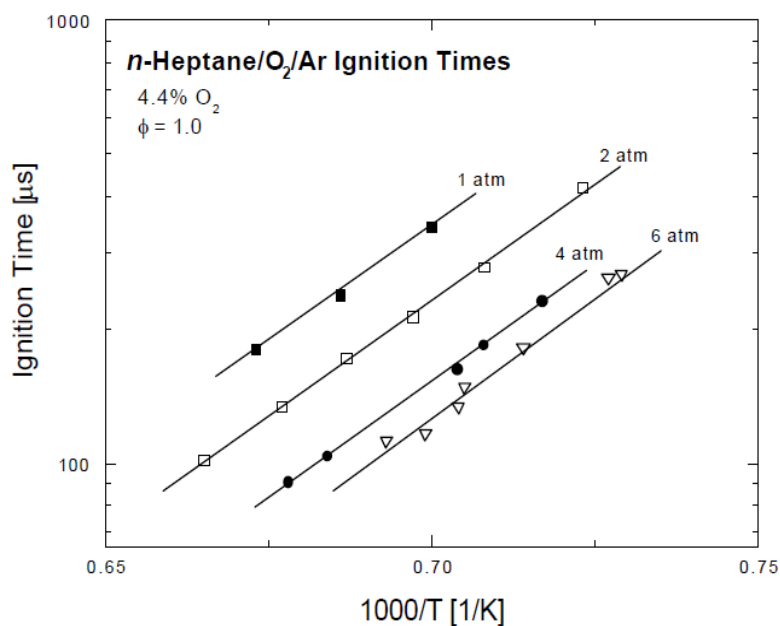
A seguir serão apresentados os resultados das medições dos tempos de retardo de ignição dos combustíveis n-butano, n-heptano e n-decano. Os ensaios foram feitos nas seguintes condições: temperatura variando de 1250 a 1750 K, pressão variando de 1 a 6 ATM, a composição de O₂ na mistura variando de 2 a 20% e a razão de equivalência variando de 0,5 a 2,0. Verificou se que para ambos os combustíveis há uma diminuição sistemática do tempo de ignição com o aumento da pressão. Além disso, constata se que o tempo de ignição é aproximadamente constante em uma grande faixa de pressões estudadas, isto é, duplicando se a pressão de 1 para 2 ATM observa se o mesmo efeito sobre o tempo de ignição quando se duplica a pressão de 2 para 4 ATM, Horning (2001). As Figuras 3.36 e 3.37 mostram o efeito da pressão sobre o tempo de retardo da ignição para o n-butano com 6,5% de O₂ e n-heptano com 4,4% de O₂, ambos com razão de equivalência 1.

Figura 3.36 - Efeito da pressão no tempo de retardo de ignição do n-butano.



Fonte: Horning (2001)

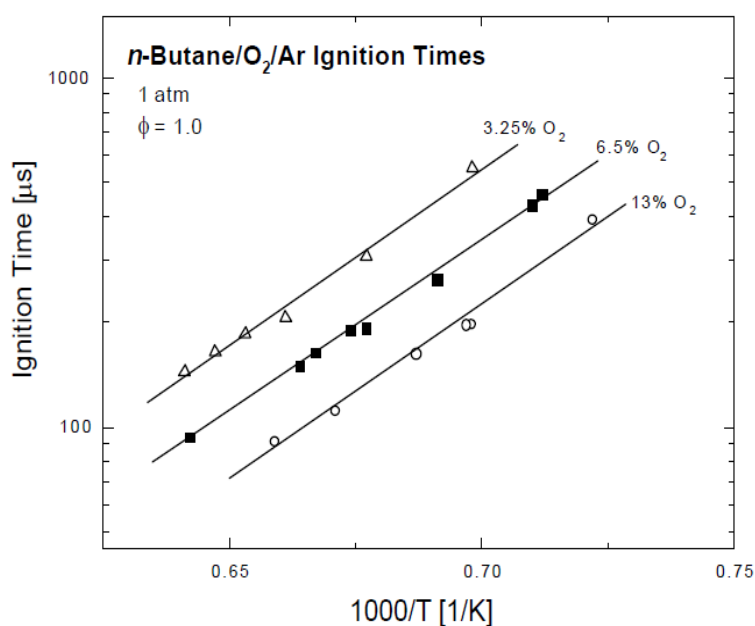
Figura 3.37 - Efeito da pressão no tempo de retardo de ignição do n-heptano.



Fonte: Horning (2001)

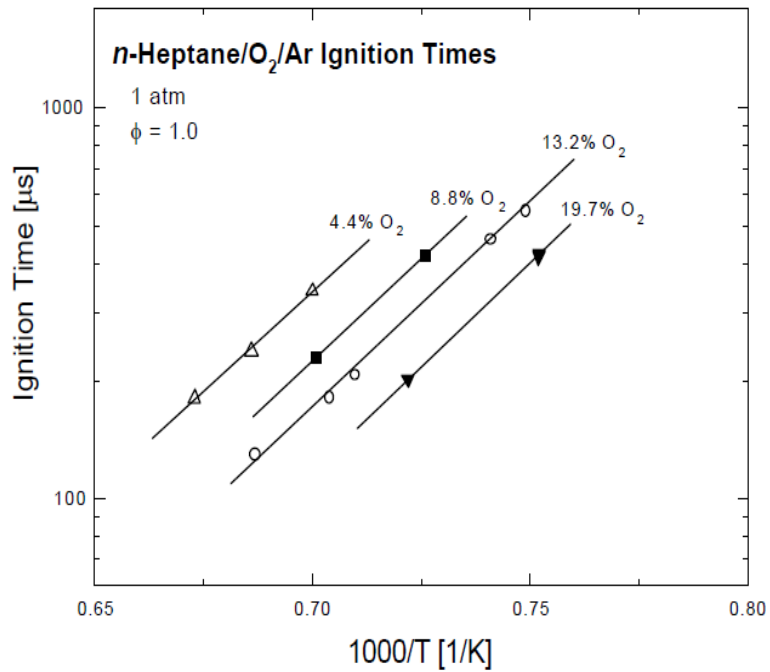
Verificou-se a mesma tendência observada para o aumento de pressão, quando o ar foi adicionado ao oxidante, o aumento da concentração de O₂ na mistura reduz o tempo de retardo da ignição para ambos os combustíveis e observou-se que esse aumento é inversamente proporcional ao tempo de retardo da ignição, Horning (2001). As Figuras 3.38 e 3.39 mostram o efeito da adição de O₂ sobre o tempo de retardo da ignição para o n-butano e n-heptano, ambos a 1 ATM. e razão de equivalência 1.

Figura 3.38 - Efeito da mistura no tempo de retardo de ignição do n-butano.



Fonte: Horning (2001)

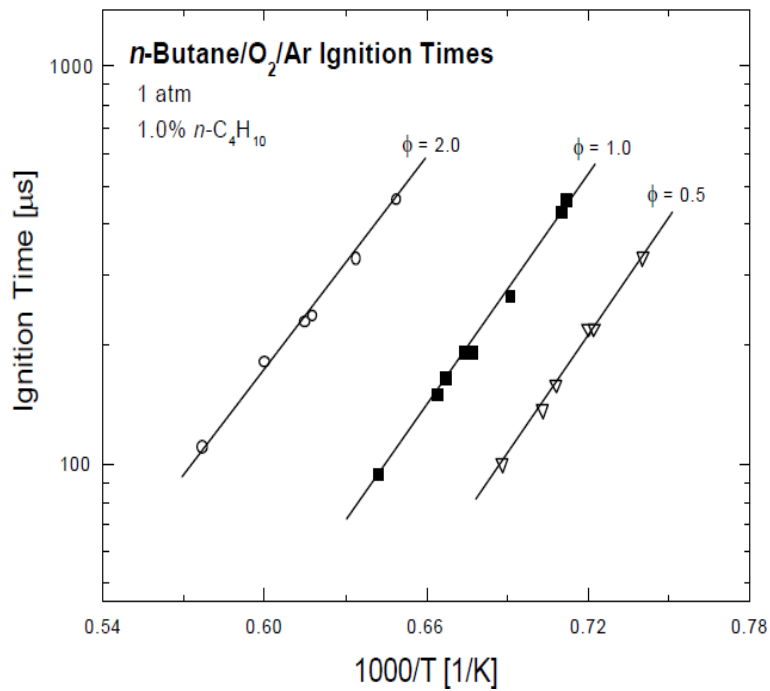
Figura 3.39 - Efeito da mistura no tempo de retardo de ignição do n-heptano.



Fonte: Horning (2001)

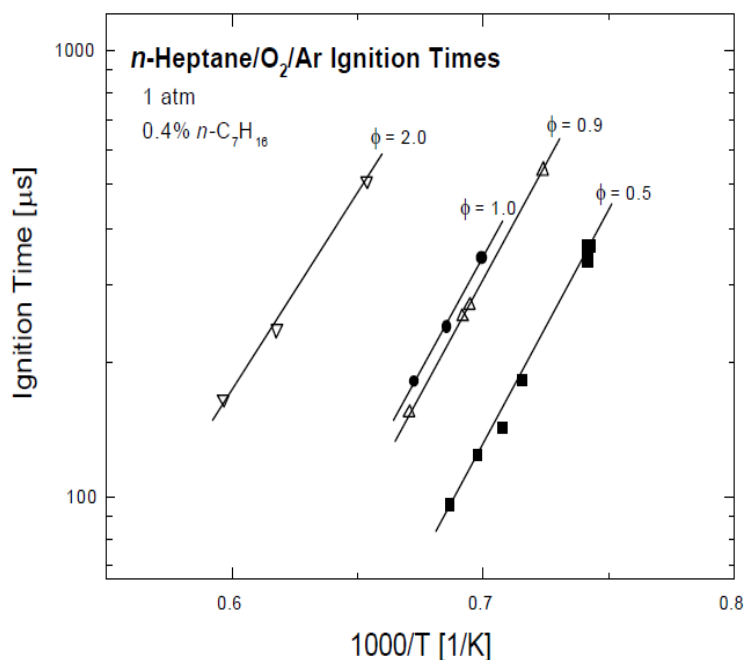
As Figuras 3.40 e 3.41 mostram o efeito da razão de equivalência sobre o tempo de retardo da ignição para o n-butano e n-heptano, ambos a 1 atm.

Figura 3.40 - Efeito da razão de equivalência no tempo de retardo de ignição do n-butano.



Fonte: Honning (2001)

Figura 3.41 - Efeito da razão de equivalência no tempo de retardo de ignição do n-heptano.



Fonte: Honning (2001)

Observa-se nas Figuras acima que à medida que aumenta a razão de equivalência o tempo de retardo da ignição também aumenta, ou seja, à medida que a mistura se torna mais rica há a tendência de aumentar o tempo de retardo da ignição, Honning (2001).

3.6.4. Tubo de Choque para medição do processo de ignição e interações da onda de choque com spray. Hanson (2007).

O trabalho de Hanson (2007) teve como objetivos medir o tempo de retardo de ignição dos combustíveis JET-A, JP-8, n-Dodecano e Diesel em alta pressão e baixa temperatura. Os testes foram realizados no Tubo de Choque do departamento de engenharia mecânica da Universidade de Stanford no período de 2004 a 2007. Os testes foram realizados nas seguintes condições iniciais: Temperatura da mistura ar combustível 715 a 1229 K, pressão do choque refletido 17 a 51 ATM, razão de equivalência de 0.5 a 1.0 e concentração de oxigênio variando de 10 a 21% em ar sintético.

A Figura 3.42 mostra o Tubo de Choque de departamento de engenharia mecânica da Universidade de Stanford.

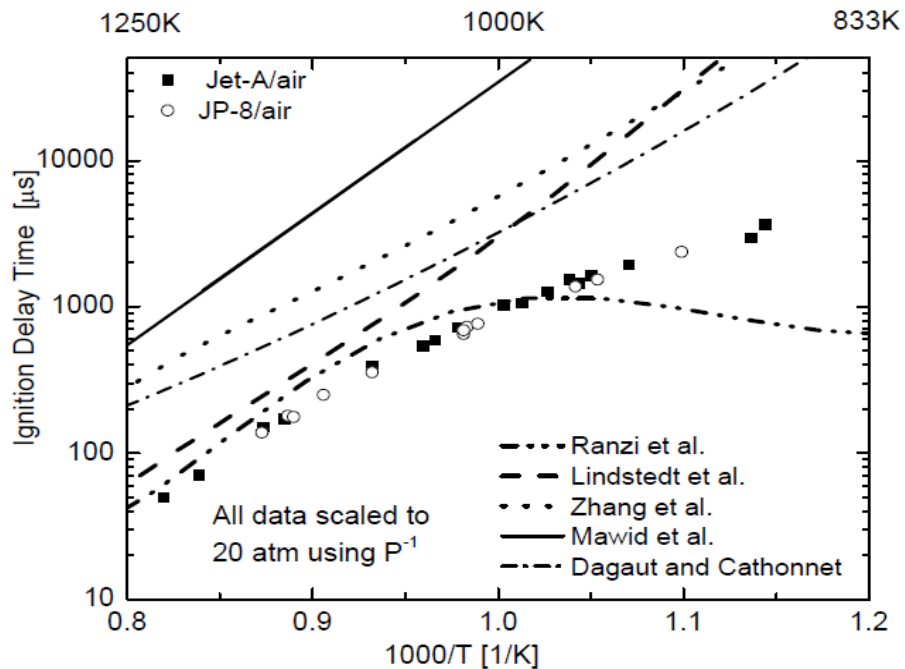
Figura 3.42 - Tubo de Choque de departamento de engenharia mecânica da Universidade de Stanford.



Fonte: Hanson (2007)

A Figura 3.43 compara os tempos de retardos de ignição dos combustíveis JET-A e JP-8 realizados em Stanford com medições realizadas por outros autores.

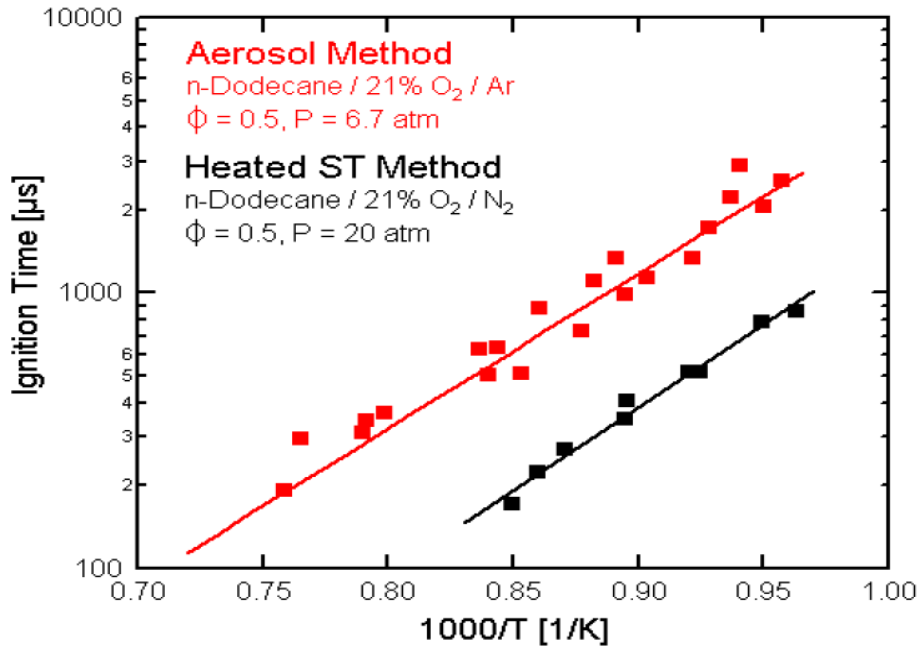
Figura 3.43 - Tempos de retardos de ignição dos combustíveis JET-A e JP-8 para $\phi=1$.



Fonte: Hanson (2007)

A Figura 3.44 mostra os tempos de retardos de ignição do n-dodecano realizados em Stanford.

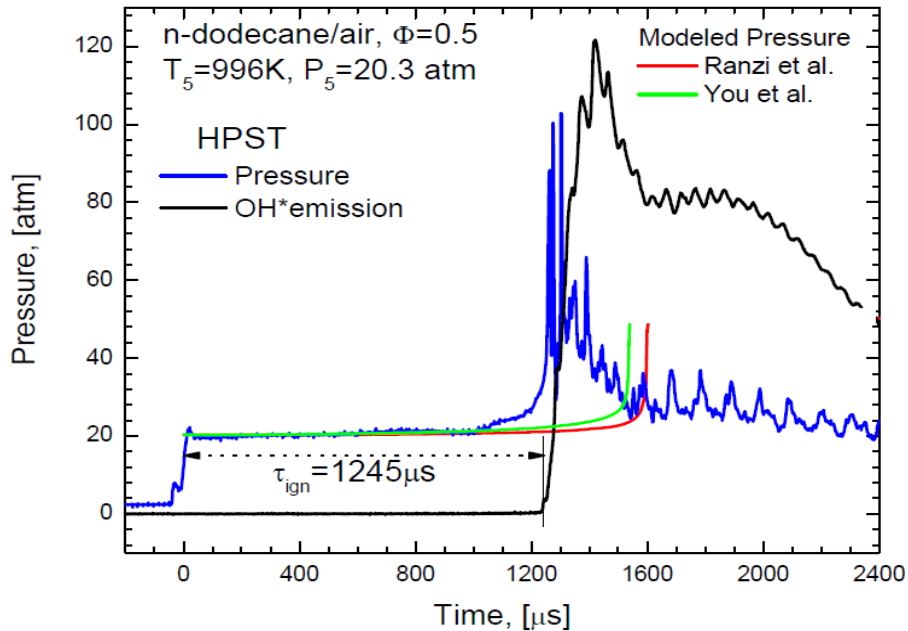
Figura 3.44 - Tempos de retardos de ignição do n-dodecano.



Fonte: Hanson (2007)

A Figura 3.45 compara os tempos de retardos de ignição do n-dodecano medidos em Stanford com medições realizadas por outros autores.

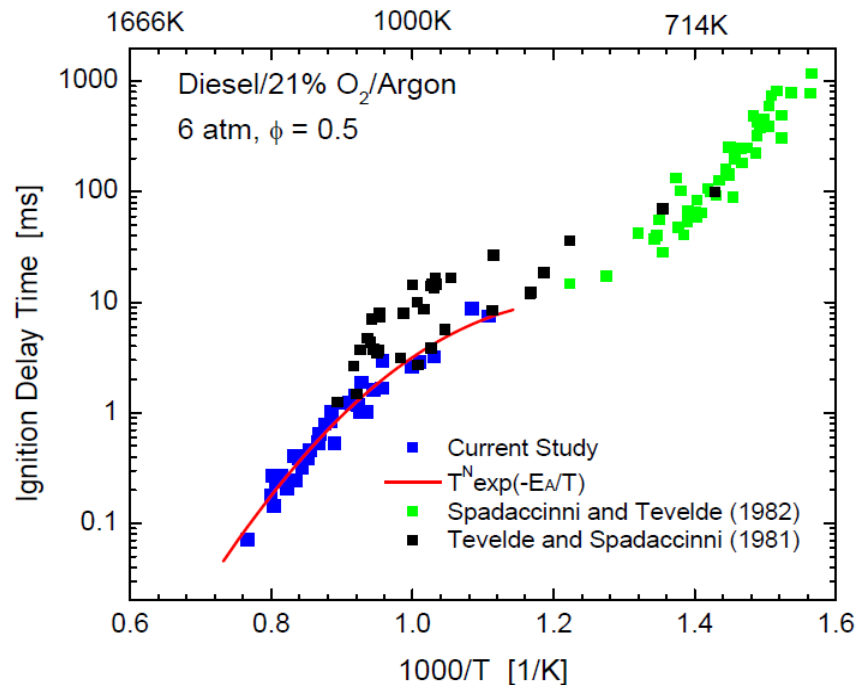
Figura 3.45 - Comparação do tempo de retardo de ignição do n-dodecano medido em Stanford com medições realizadas por outros autores.



Fonte: Hanson (2007)

A Figura 3.46 compara os tempos de retardos de ignição do Diesel medido em Stanford com medições realizadas por outros autores.

Figura 3.46 - Tempos de retardos de ignição do Diesel.



Fonte: Hanson (2007)

No geral verificou-se que os tempos de retardo de ignição do Diesel variaram de 0.1 a 10 ms. E quando comparado com outros trabalhos há uma dispersão dos resultados encontrados conforme pode ser visualizado na Figura acima.

3.6.5 Tempo de retardo de ignição do metil oleatê e metil linoleatê atrás da onda de choque refletida. Campbell ^a, Davidson ^a, Hanson ^a, Westbrook ^b (2012)

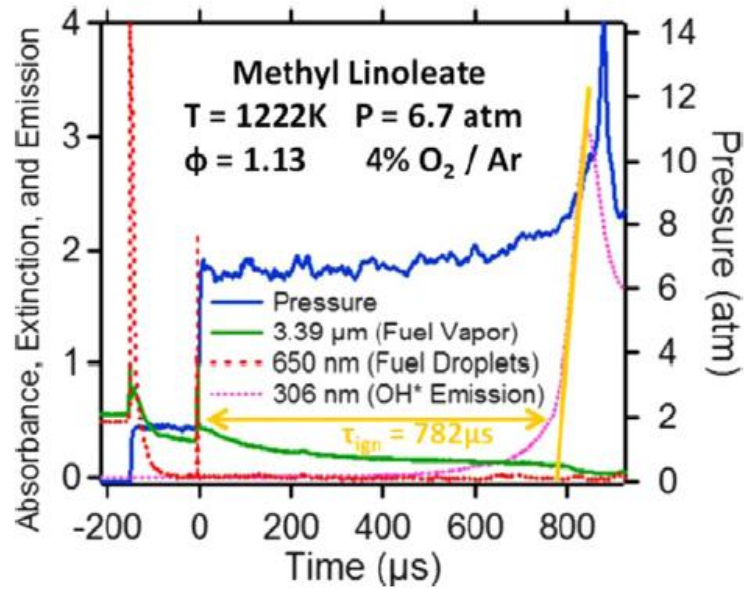
^a Mechanical Engineering Department, Stanford University, Stanford, CA 94305, USA

^b Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94551, USA

O objetivo do trabalho foi medir os tempos de atraso de ignição para oleato de metila ($C_{19}H_{36}O_2$, CAS:112-62-9) e linoleato de metila ($C_{19}H_{34}O_2$, CAS: 112-63-0) utilizando um tubo de Choque. Os testes foram realizados nas seguintes condições iniciais: Temperatura da onda de choque refletida 1100 – 1400 K, pressões do choque 3,5 e 7,0 ATM e relação de equivalência entre 0,6 a 2,4. A Figura 3.47 mostra o teste realizado com Metil Linoleatê nas seguintes condições:

temperatura do choque reflectido 1222 K, pressão 6.7 atm e razão de equivalência de 1.13. Tempo de retardo de ignição medido 782 μ s.

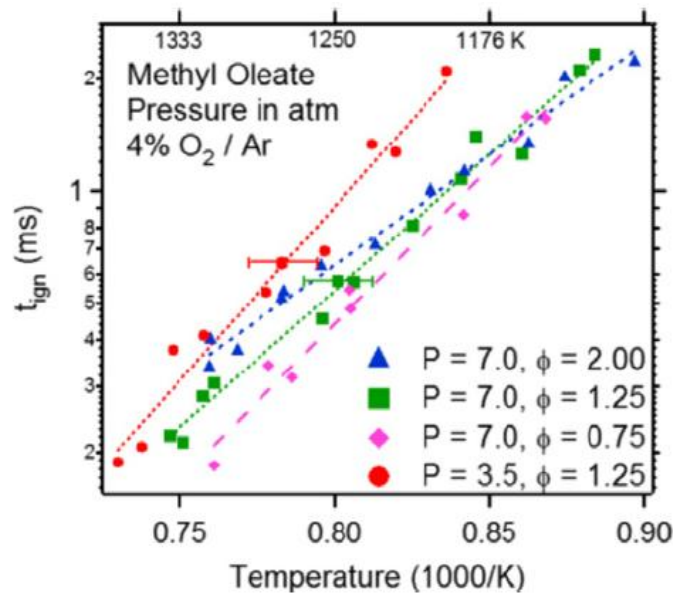
Figura 3.47 - Exemplo de teste de retardo de ignição com Metil Linoleaté. Temperatura do choque reflectido 1222 K, pressão 6.7 atm e razão de equivalência de 1.13. Tempo de retardo de ignição medido 782 μ s.



Fonte: Campbell, Davidson, Hanson and Westbrook . (2012)

A Figura 3.48 mostra os tempos de retardos de ignição medidos do Metil Oleaté variado pressão e razão de equivalência.

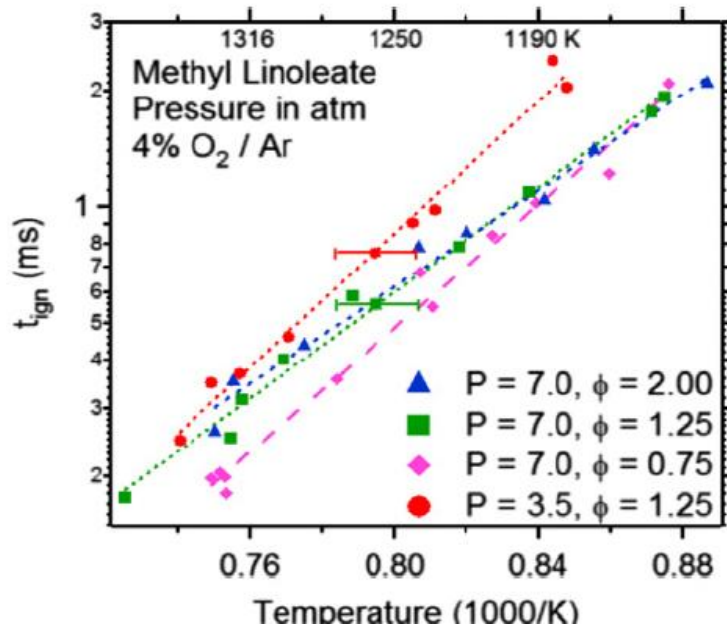
Figura 3.48 - Tempos de retardos de ignição medidos do Metil Oleaté.



Fonte: Campbell, Davidson, Hanson and Westbrook . (2012)

A Figura 3.49 mostra os tempos de retardos de ignição medidos do Metil Linoleaté variado pressão e razão de equivalência.

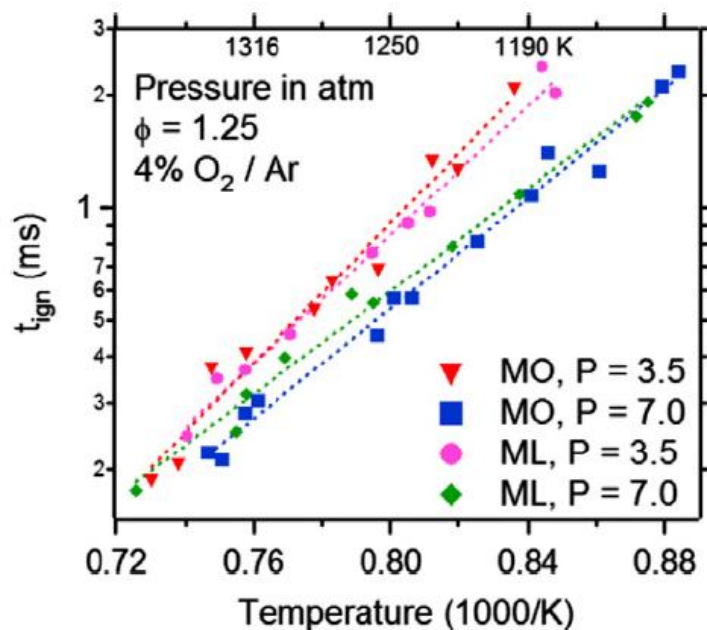
Figura 3.49 - Tempos de retardos de ignição medidos do Metil Linoleaté.



Fonte: Campbell, Davidson, Hanson and Westbrook . (2012)

A Figura 3.50 compara os tempos de retardo de ignição do Metil Oleaté e Metil Linoleaté variando pressão e mantendo a razão de equivalência constante.

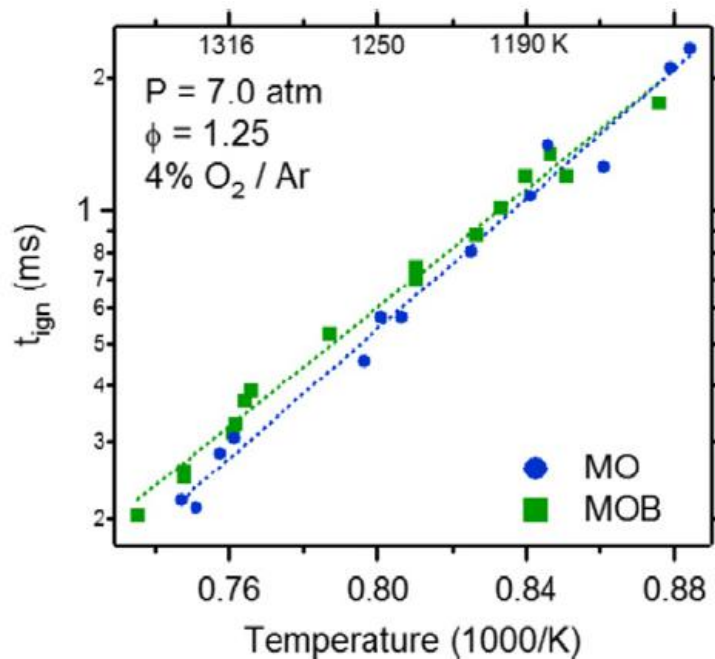
Figura 3.50 - Comparação os tempos de retardo de ignição do Metil Oleaté e Metil Linoleaté.



Fonte: Campbell, Davidson, Hanson and Westbrook . (2012)

A Figura 3.51 compara os tempos de retardo de ignição do metil oleaté e metil oleaté misturado (MOB). Essa mistura é composta de 70% de oleaté de metil e 30% de outros ésteres metílicos.

Figura 3.51 - Tempos de retardos de ignição medidos do Metil Linoleaté.



Fonte: Campbell, Davidson, Hanson and Westbrook . (2012)

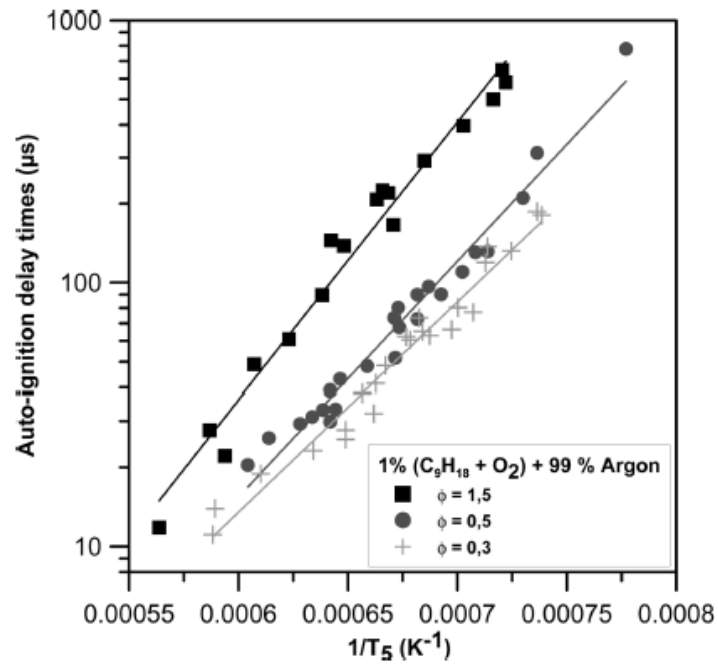
No geral observou se no trabalho os tempos de retardo do Metil Oleaté e Metil Linoleaté apresentou grande semelhança para uma ampla faixa de pressão e razão de equivalência e os valores encontrados variaram de 2 a 20 ms.

3.6.6 Estudo experimental e modelagem do n-Propilciclohexano e oxidação em condições relevantes para o motor. Dubois, Chaumeix e Paillard. (2008).

O objetivo do trabalho realizado pelos autores Dubois, Chaumeix e Paillard (2008) foi medir o tempo de retardo de ignição do n-propylciclohexano diluídos em Oxigênio e Argônio. O Tubo de Choque no qual foram realizados os testes mede 7.15 metros de comprimento divididos da seguinte forma: seção *Driver* 2 metros e seção *Driven* 6.4 metros. O diâmetro das seções *Driver* e *Driven* medem respectivamente 114,5 e 52,5 milímetros, Dubois et. al (2008). O gás utilizado para rompimento da membrana foi o Hélio.

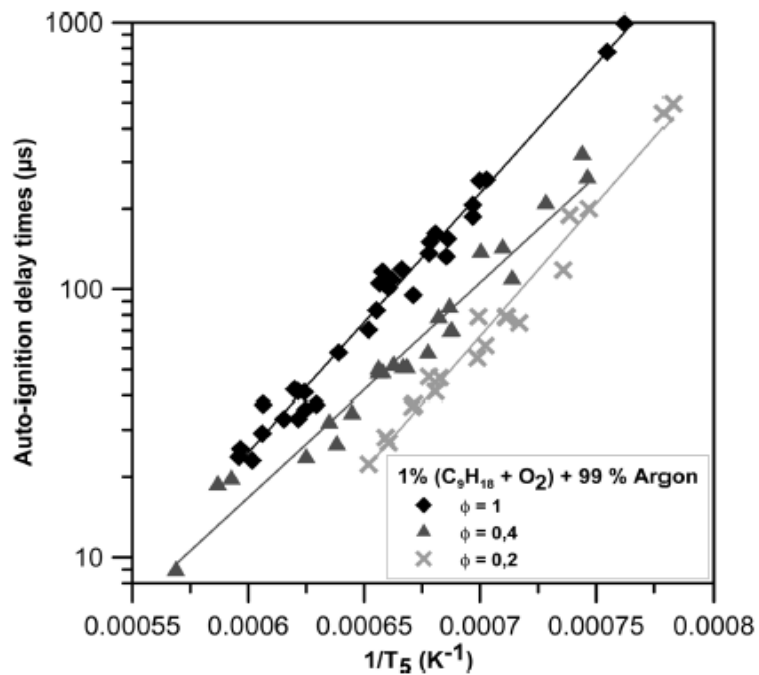
As Figuras 3.52 e 3.53 mostram os tempos de retardo de ignição com variação de temperatura para diferentes razões de equivalência do n-propilciclohexano diluídos em Argônio com constante concentração de Oxigênio.

Figura 3.52 - Tempos de retardos de ignição do n-propilciclohexano diluído em Argônio.



Fonte: Dubois, Chaumeix e Paillard (2008).

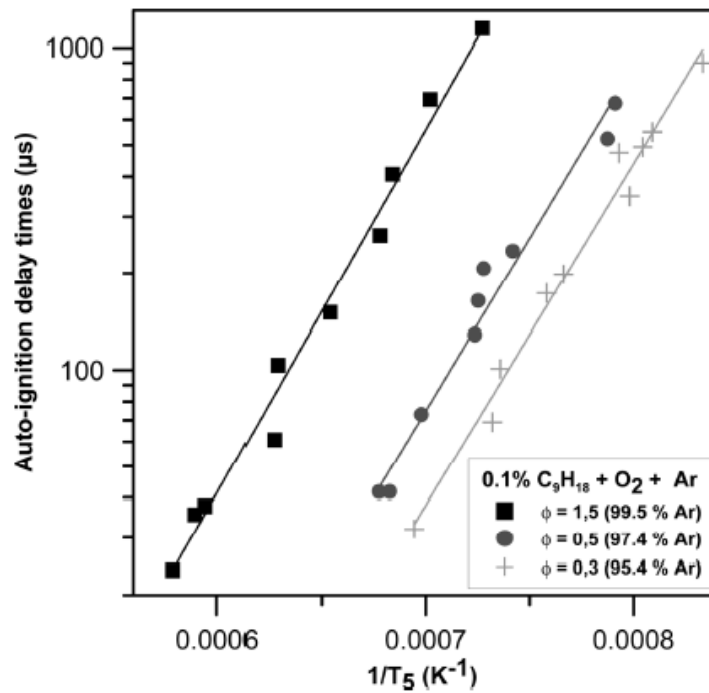
Figura 3.53 - Tempos de retardos de ignição do n-propilciclohexano diluído em Argônio.



Fonte: Dubois, Chaumeix e Paillard (2008).

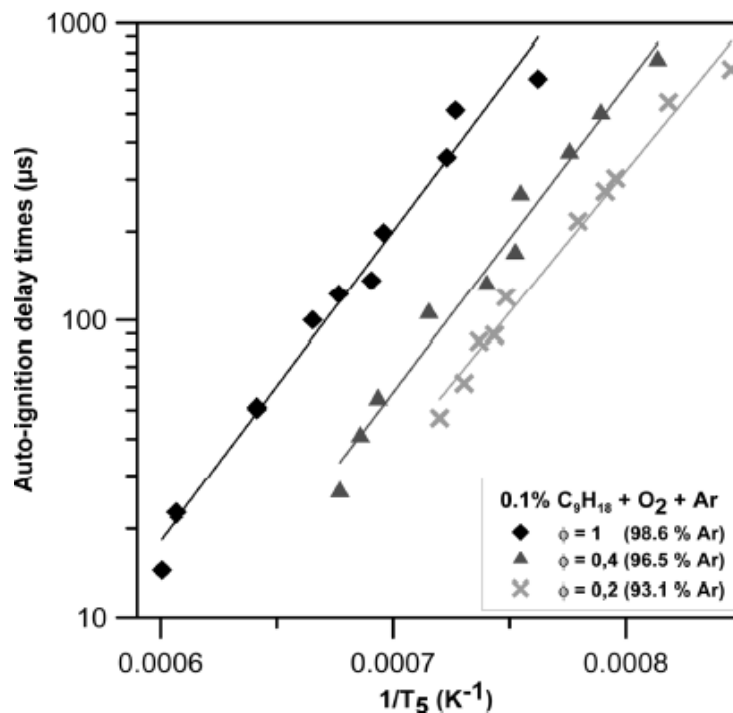
As Figuras 3.54 e 3.55 mostram os tempos de retardo de ignição com variação de temperatura para diferentes razões de equivalência do n-propilciclohexano diluídos em Argônio com constante concentração de Combustível.

Figura 3.54 - Tempos de retardos de ignição do n-propilciclohexano diluído em Argônio.



Fonte: Dubois, Chaumeix e Paillard (2008).

Figura 3.55 - Tempos de retardos de ignição do n-propilciclohexano diluído em Argônio.



Fonte: Dubois, Chaumeix e Paillard (2008).

Os resultados mostram que os tempos de retardo de ignição diminuem com a diminuição da razão de equivalência e com o aumento da pressão.

3.7. Ondas de Combustão.

Ondas de combustão são frentes de ondas que se propagam em meios sólidos, líquidos, gasosos ou multifásicos com velocidade de propagação que depende da composição da mistura dos gases reagentes, das condições iniciais e das condições de contorno da propagação. Ondas de combustão com velocidades subsônicas em relação a velocidade de reação dos reagentes nas condições padrão ($P = 100$ kPa e $T = 298$ K) são chamadas de deflagrações e apresentam velocidades menores que 1 m/s e são aproximadamente isobáricas. Ondas de combustão com velocidades supersônicas são chamadas de detonações e, geralmente, apresentam velocidades entre 1000 e 2000 m/s nas condições padrão, com pressões de detonação variando de 1.5 a 2.5 MPa, Gonzáles (2009).

Deflagrações são frentes de queima que se propagam com velocidade subsônica em função da difusão de calor e massa, ou seja, a camada de reagentes que está em combustão aquece a camada vizinha de reagentes mais fria que ainda não sofreu ignição. Os gradientes abruptos de temperatura e concentração das espécies químicas através da frente de reação permitem o transporte de calor e de espécies radicais desde a zona de reação para os reagentes progredindo o efeito da ignição. Portanto, uma deflagração é essencialmente uma onda de difusão e, como tal, tem uma velocidade proporcional à raiz quadrada da difusividade e da taxa de reação que governam os gradientes. As ondas de deflagrações se propagam com velocidades relativamente baixas em relação aos reagentes que estão a sua frente (subsônicas), Williams (1985) apud Gonzáles (2009).

A solução das equações da continuidade e de conservação de quantidade de movimento permitem obter a equação da reta de Rayleigh. Essa equação relaciona as razões de pressões com as razões de volumes específicos ao longo de uma onda de combustão. A solução das equações de energia, continuidade, quantidade de movimento e de estado são conhecidas como relação de Rankine – Hugoniot. Essa solução segue a forma de uma hipérbole contendo os estados de equilíbrio dos produtos da combustão, dadas as condições iniciais e o calor liberado pela reação, Gonzáles (2009).

De acordo com Chapman - Jouguet (1889 - 1906) a solução para o problema da propagação das ondas de combustão corresponde ao caso em que a linha de Rayleigh é tangente a curva de Rankine – Hugoniot. São determinados dois pontos conhecidos, um como ponto superior e o outro como

ponto inferior, que são as soluções para as ondas de detonação e deflagração respectivamente. Essa solução não requer o conhecimento da estrutura da onda de combustão, bastando apenas determinar o estado de equilíbrio termodinâmico dos produtos da combustão, Gonzáles (2009).

Durante a segunda guerra mundial o modelo proposto por CJ (1889 - 1906) foi aperfeiçoado por Zeldovich, Doring e Von Neumann (1942) que consideraram a taxa de reação química. O modelo por eles desenvolvido descreve a onda de detonação como uma onda de choque imediatamente seguida por uma zona de reação, com a espessura desta zona dada pela taxa de reação. Essa teoria fornece as mesmas velocidades de detonação e pressão que a teoria proposta por CJ (1889 - 1906), sendo a espessura da onda a única diferença entre os modelos, Wingerden et al (1999) apud Gonzáles (2009).

A propagação de uma onda de combustão não depende apenas das propriedades e do estado inicial da mistura explosiva, mas também das condições de fronteira, por exemplo, depende se o tubo tem uma extremidade fechada ou aberta. A deflagração é uma onda de expansão em que a pressão cai em toda sua frente de reação e os produtos da combustão são acelerados na direção oposta à sua propagação, Gonzáles (2009).

Explosão é um termo geral que corresponde a uma rápida expansão de gases, mas não requer a ocorrência de reações químicas ou a passagem de uma onda de combustão através do meio explosivo. Um gás explosivo ou uma mistura de gás explosiva é aquela que permite uma rápida liberação de energia, em comparação com as reações mais estáveis e de temperatura relativamente baixa. Algumas misturas de combustível e oxidante não permitem produzir uma explosão por estarem fora dos seus limites de inflamabilidade, em decorrência de perdas de calor ou da extinção de radicais ou espécies ativas, Gonzáles (2009).

Uma onda de detonação consiste em uma onda de choque precursora, seguida pela frente de reação. Ocorre a formação de ondas de compressão ou ondas de choque a jusante da zona de reação como resultado do escoamento dos gases. Em relação a um sistema de referência, a velocidade de detonação é a soma da velocidade do escoamento se movendo mais a velocidade da frente de reação em relação aos reagentes, ou seja, a velocidade de queima. A onda de detonação é uma onda de combustão supersônica caracterizada por um acoplamento único entre uma onda de choque e uma zona de liberação de energia química e, então, a detonação não é apenas uma onda de choque iniciada pela combustão, e sim é uma onda de combustão supersônica que influencia todas as

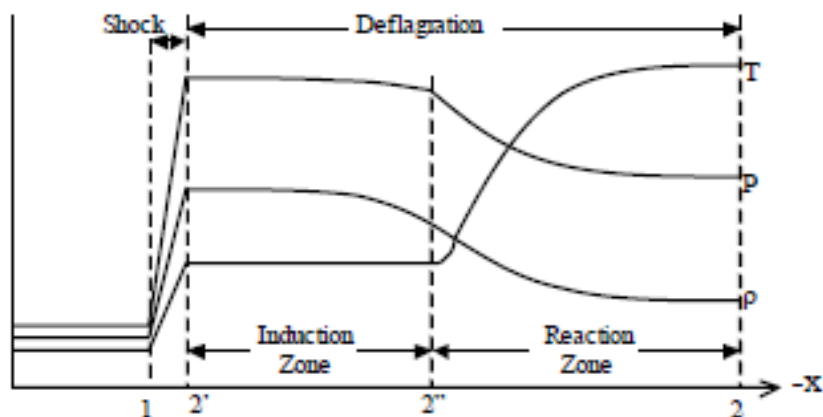
propriedades termodinâmicas (pressão, densidade e temperatura) aumentando-as acentuadamente, Shepherd (2007) apud Gonzáles (2009).

A lei de conservação de massa exige algum mecanismo para sustentar a onda, como por exemplo um pistão ou de uma onda de expansão que acompanha a onda de detonação. Para um pistão que gera e sustenta a detonação (conhecida como detonação forte ou *overdriven detonation*), o escoamento pode ser subsônico a jusante da onda de detonação, dado que nenhuma onda de expansão é gerada. No entanto, para que uma onda de detonação se propague livremente (sem que um pistão ajude a sustentar a detonação), ondas de expansão são geradas a jusante da onda de detonação que reduzem a pressão e a velocidade dos produtos. Sendo o escoamento subsônico a jusante de uma detonação forte, qualquer onda de expansão irá penetrar na zona de reação e atenuar a detonação. Assim, a onda de detonação que se propaga livremente pode ter uma condição de propagação sônica ou supersônica a jusante, Gonzáles (2009).

A propagação sônica e supersônica a jusante das ondas de detonação são chamadas detonações de CJ (1940) e detonações fracas respectivamente. As detonações fracas requerem propriedades especiais na curva de Hugoniot, ou seja, a curva que representa o lugar exato dos estados de equilíbrio dos produtos da detonação para diferentes velocidades de detonações não são comumente realizadas. Portanto, as detonações que se propagam livremente são geralmente detonações de CJ e têm condições sônicas a jusante da onda de detonação, Nettleton (1987) apud Gonzáles (2009).

Em detonações, a ignição dos reagentes é efetuada pela compressão adiabática da onda de choque inicial que precede a zona de reação e, habitualmente, uma zona de indução segue a onda de choque inicial, onde os reagentes se dissociam e ocorre a geração de radicais livres. A Figura 3.56 mostra variação das propriedades físicas através de uma onda de detonação. Pode-se verificar na Figura que a variação das propriedades termodinâmicas na zona de indução é pequena, mas após a zona de indução ocorrem reações rápidas de recombinação, acompanhadas de um aumento da temperatura devido às reações exotérmicas, e redução da pressão e densidade na zona de reação, Gonzáles (2009).

Figura 3.56 - Variação das propriedades termodinâmica na zona de indução.



Fonte: Gonzáles (2009).

Assim, a zona de reação em uma onda de detonação é semelhante à de uma onda de deflagração, a onda de detonação é considerada muitas vezes estreitamente ligada com uma onda de choque associada a uma deflagração complexa, com a ignição produzida pelo aquecimento adiabático causado pela onda de choque precedente. A queda rápida da pressão na zona de reação, juntamente com uma maior diminuição da pressão nas ondas de expansão que se seguem à propagação de uma detonação livre, fornece o impulso que sustenta a frente de choque inicial, Lee (2008) apud Gonzáles (2009).

Segundo Lee (2008) apud Gonzáles (2009) o mecanismo clássico de propagação de uma onda de detonação não sustentada é a autoignição provocada pela onda de choque precursora, que por sua vez é movida pelo impulso gerado pela expansão dos produtos a jusante da onda de choque. As deflagrações auto propagadas são intrinsecamente instáveis, e existem muitos mecanismos de instabilidade que convertem a frente de reação em uma frente turbulenta, aumentando assim a sua velocidade de propagação. Assim, as deflagrações auto propagadas se aceleram, e quando as condições de contorno o permitem, elas sofrem uma abrupta transição para a detonação. Antes da transição para a detonação, as deflagrações turbulentas podem atingir altas velocidades supersônicas (relativas a um determinado sistema de coordenadas). Quando a detonação se propaga em tubos de paredes muito rugosas, a sua velocidade de propagação pode ser substancialmente inferior à velocidade normal de CJ. Esta baixa velocidade de detonação é referida como “deflagração quase detonação”, por isso, os espectros de velocidades de deflagrações de alta velocidade e de deflagrações quase detonação se superpõem. A complexa estrutura turbulenta destas ondas é semelhante, sugerindo que os mecanismos de propagação podem ser também semelhantes. Assim, é difícil estabelecer uma nítida distinção entre elas, Lee (2008) apud Gonzáles (2009).

3.7. Descoberta do fenômeno de detonação.

Certos compostos químicos sofrem uma decomposição química extremamente violenta quando submetidos a impactos ou choques mecânicos. No entanto não se pode dizer que o fenômeno da detonação tenha sido descoberto antes do desenvolvimento de ferramentas que pudesse diagnosticar o fenômeno de combustão rápida, Lee (2008) apud Gonzáles (2009).

Uma medição sistemática da velocidade de detonação de vários combustíveis gasosos misturados com vários oxidantes e diluídos com diferentes quantidades de nitrogênio inerte confirmou a existência da detonação em misturas explosivas gasosas. Berthelot (1881) e Vieille (1883) observaram que chamas em misturas gasosas reativas poderiam adquirir altas velocidades, acompanhadas por um aumento da temperatura e pressão perto da frente de chama. Descobriu-se assim a onda de detonação, uma onda de choque extremamente forte seguida de uma reação exotérmica, capaz de fornecer energia suficiente para sustentar a propagação de onda, Lee (2008) apud Gonzáles (2009).

3.8. Teoria de Chapman – Jouguet (CJ).

A teoria clássica de CJ (1889 - 1906) trata as ondas de combustão como uma descontinuidade com taxa de reação infinita. Com base nessa teoria é possível calcular a velocidade e outras propriedades de uma onda de combustão considerando um regime de escoamento permanente e unidimensional de misturas gasosas específicas. Os produtos da combustão atingem o equilíbrio químico a uma pequena distância da onda e uma velocidade mínima satisfazendo as equações de conservação de massa, Gonzáles (2009).

Mallard (1883) e Le Chatelier (1883) observaram a transição de deflagração a detonação, demonstrando a possibilidade de dois modos de combustão numa mesma mistura gasosa, sugerindo que as reações químicas em uma onda de detonação são iniciadas pela compressão adiabática por meio de uma onda de choque. Em 1800, ficou demonstrado que as ondas de detonação (ondas rápidas) em misturas explosivas gasosas são totalmente diferentes das ondas de deflagração (ondas lentas). Os pesquisadores Berthelot e Vieille (1893) e Dixon (1903) reconheceram o papel desempenhado pela onda de choque de compressão no início das reações químicas em uma onda de detonação. Logo após o descobrimento do fenômeno da detonação Chapman (1889) e Jouguet (1906) propuseram uma teoria para calcular a velocidade da onda de detonação de uma mistura explosiva, baseada na teoria de Rankine (1870) e Hugoniot (1887), que analisaram as equações de

conservação para uma onda de choque. A teoria propõe que uma onda de detonação os reagentes se transformam em produtos com a consequente liberação de energia química e que dado um estado de equilíbrio a jusante da onda, é possível determinar a composição química dos produtos e a energia química liberada em toda a detonação, Lee (2008) apud Gonzáles (2009).

Ao invés de uma onda de choque não reativa, existem duas soluções possíveis para a velocidade de uma onda de detonação, que correspondem às soluções de detonações fortes e fracas, onde a pressão que corresponde à solução das detonações fortes é superior à obtida nas soluções das detonações fracas. O escoamento a jusante de uma onda de detonação forte é subsônico (relativo à onda) enquanto que para uma detonação fraca, o escoamento é supersônico, sendo que as duas soluções convergem quando a velocidade de detonação atinge um valor mínimo, não existindo uma solução para ondas de detonação com velocidades inferiores a este valor mínimo. A teoria fornece um critério para a escolha apropriada da velocidade de detonação da mistura com determinadas condições iniciais, Lee (2008) apud Gonzáles (2009).

O critério fornecido por Chapman era simples, as experiências feitas indicaram que para uma determinada mistura só era observada uma única velocidade de detonação, portanto, a velocidade mínima deve ser a solução correta. Jouguet, por outro lado, investigou a posição que satisfaz a estas condições e as propriedades termodinâmicas para diferentes velocidades de detonação. Ele ainda assinalou que a solução de entropia mínima corresponde a uma condição sônica a jusante da onda de detonação, postulando que a solução de entropia mínima (solução sônica) é a adequada para uma determinada escolha. Mais tarde, mostrou-se que a solução da velocidade mínima corresponde à solução de entropia mínima e também fornece um escoamento sônico a jusante da onda. Assim, tanto Chapman e Jouguet forneceram um critério (de velocidade mínima ou de mínima entropia) para a escolha apropriada da velocidade da onda de detonação em uma determinada mistura explosiva o que atualmente é conhecido como a teoria de Chapman - Jouguet. Nem Chapman nem Jouguet forneceram uma justificação física ou matemática para os seus postulados, Lee (2008) apud Gonzáles (2009).

A teoria de CJ (1889 - 1906) era incompleta até que argumentos matemáticos ou físicos mais rigorosos foram apresentados para justificar o critério para a seleção da solução. Alguns pesquisadores Becker (1917) e Scorah (1935) haviam baseado sua argumentação sobre a entropia, mas Zeldovich (1940 - 1950) desmentiu qualquer argumento termodinâmico, apontando que só o incremento de entropia em toda a onda de choque não implica que a onda de choque irá existir. Para

tal deveria existir um mecanismo para gerar a onda de choque (por exemplo, o movimento do pistão a montante da onda). A justificativa para o critério de CJ utilizado pelos primeiros pesquisadores foi baseada nas propriedades obtidas como solução das equações de Rankine - Hugoniot em toda a onda de detonação (velocidade mínima, mínima entropia ou condições sônicas), Gonzáles (2009).

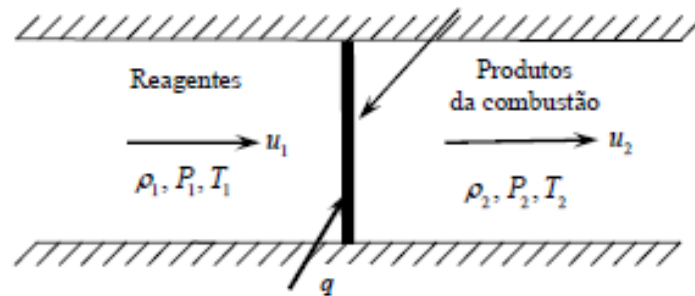
Taylor (1950) estudou a dinâmica dos produtos da detonação a jusante da onda de detonação e foi o primeiro a apontar que as condições de fronteira para onda de detonação deve conduzir fisicamente a uma solução aceitável para a expansão não permanente dos produtos de combustão a jusante da onda. Uma detonação bidimensional é compatível com as condições sônicas das ondas de CJ (1889 - 1906), no entanto, para detonações esféricas uma singularidade, sob a forma de um gradiente infinito de expansão infinita é obtida quando é imposta a condição de CJ (1889 - 1906). Isto levou a uma controvérsia sobre a existência de uma detonação esférica permanente de CJ (1889 - 1906), Gonzáles (2009).

A solução de uma detonação forte pode ser eliminada para a propagação de detonações livres, já que a lei de conservação da massa exige que uma onda de expansão deva seguir a detonação para reduzir a densidade e, dado que o escoamento é subsônico a jusante das detonações fortes, a onda de expansão vai penetrar a zona de reação e atenuar a detonação. No entanto, a solução de uma detonação fraca é mais difícil de eliminar. Von Neumann (1942) apresentou um argumento para rejeitar a solução das detonações fracas através da análise da estrutura da onda de detonação. Ele admitiu que se pode construir curvas de Hugoniot intermédias com base em um determinado grau de complemento das reações químicas. Ele mostrou que se as curvas de Hugoniot intermediárias não cruzam entre si, então a solução para a detonação fraca não pode ser atingida. No entanto, se as reações químicas são tais que fazem com que as curvas de Hugoniot intermédias se cruzem, demonstrando que as detonações fracas são possíveis. Tais detonações são referidas como detonações patológicas e que existem para certos explosivos com uma elevada temperatura. Conclui se que uma teoria de dinâmica dos gases baseada apenas nas relações de Rankine - Hugoniot em toda a onda de detonação não pode justificar o critério de CJ (1889 - 1906). Tanto a solução para o escoamento não permanente dos produtos de combustão e a natureza da reação química dentro da estrutura da onda deve ser considerada na escolha adequada da solução das equações de Rankine - Hugoniot, Gonzáles (2009).

3.8.1. Equações Fundamentais para o Estudo das Ondas de CJ.

A Figura 3.57 mostra o esquema de uma onda de combustão em regime permanente unidimensional para um sistema de referência fixo sobre a onda. O subscrito 1 designa propriedades dos reagentes, o subscrito 2 designa propriedades dos produtos, ρ é a massa específica, P é a pressão, T é a temperatura e u a velocidade, Gonzáles (2009).

Figura 3.57 - Esquema de uma onda de combustão estacionária com sistema de referência sobre a onda.



Fonte: Gonzáles (2009)

As relações fundamentais para o estudo das ondas de CJ estão baseadas nas equações de conservação de massa, equação de estado e nas propriedades termodinâmicas aplicadas aos reagentes e produtos de combustão na onda, Gonzáles (2009).

Conservação de massa:

$$\rho_1 \cdot u_1 = \rho_2 \cdot u_2 = m_v \quad (3.13)$$

Conservação da quantidade de movimento:

$$P_1 + \rho_1 \cdot u_1^2 = P_2 + \rho_2 \cdot u_2^2 \quad (3.14)$$

Conservação de energia:

$$Cp \cdot T_1 + \frac{u_1^2}{2} + q = Cp \cdot T_2 + \frac{u_2^2}{2} \quad (3.15)$$

A Equação 3.15 foi obtida a partir de $h_1 + u_1^2/2 = h_2 + u_2^2/2$, com $h_1 = h_{f,1} + Cp(T_1 - T_0)$ e $h_2 = h_{f,2} + Cp(T_2 - T_0)$ e $q = h_{f,2} - h_{f,1}$.

Nessas equações h é a entalpia específica, h_f entalpia de formação, C_p calor específico a pressão constante, m_v a vazão mássica e q o calor liberado por unidade de massa dos reagentes. As equações completam se com a equação de estado para os gases ideais para reagentes e produtos de combustão:

$$P_1 V_1 = RT_1 \quad e \quad P_2 V_2 = RT_2 \quad (3.16)$$

Onde R é a constante do gás. Os calores específicos podem ser expressos em função da razão de calores específicos $\gamma = C_p/C_v$.

3.9. Estrutura da Onda de Detonação.

A teoria de CJ não considera os detalhes da estrutura da detonação (processos de transição de reagentes para produtos). Sem uma descrição da estrutura da onda, o mecanismo de propagação não pode ser conhecido pelo que é essencial uma consideração das possíveis soluções das equações de conservação unidimensional não permanente que ligue os estados de equilíbrio de reagentes e produtos da combustão que estão à montante e à jusante da onda, respectivamente. Embora a ignição através de uma onda de choque de compressão fosse conhecida pelos primeiros pioneiros que descobriram o fenômeno, foram Zeldovich (1940), Von Neumann (1942) e Döring (1943) quem explicitamente descreveram o modelo de estrutura da detonação que compreende uma onda de choque seguida por uma zona de reação química, nascendo assim a teoria de Zeldovich - Neumann - Döring (ZND) para a onda de detonação, Gonzáles (2009).

Durante a Segunda Guerra Mundial (1940 - 1945) pode-se supor que estes três pesquisadores não sabiam da existência dos trabalhos dos outros pesquisadores. Em seu artigo original, Zeldovich incluiu as perdas de calor e de quantidade de movimento dentro da estrutura para investigar seus efeitos sobre a propagação das ondas de detonação. Uma consequência importante dos termos de perdas é que a curva integral encontra uma singularidade sônica antes do ponto de equilíbrio químico. A busca de uma solução regular através da singularidade sônica exige um valor único para a velocidade de detonação, e assim, o termo *eigenvalue detonation* é frequentemente utilizado na literatura. Considerando as perdas de calor e de quantidade de movimento, a velocidade de detonação é inferior à velocidade nas ondas de CJ. Em alguns valores críticos para os termos de perdas, podem ser obtidas soluções não permanentes que podem ser interpretadas como limites de detonabilidade observados experimentalmente. As perdas de calor e de quantidade de movimento

nas paredes são efeitos bidimensionais, assim um modelo unidimensional dá uma descrição incorreta de seus efeitos físicos sobre a estrutura de detonação, Lee (2008) apud Gonzáles (2009).

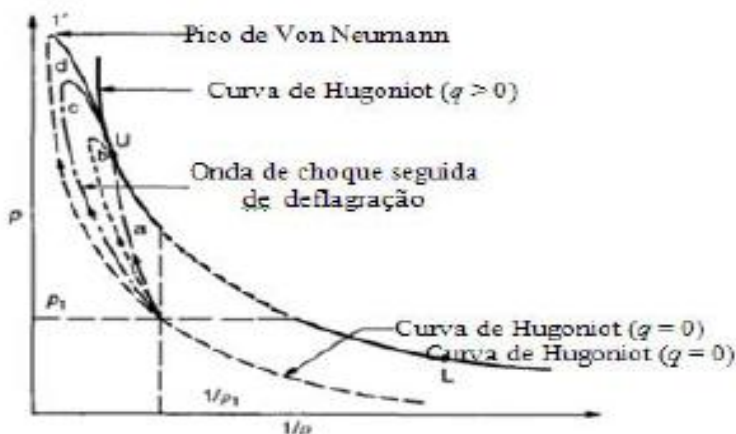
A análise de Zeldovich (1942) levou a um importante critério matemático para a determinação da solução para a velocidade de detonação, chamado de singularidade sônica. A análise detalhada de Von Neumann sobre a transição dos processos na estrutura da detonação é uma tentativa de justificativa mais rigorosa do critério de CJ, em particular para a eliminação da solução para detonações fracas. Ele introduziu o parâmetro n para identificar o progresso da reação química entre a onda de choque inicial e os produtos finais, com $0 \leq n \leq 1$. Para cada valor de n admitiu que pudessem ser definidos estados de equilíbrio $P(n)$ e $v(n)$, permitindo que fosse construída uma curva de Hugoniot intermediária (uma curva definida pelos estados que satisfazem às equações de conservação de um determinado valor de n). A partir das curvas de Hugoniot intermediárias, ele demonstrou que as detonações fracas, em geral, não são possíveis se as curvas intermediárias não se interceptarem. No entanto, para certas reações, em que as curvas Hugoniot se cruzam, a velocidade de detonação obtida foi superior ao valor das ondas de CJ, notando que quando $n = 1$, a solução recaí no ramo das detonações fracas para a curva de Hugoniot em equilíbrio. Conforme mencionado anteriormente, a importância da análise de Von Neumann é a demonstração das detonações patológicas, que têm velocidades superiores ao valor das ondas de CJ (1889 - 1906) em equilíbrio. Estas detonações patológicas são observadas experimentalmente quando existe uma temperatura elevada devido à reação química durante o processo até o estado de equilíbrio, Gonzáles (2009).

Werner Döring e Richard Becker (1943) realizaram importantes trabalhos sobre ondas de choque e de detonação nas décadas de 1920 e 1930. Becker tinha concebido a ideia de que a estrutura da detonação é, em essência, uma onda de choque seguida de reações químicas, onde a condução de calor e os efeitos de viscosidade poderiam ser importantes. Com uma análise semelhante à de Von Neumann, ele definiu uma variável para o progresso da reação (em termos de concentrações dos reagentes) na direção da reação de equilíbrio. Integrando as equações de conservação em toda a zona de reação ele obteve os perfis das propriedades termodinâmicas dentro da zona de detonação, Manson e Dabora (1993) Apud Gonzáles (2009).

O modelo ZND estabeleceu que o mecanismo responsável pela propagação da onda de detonação é a compressão adiabática efetuada pela onda de choque inicial, e que posteriormente é mantida pelo impulso gerado devido à expansão dos gases na zona de reação e nos produtos, mantendo diferença com o critério de CJ, que considera a solução de velocidade mínima e não a consequência da

aplicação das leis de conservação em toda a onda de detonação. A solução de velocidade mínima implica que a linha de Rayleigh é tangente a curva de Hugoniot para o estado de equilíbrio e, portanto, a condição sônica baseia-se no equilíbrio da velocidade do som. No método ZND, as equações são integradas em toda a estrutura da onda, obtendo-se uma condição regular na singularidade sônica. A condição sônica é baseada na velocidade de propagação do som dos produtos. Embora a solução ainda resida na curva de Hugoniot para os produtos em equilíbrio, já não é a solução de velocidade mínima (ou ponto de tangência) e agora está no ramo das detonações fracas da curva de Hugoniot, não há razão de esperar que as duas soluções sejam as mesmas dado que o método e o critério utilizado para obtê-las são diferentes. A velocidade de detonação pode ser encontrada a partir de cálculos computacionais aplicados a misturas reativas com propriedades termodinâmicas em equilíbrio. Por outro lado, a integração das equações de conservação através de toda a estrutura ZND requer um conhecimento detalhado da cinética das reações químicas envolvidas. No entanto, agora podem ser obtidas soluções para as detonações patológicas. É difícil determinar qual solução corresponde à realidade dado que as duas velocidades de detonação diferem ligeiramente por apenas uma pequena porcentagem. Além disso, a estrutura real da onda tem um caráter tridimensional e, provavelmente, a influência das condições de fronteira na propagação das ondas de detonação tem maior efeito sobre a velocidade de propagação da onda de detonação. Dada sua relativa facilidade de cálculo em equilíbrio termodinâmico, que seleciona a solução de velocidade mínima baseada na tangência da linha Rayleigh com a curva de Hugoniot dos produtos em equilíbrio, o critério de CJ é geralmente usado para localizar a velocidade de detonação de uma determinada mistura explosiva, Gonzáles (2009). A Figura 3.58 mostra a estrutura de uma onda de detonação segundo a teoria ZND.

Figura 3.58 - Estrutura de uma onda de detonação segundo a teoria ZND.



Fonte : Gonzáles (2009)

3.9.1. Reta de Rayleigh e Curva de Hugoniot.

Ao utilizar as equações de conservação de massa, quantidade de movimento e sabendo que $v=1/\rho$, da Equação 3.13 pode ser obtida as seguintes expressões:

$$\rho_1 u_1, u_1 = mv/\rho_1 = mv_1 \text{ e } \rho_2 u_2, u_2 = mv/\rho_2 = mv_2$$

A substituição dessas expressões na Equação 3.14 permite escrever:

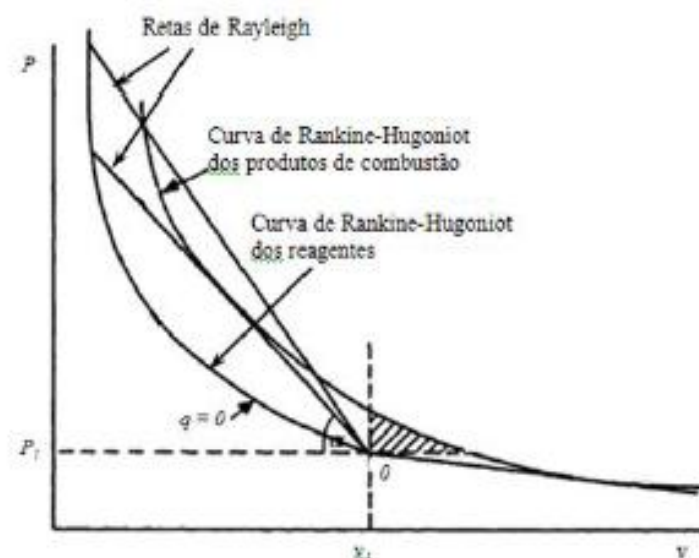
$$P_2 - P_1 = \rho_1 u_1^2 - \rho_2 u_2^2 \text{ e } P_2 - P_1 = (1/v_1)(mv/\rho_1)^2 - (1/v_2)(mv/\rho_2)^2$$

O que finalmente resulta:

$$P_2 - P_1/v_2 - v_1 = -mv \tag{3.17}$$

Esta expressão descreve uma reta conhecida como Reta de Rayleigh e relaciona as variações de pressão com as variações de volumes específicos antes e depois da onda de combustão, conforme mostra a Figura 3.59.

Figura 3.59 - Reta de Rayleigh e curva de Rankine - Hugoniot sob influência do calor q .



Fonte : Gonzáles (2009).

A curva de Hugoniot é obtida a partir da equação de conservação de energia (3.15).

$$Cp \cdot T_1 + \frac{u_1^2}{2} + q = Cp \cdot T_2 + \frac{u_2^2}{2}$$

Substituindo as Equações (3.16) e (3.17), obtém se:

$$\frac{\gamma}{\gamma + 1} RT_1 + \frac{u_1^2}{2} + q = \frac{\gamma}{\gamma + 1} RT_2 + \frac{u_2^2}{2} \rightarrow \frac{\gamma}{\gamma + 1} (P_2 v_2 - P_1 v_1) - \frac{1}{2} (u_1^2 - u_2^2) = q$$

Da Equação (3.13) pode se obter $\rho_1 u_1 \rightarrow u_1 = m_v / \rho_1 = m_v \cdot v_1$ e ao substituir na equação anterior obtém se:

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} (P_2 v_2 - P_1 v_1) - \frac{1}{2} m_v (v_1^2 - v_2^2) = q \quad (3.18)$$

A Equação (3.18) representa um hipérbole em que v_2 e P_2 são as variáveis desconhecidas e é chamada de hipérbole ou Curva de Hugoniot (ver Figura 3.49), Gonzáles (2009).

Rearranjando a Equação (3.18) obtém se:

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} (P_2 v_2 - P_1 v_1) - \frac{1}{2} (P_2 - P_1) / (v_2 - v_1) \cdot (v_2 - v_1) \cdot (v_2 + v_1) = q$$

Fazendo algumas manipulações algébricas obtém se:

$$P_2 v_2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} (P_2 v_1) + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} (P_1 v_2) = 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} q + P_1 v_1 \quad (3.19)$$

A Equação (3.19) pode ser colocada na forma $(P - P_0)(v - v_0) = K^2$. Se os parâmetros da equação forem constantes, os mesmos representam a forma canónica de um hipérbole equilátera com centros no ponto (v_0, P_0) e com assíntotas vertical e horizontal de coordenadas v_0 e P_0 respectivamente, Gonzáles (2009).

A Equação (3.19) pode se rescreta da seguinte forma $Pv - Pv_0 - P_0v + P_0v_0 = K^2$. Comparando essa equação com a (3.19) obtém se:

$$v_0 = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\right) v_1 \quad P_0 = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\right) P_1 \quad P_0 v_0 = -\left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\right)^2 P_1 v_1$$

Portanto a Equação (3.19) pode ser reescrita como:

$$\left[P_2 - \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\right) P_1 \right] \left[v_2 - \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\right) v_1 \right] = 2 \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\right) q + \left[1 - \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\right)^2 \right] P_1 v_1 \quad (3.20)$$

Essa equação também é conhecida como curva de Hugoniot e depende do calor liberado pela reação q , da razão de calores específicos γ e das condições iniciais P_1 e v_1 .

A Figura 3.60 mostra o esquema de identificação das soluções de Rankine – Hugoniot, Gonzáles (2009):

Região 1, corresponde a detonações fortes;

Região 2, corresponde a detonações fracas;

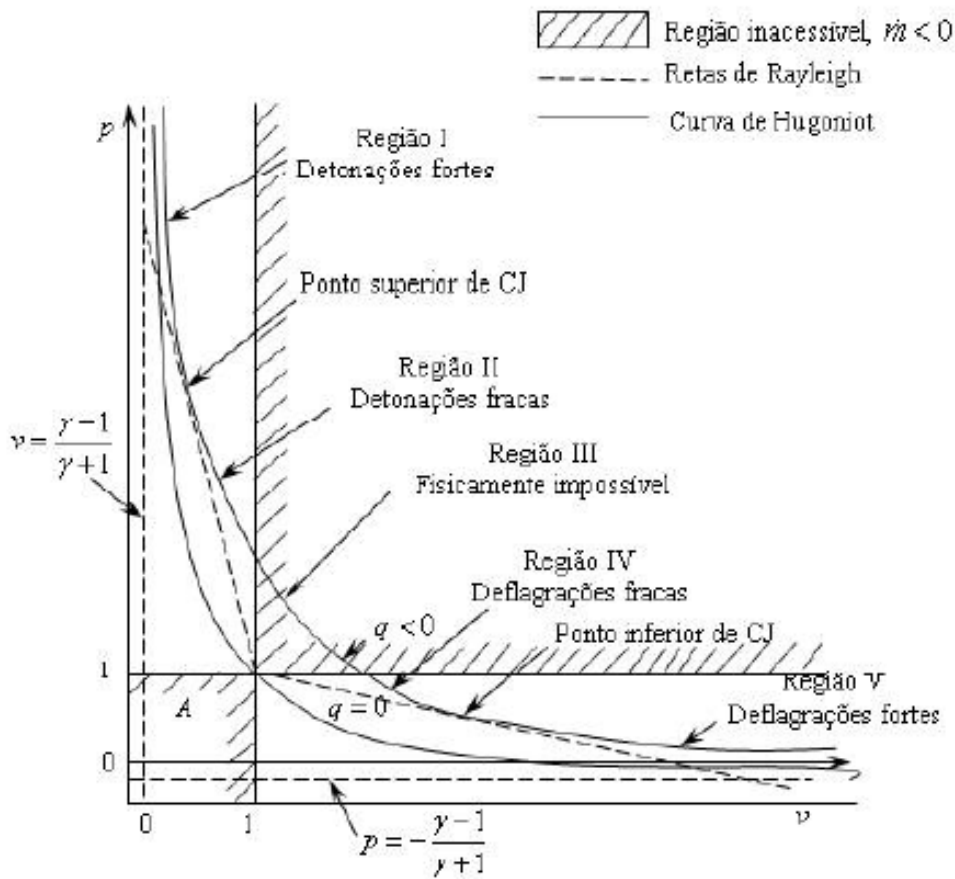
Região 3, corresponde a região fisicamente impossível;

Região 4, corresponde a deflagrações fracas;

Região 5, corresponde a deflagrações fortes.

Os pontos J e D são pontos superior e inferior de CJ e correspondem a uma detonação e deflagração, respectivamente.

Figura 3.60 - Esquema de identificação das soluções de Rankine-Hugoniot.



Fonte : Gonzáles (2009).

3.10. Dinâmica dos produtos da combustão.

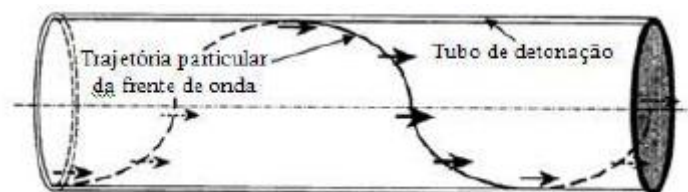
A análise do escoamento não permanente dos produtos de combustão é tão importante quanto o estudo das equações de conservação ao longo da onda de detonação. Soluções para escoamentos bidimensionais e esféricos depois da onda de detonação foram primeiramente obtidos por Taylor no período de 1940 a 1950 e, independentemente, por Zeldovich (1942). Taylor assinalou a importância do fato de que uma detonação em regime permanente só é possível se puder ser encontrada uma solução para o escoamento não permanente dos produtos da combustão, permitindo assim satisfazer uma condição de contorno para o estado permanente da onda CJ. Assim, detonações de CJ em regime permanente e bidimensional são possíveis, porém, para detonações cilíndricas divergentes e detonações esféricas, observa-se uma singularidade sob a forma de gradiente de expansão infinita após a onda de detonação, se a condição sônica da onda de CJ for imposta. Essa singularidade não existe para detonações fracas ou fortes, no entanto, as detonações fortes ou fracas podem ser afastadas por outras razões já explicadas. A singularidade por expansão infinita obtida depois da onda de detonação levanta uma questão quanto à existência das detonações

cilíndricas e esféricas permanentes. Uma vez que a espessura da zona de reação é finita, ondas permanentes de detonação divergentes de CJ não podem existir. Isto é devido à influência da curvatura sobre o escoamento na zona de reação, o que leva a uma velocidade de detonação inferior à velocidade das ondas de CJ em estado de equilíbrio. Como a curvatura varia com o raio, a velocidade de detonação irá mudar à medida que a detonação se expande e só vai chegar a atingir o valor das ondas de CJ assintoticamente. Para ondas esféricas, a iniciação direta das detonações exige uma quantidade substancial de energia que deve ser fornecida por uma fonte de ignição, gerando uma forte onda de explosão em um raio pequeno Laffitte (1923); Ferie e Manson (1952); Zeldovich et al., (1957). Assim, tanto a consideração de espessura finita da zona de reação e a inclusão da energia de iniciação levam à conclusão de que detonações esféricas permanentes de CJ não são possíveis, além disso, a instabilidade da onda de detonação conduz a uma estrutura celular tridimensional em regime transiente, que difere da estrutura unidimensional admitida na análise de Taylor e Zeldovich, Gonzáles (2009).

3.11. Estabilidade da onda de detonação.

Em quase todas as misturas explosivas, as ondas de detonação são instáveis e possuem uma estrutura tridimensional transiente, embora elas mantenham uma velocidade média de propagação notavelmente próxima à velocidade ideal das ondas de CJ unidimensionais, mesmo perto dos limites de detonabilidade, o que foi revelado com a ajuda de câmeras de alta velocidade nos anos 1920 e 1930. Perto dos limites de detonabilidade, a frequência de flutuações é baixa e a amplitude é alta, observando-se detonações rotativas (*spinning detonation*) onde ocorrem reações químicas intensas perto da parede do tubo, Campbell e Woodhead (1927) apud Gonzáles (2009). A Figura 3.61 mostra a trajetória da frente de onda que apresenta detonação rotativa.

Figura 3.61 - Trajetória rotativa da frente de onda (*spinning detonation*)



Fonte : Gonzáles (2009)

3.12. Influência das Condições de Fronteira

A teoria unidimensional das ondas de detonação de CJ e o modelo ZND da estrutura de detonação não consideraram os efeitos das condições de fronteira sobre a propagação da onda de detonação. Na realidade, a maioria das detonações são confinadas e estão sujeitas as influências das paredes dos tubos ou tanques. Mesmo para o caso de uma detonação esférica, pode-se dizer que a mesma seja autoconfinada e a geometria esférica introduz o parâmetro de curvatura. O efeito do diâmetro do tubo sobre a velocidade de detonação havia sido observado pelos primeiros pesquisadores, logo que foram desenvolvidas técnicas de medição com suficiente precisão. Também foi observado que as perdas de calor e atrito nas paredes podem alterar os limites de detonabilidade. Alguns estudos iniciais consideraram a influência das condições limites sobre a propagação das ondas de detonação incluindo as perdas de calor e de quantidade de movimento, obtendo-se uma velocidade de detonação muito maior que a velocidade da onda de CJ obtida pela teoria de equilíbrio. Existem múltiplas soluções para a estrutura da detonação quando se considera um valor dado de perda de impulso nas equações de conservação para um escoamento unidimensional e permanente, porém só pode haver uma solução quando se realiza um cálculo transiente com condições iniciais dadas. As perdas devidas à presença das paredes do tubo são bidimensionais e a inclusão destas perdas na parede em um modelo unidimensional, introduz alguns efeitos irrealis ao se distribuir o efeito da parede por toda a seção transversal do tubo, Zeldovich (1940) apud Gonzáles (2009).

O desenvolvimento de um modelo correto para considerar o efeito da camada limite na parede do tubo, esclareceu o efeito de deslocamento negativo da camada limite e o efeito de divergência sobre o escoamento dentro da própria camada limite, portanto, sobre a curvatura da onda, Fay em 1959 desenvolve um modelo que permite corrigir o modelo do efeito bidimensional da parede para um contexto de modelo unidimensional. Esse modelo foi utilizado posteriormente para descrever a velocidade menor de detonação num tubo com paredes lisas Dabora et al., (1965) e Murray e Lee, (1986) apud Gonzáles (2009).

Com a inclusão da curvatura nas equações de conservação para a onda de detonação, novamente são obtidas múltiplas soluções para uma determinada curvatura, no entanto, se forem utilizadas as equações não permanentes então só será obtida uma solução assintótica para o regime permanente. Deve-se notar que a solução assintótica pode ser instável. Talvez o efeito mais importante da parede sobre a propagação da onda de detonação seja o amortecimento das ondas transversais da estrutura da detonação. A utilização de paredes porosas no tubo amortece as ondas transversais, destrói a

instabilidade da estrutura celular e elimina a propagação auto sustentada da onda de detonação, o que demonstra o papel essencial desempenhado pelas instabilidades sobre a propagação de uma onda de detonação auto sustentada, Dupré et al., (1988); Teodorozick e Lee (1995) apud Gonzáles (2009).

Para ondas inicialmente desenvolvidas em tubos, existe um valor de diâmetro crítico e mudanças bruscas nas condições de fronteira podem causar perturbações significativas no mecanismo de propagação. O diâmetro crítico do tubo corresponde a cerca de treze vezes a amplitude da célula de detonação. Quando uma detonação bidimensional em um tubo com diâmetro menor que o crítico sai repentinamente para um espaço não confinado, a expansão das ondas a partir da seção de saída penetra no tubo e enfraquece a onda. Quando o diâmetro do tubo excede o valor crítico, a curvatura da onda global de detonação não é excessiva e quando a expansão atinge o tubo, gera novas células e a detonação evolui para uma onda esférica, Mitrofanov e Soloukhin (1964) apud Gonzáles (2009).

Os experimentos também indicam que paredes do tubo suficientemente rugosas podem ter uma forte influência sobre a propagação da detonação. As medidas experimentais da velocidade de propagação de ondas de detonação atingem 30% da velocidade normal das ondas de detonação de CJ quando se usam tubos com um fio de bobina espiral inserida, que gera turbulência assim como ondas de choque transversais que se propagam para a zona de reação. Os obstáculos também geram pontos quentes devido as ondas de choque refletidas e todos estes efeitos tendem a promover uma combustão rápida para manter a propagação de uma quase detonação. Neste tipo de onda os mecanismos da combustão já não são distintos (por difusão ou com ignição por choque), de modo que é difícil estabelecer uma distinção clara entre uma deflagração turbulenta e uma detonação. Ao contrário das teorias ideais de CJ e ZND em uma determinada mistura, as condições de fronteira não só podem influenciar a propagação das ondas de detonação, mas também podem dominar os mecanismos da combustão, dando um espectro contínuo de possíveis velocidades de ondas de combustão, compatíveis com as condições de fronteira dadas e, quando as condições de fronteira exercem uma forte influência, já não é possível obter uma distinção clara entre os modos de deflagração e detonação em ondas de combustão, Guenoche (1949) apud Gonzáles (2009).

3.13. Validade da Teoria de Chapman – Jouguet.

A teoria clássica de CJ trata as ondas de detonação como uma descontinuidade com taxa de reação infinita, que permite calcular a velocidade e outras propriedades da onda de detonação, conhecendo

as propriedades da mistura gasosa e baseia-se em quatro hipóteses, Cheret (1990) apud Gonzáles (2009):

- A onda de combustão é considerada como um regime permanente;
- O escoamento é laminar e unidimensional (a onda de combustão é uma superfície plana);
- Os produtos de combustão atingem o estado de equilíbrio químico a alguma distância a jusante da onda de combustão;
- A velocidade da onda de combustão (velocidade efetiva) é tal que seja mínima e coerente com as condições de conservação.

Posteriormente descobriu que a onda tem um caráter comprovadamente tridimensional e que os fenômenos de formação e propagação das ondas de detonação estão ligados a mecanismos complexos, além do que as condições de fronteira desempenham um papel importante. Outro ponto que se deve ter em conta é que a teoria de CJ utiliza a mesma equação de estado para os reagentes e para os produtos de combustão, o que para alguns casos, pode ser errôneo devido à natureza do material explosivo. A teoria de CJ afirma que a reta de Rayleigh cruza qualquer linha isentrópica (que representa os estados em equilíbrio dos produtos de detonação) no máximo duas vezes, de modo que não existem valores além do valor mínimo de velocidade, Cheret (1990) apud Gonzáles (2009).

3.14. Equação de Estado e Propriedades Termodinâmicas.

Em termodinâmica, se chama equação de estado a qualquer expressão que relacione as variáveis de estado de um sistema termodinâmico (pressão P , temperatura T e volume específico ν). Relações envolvendo outras propriedades de uma substância em estados de equilíbrio também são chamadas equações de estado, existindo várias equações, algumas simples e outras bastante complexas, algumas das quais são apresentadas a seguir.

3.14.1. Equação de Estado de Gases Ideais.

A equação de estado para fase gasosa mais simples é a equação de estado do gás ideal, também chamado gás perfeito, que prevê o comportamento de um gás com boa precisão dentro de uma determinada região e relaciona as variáveis de estado mediante a expressão:

$$PV = RT \quad (3.13)$$

Onde R é a constante do gás, P a pressão absoluta, T a temperatura absoluta e V o volume específico. A constante R pode ser determinada a partir:

$$R = R_0/M \quad (3.14)$$

Onde R_0 é a constante universal dos gases igual a $8314,4 \text{ J kmol}^{-1} \cdot \text{K}$ e M é a massa molar (antigamente chamada de peso molecular). A equação dos gases ideais é uma boa aproximação para descrever o comportamento dos gases reais em baixas densidades (baixa pressão e alta temperatura). Para cálculos práticos de engenharia em densidades não muito altas, muitos gases como os que compõem o ar e até mesmo gases mais pesados, como o dióxido de carbono, podem ser tratados como gases perfeitos com um erro desprezível (menores de 1%), incluindo também nesta categoria gases densos, como vapor d'água e vapor de refrigerantes, Cengel e Boles (2007) apud Gonzáles (2009).

3.14.2. Fator de Compressibilidade (Z).

A equação dos gases ideais funciona bem em baixas pressões e em temperaturas muito acima das temperaturas de condensação, já que nessas condições a massa específica é baixa, reduzindo as possibilidades de colisões entre as moléculas. Os gases reais se desviam significativamente do comportamento de gás ideal em estados próximos à região de saturação e ponto crítico. O conceito de fator de compressibilidade (Z) permite calcular o desvio de comportamento de gás ideal a uma determinada temperatura e pressão, mediante a relação:

$$Z = PV/RT \quad (3.15)$$

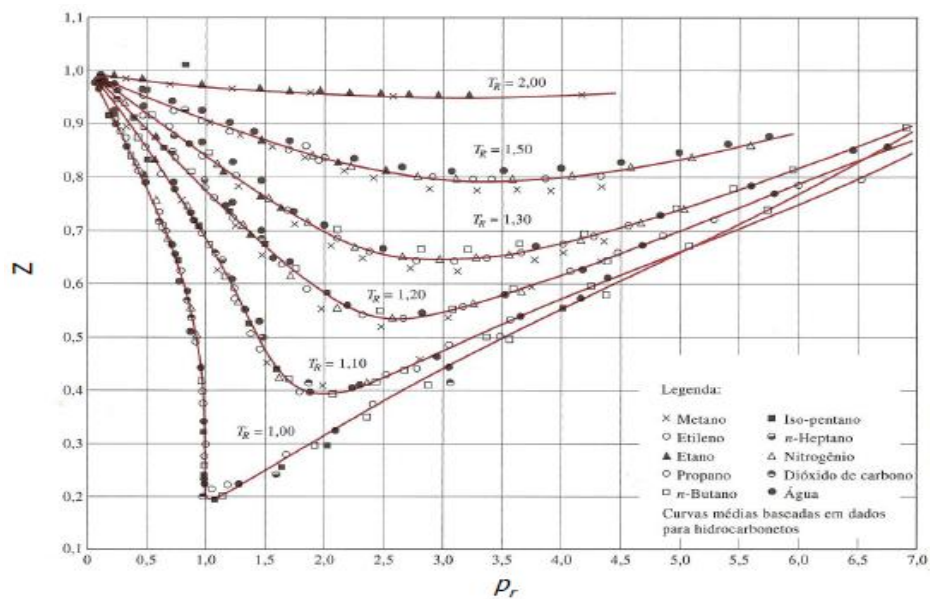
O fator de compressibilidade pode ser definido como sendo a relação entre o volume que uma dada massa de gás ocupa em certas condições de pressão e temperatura e o volume que essa massa ocuparia nas mesmas condições de temperatura e pressão caso se comportasse como um gás ideal. Portanto, funciona como uma espécie de fator de correção entre o comportamento de gás ideal e o comportamento de gás real, isto é $Z = V_{ideal} / V_{real}$, onde $V_{ideal} = RT/P$, Cengel e Boles (2007) apud Gonzáles (2009).

Definindo $Z = 1$ para gases ideais, tem-se para os gases reais que Z pode ser maior ou menor que a unidade, variando com a composição do gás, com a temperatura e com a pressão. Quanto mais distante Z for da unidade, mais o gás desvia do comportamento de gás ideal. Entretanto, os gases reais se comportam de modo parecido quando as temperaturas e as pressões são normalizadas em relação às temperaturas e pressões críticas, sendo a normalização feita da forma:

$$Pr = P/P_{cr} \quad e \quad Tr = T/T_{cr} \quad (3.16)$$

Onde Pr é chamada pressão reduzida e Tr é a temperatura reduzida. Neste caso, o fator Z é aproximadamente igual para todos os gases nas mesmas pressões e temperaturas reduzidas. A esse fato dá-se o nome de princípio dos estados correspondentes, Cengel e Boles (2007) apud Gonzáles (2009). A Figura 3.62 mostra os valores de Z determinados experimentalmente para vários gases, em função de Pr e Tr .

Figura 3.62 - Comparação dos fatores de compressibilidade Z para diversos gases.



Fonte: Cengel e Boles (2006) apud Gonzáles (2009)

Este diagrama de compressibilidade permite fazer as seguintes observações:

- Em pressões muito baixas ($Pr \ll 1$) os gases se comportam como gases ideais independentemente da temperatura;
- Em altas temperaturas ($Tr > 2$) o comportamento de gás ideal pode ser admitido com boa exatidão independentemente da pressão (exceto quando $Pr \gg 1$);

- O desvio de comportamento de gás ideal é maior na vizinhança do ponto crítico.

A abordagem tratou da teoria clássica de CJ que considera propagação das ondas de combustão unidimensionais, regime permanente, gases ideais e sem considerar a estrutura da onda ou a cinética química. Uma vez que podem ser alcançadas temperaturas e pressões extremamente altas durante a propagação de ondas de combustão. Os efeitos de gases reais podem vir a se tornar significativos, estende a aplicação do modelo CJ clássico para os gases reais. Foram apresentadas expressões analíticas para as condições termodinâmicas, incluindo razões de pressões, temperaturas, volumes específicos, velocidades de propagação, números de Mach e condições de estagnação através das ondas de combustão nos pontos de CJ e verificou se que os efeitos dos volumes e das forças intermoleculares sobre as curvas de Hugoniot e as propriedades das ondas de combustão podem ser significativos, Cengel e Boles (2007) apud Gonzáles (2009). Entre as principais conclusões se podem citar:

- A equação de estado tem um papel muito importante no estudo das ondas de combustão;
- Os efeitos dos volumes são mais importantes que os efeitos das forças intermoleculares sobre as curvas de Hugoniot e as propriedades das ondas de combustão;
- Existe uma quantidade de calor mínima necessária para transformar as propriedades dos reagentes para as propriedades dos produtos;
- Os resultados confirmam que não existe uma equação de estado única que possa ser tomada como referência, já que geralmente todas elas são empíricas e a escolha dela depende da mistura analisada;
- Os cálculos usando as propriedades dos produtos de combustão nos diferentes modelos fornecem valores mais próximos aos experimentais.

4. Metodologia.

A metodologia envolve o projeto, construção e instrumentação do Tubo de Choque para realização dos testes sem e com combustão.

4.1. Projeto e construção do Tubo de Choque da UFMG.

Foi desenvolvido pelo laboratório de Combustão da Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG) um Tubo de Choque para suportar pressões de 3 MPa e possíveis picos de 13,7 MPa. Esse tubo foi construído em aço inoxidável, com 7,00 metros de comprimento total dividido em 7 módulos com 1,00 metro cada, diâmetro interno de 97,18 milímetros e espessura das paredes laterais de 8,56 milímetros. Um dos módulos possui 6 janelas para instrumentação ótica e 14 orifícios para instalação de sensores de pressão e temperatura. Já os outros seis módulos só possuem 4 orifícios para instalação dos sensores. Esses orifícios também podem ser utilizados para instalação de válvulas injetoras de combustível e velas de ignição. A Figura de 4.1 mostra o desenho esquemático do Tubo de Choque.

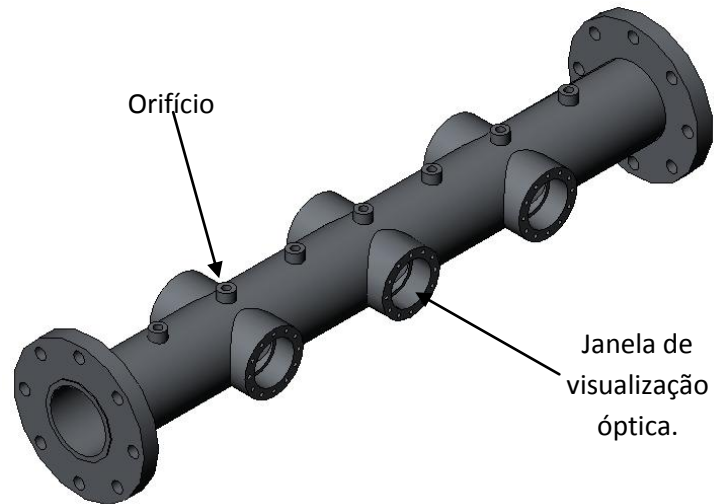
Figura 4.1 - Desenho esquemático do Tubo de Choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2010).

A Figura 4.2 mostra os detalhes dos orifícios de instrumentação e janela de visualização ótica de um dos módulos do Tubo de Choque.

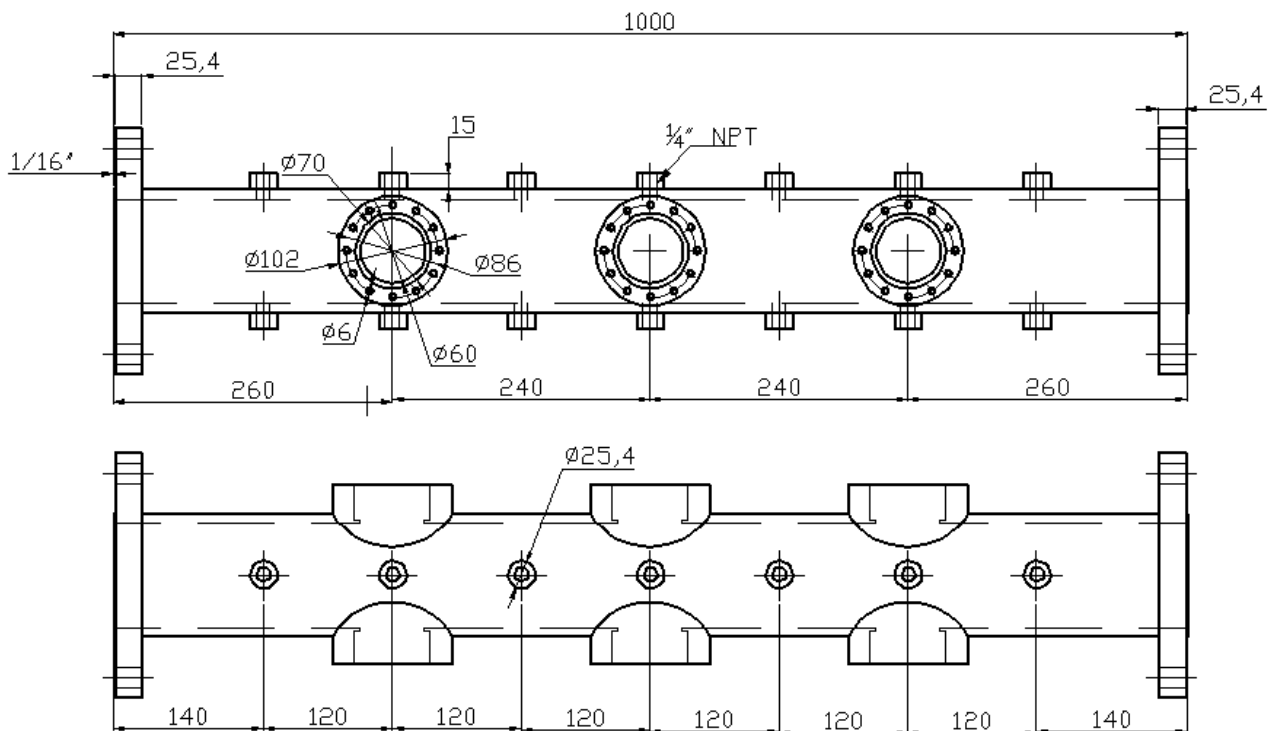
Figura 4.2 - Vista dos orifícios de instrumentação e janela de visualização ótica do Tubo de Choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2010).

A Figura 4.3 mostra as dimensões do modulo de visualização ótica do Tubo de Choque.

Figura 4.3 - Dimensões do modulo de visualização ótica do Tubo de Choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2010).

A Figura 4.4 mostra os detalhes dos orifícios de instrumentação de um dos módulos do Tubo de Choque.

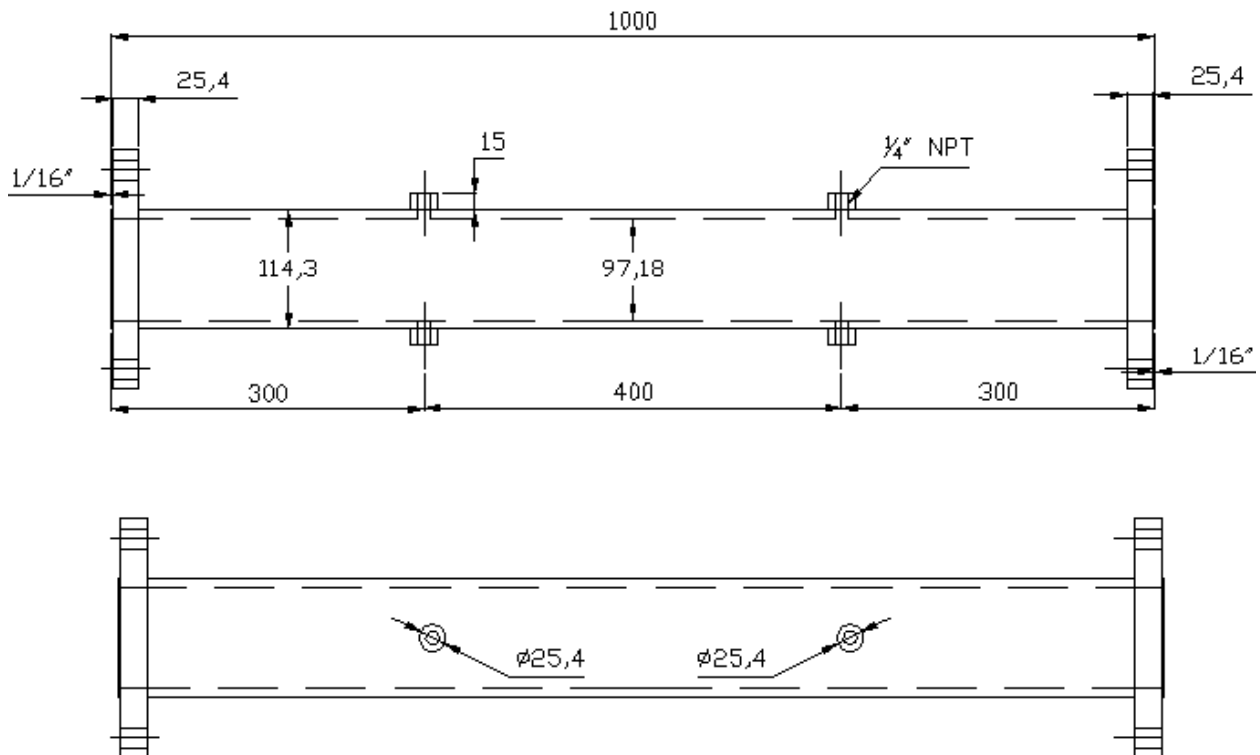
Figura 4.4 - Vista dos orifícios de instrumentação do Tubo de Choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2010).

A Figura 4.5 mostra as dimensões do módulo de instrumentação do Tubo de Choque.

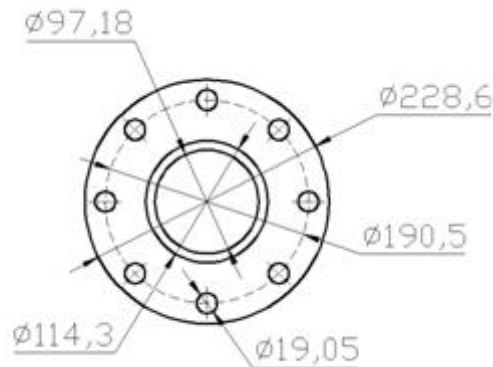
Figura 4.5 - Dimensões do módulo de instrumentação do Tubo de Choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2010).

Os módulos são unidos através dos flanges fixos de conexão existentes em cada uma das extremidades dos módulos. A Figura 4.6 mostra a vista frontal de um dos módulos do Tubo de Choque.

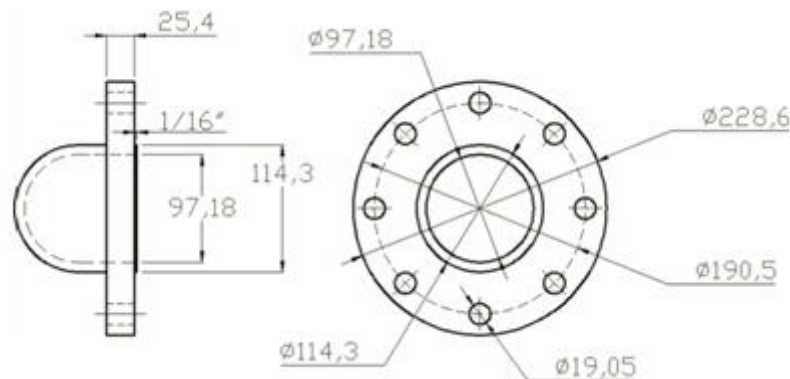
Figura 4.6 - Vista frontal do Tubo de Choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2010).

Para fechar as extremidades do tubo utiliza-se flanges móveis que são conectadas junto aos flanges fixos existentes em cada uma das extremidades do Tubo de Choque. A Figura 4.7 mostra as vistas lateral e frontal do flange móvel do Tubo de Choque.

Figura 4.7 - Vista lateral e frontal do flange móvel para fechamento do Tubo de Choque.

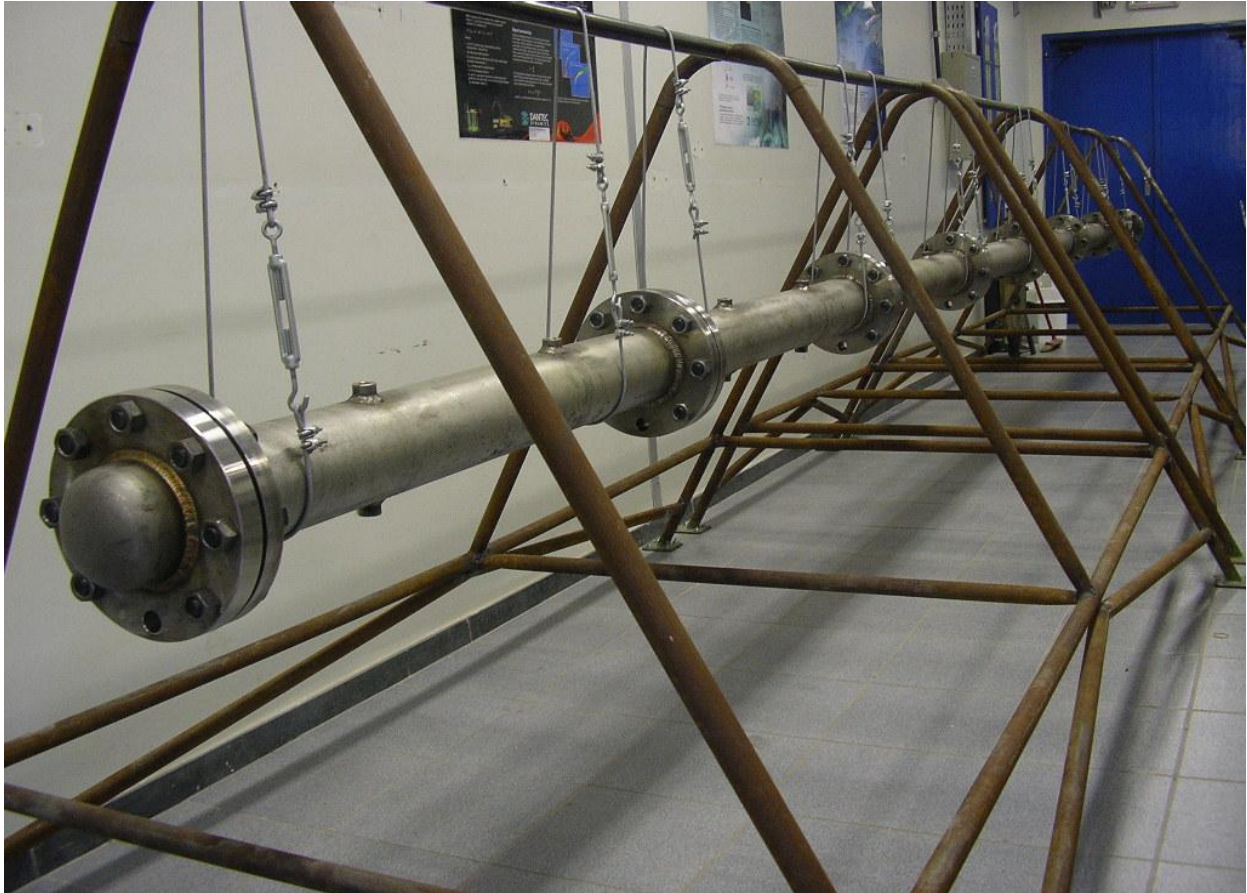


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2010).

Com o objetivo de suportar e facilitar a abertura e fechamento do Tubo de Choque foi projetado um suporte principal feito com tubos de aço 1020 circulares. Para sustentar o tubo junto a esse suporte principal projetou-se armações de cabo de aço. O projeto levou em consideração a sua carga de ruptura. Utilizaram-se cabos de aço com diâmetro de 1/8 de polegadas, já que esse suporta um peso de até 55 kgf. Cada tubo pesa aproximadamente 30 kgf. Adotou-se como fator de segurança a utilização de dois cabos em cada tubo, ficando um cabo em cada extremidade do tubo. Colocaram-

se nesses cabos presilhas ajustáveis com o objetivo de regular a altura do tubo. A Figura 4.8 mostra o Tubo de Choque suportado pelos cabos de aço e suporte principal.

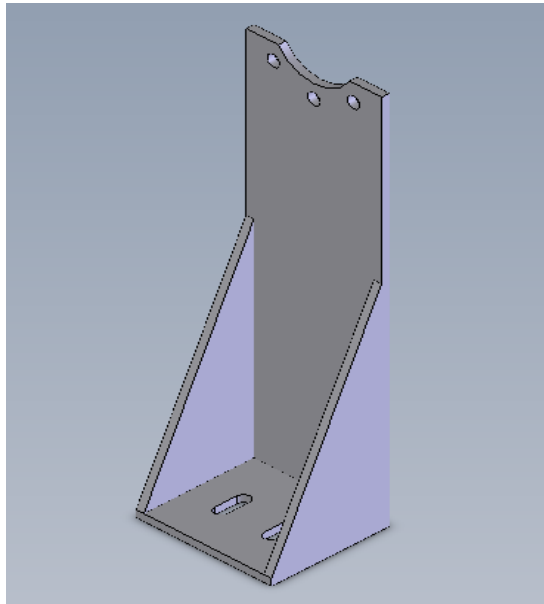
Figura 4.8 - Fotografia da armação do suporte do tubo de choque sem acabamento.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2010).

Para impedir o movimento lateral do Tubo de Choque em função da força axial produzida pelo movimento dos gases queimados dentro do tubo, um suporte lateral foi projetado. Esse suporte foi fabricado em aço 1020, com 1/2 polegada de espessura e 230 milímetros de largura. O suporte foi projetado para manter uma altura de 700 milímetros do Tubo de Choque em relação ao chão. Foi colocada uma mão francesa entre a base do suporte e coluna de sustentação evitando uma possível flexão do suporte em função do esforço proveniente da combustão dos gases. A Figura 4.9 mostra o desenho do suporte lateral do Tubo de Choque.

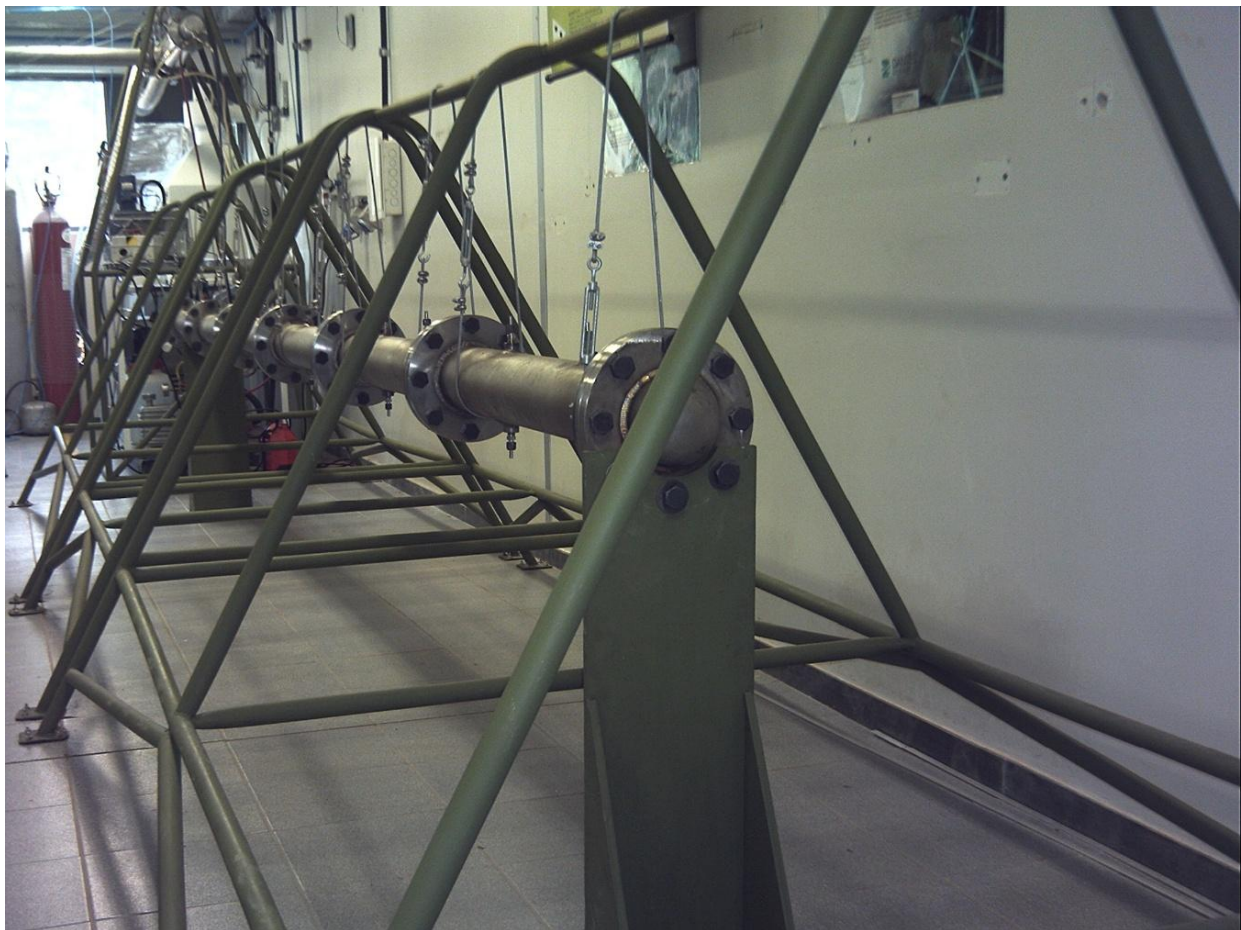
Figura 4.9 - Suporte lateral do tubo de choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2010).

A Figura 4.10 mostra o Tubo de choque fixado nos suportes principal e lateral.

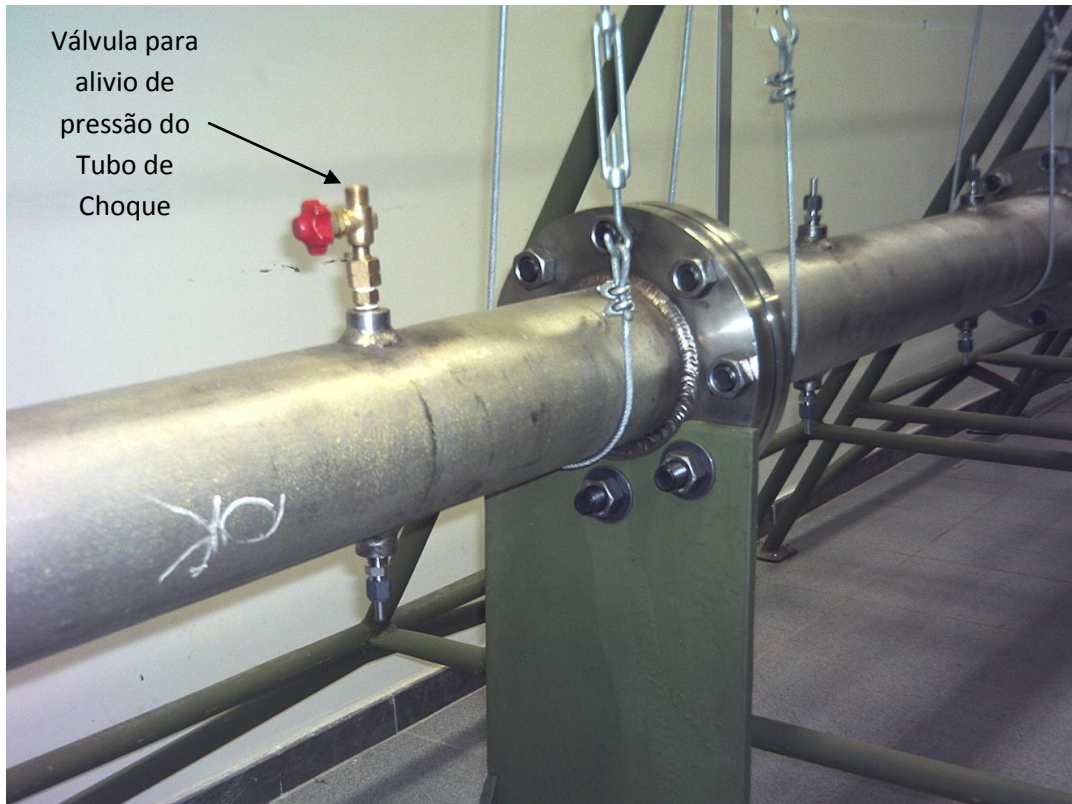
Figura 4.10 - Fixação do Tubo de Choque nos suportes.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2010).

Conforme citado anteriormente o Tubo de Choque possui diversos orifícios para instrumentação. Nos testes não foi necessário à utilização de todos os orifícios disponíveis, assim foram utilizadas conexões de aço inox nesses orifícios a fim de manter a vedação do tubo durante os testes. A Figura 4.11 mostra as conexões utilizadas nos orifícios do Tubo de Choque e uma válvula de alívio para esvaziamento do Tubo de Choque.

Figura 4.11 - Conexões de vedação e válvula de alívio do Tubo de Choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2010).

4.2. Testes do Tubo de Choque sem combustão.

Os testes sem combustão foram realizados visando certificar a perfeita vedação do Tubo de Choque, determinar o material a ser utilizado como membrana e determinar uma rotina de trabalho para rompimento do diafragma.

4.2.1. Teste de vedação do Tubo de Choque.

O teste de vedação obedeceu aos seguintes procedimentos: Encheu-se o tubo com ar comprimido até a pressão de 8 bar e monitorou-se a pressão interna do tubo através de um manômetro instalado em um dos módulos do Tubo de Choque. A princípio houve vazamento do gás pela união dos

flanges que uni os módulos do Tubo de Choque. Esse problema foi corrigido reajustando o torque de aperto dos parafusos que passou de 50 para 100 N.m. Outra fonte de vazamento encontrada foi nas conexões de vedação, o gás escapava por entre os filetes das roscas das conexões e o Tubo de Choque, para estancar esse vazamento foi necessário utilizar silicone nas suas roscas das conexões. A Figura 4.12 mostra o manômetro indicando a pressão interna do Tubo de Choque durante teste de vedação.

Figura 4.12 - Teste de vedação do Tubo de Choque.

Indicação da pressão interna durante teste de vedação do Tubo de Choque.



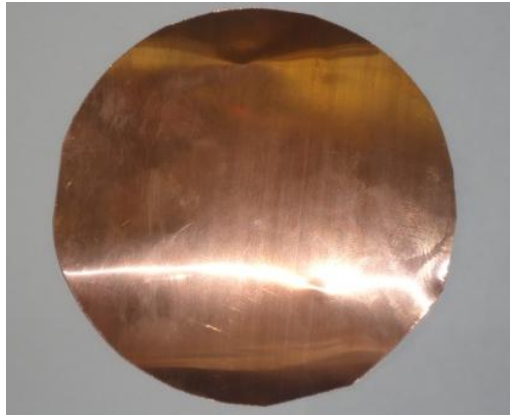
Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2011).

Outro procedimento adotado foi à utilização de anéis de cobre na união dos flanges, uma vez que esse material possui boas propriedades de vedação e resiste a altas temperaturas.

4.2.2. Determinação do material a ser utilizado como membrana.

Os primeiros testes foram realizados com laminas de alumínio com 0,03 milímetros de espessura (material utilizado na confecção de vasilhames de marmitas), a escolha desse material foi feita em função da sua utilização em outros trabalhos em Tubo de Choque. Com esse material conseguiu se uma pressão máxima de ruptura de cerca de 4 Bar. Outro material utilizado com membrana foi laminas de cobre com espessuras de 0,1 e 0,2 milímetros, com esse material conseguiu se elevar a pressão de rompimento para 11 e 32 Bar, respectivamente. A força do choque é diretamente proporcional à razão de pressão entre as seções de alta pressão (*Driver*) e baixa pressão (*Driven*). A Figura 4.13 mostra uma membrana de cobre antes do rompimento.

Figura 4.13 - Membrana de cobre antes do teste no Tubo de Choque.

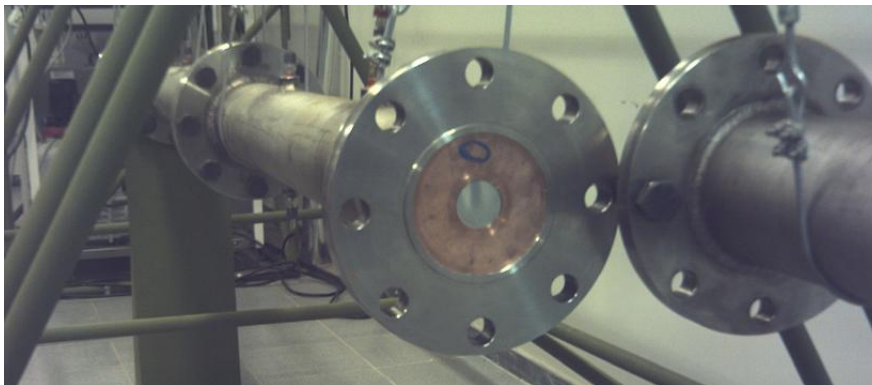


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

4.2.3. Teste de rompimento da membrana.

Nessa primeira fase de testes com o módulo de visualização óptica não foi utilizado, portanto os testes foram executados somente nos seis módulos de instrumentação, o que corresponde a um total de seis metros de comprimento. A Figura 4.14 mostra a membrana de alumínio e o anel de cobre antes dos testes.

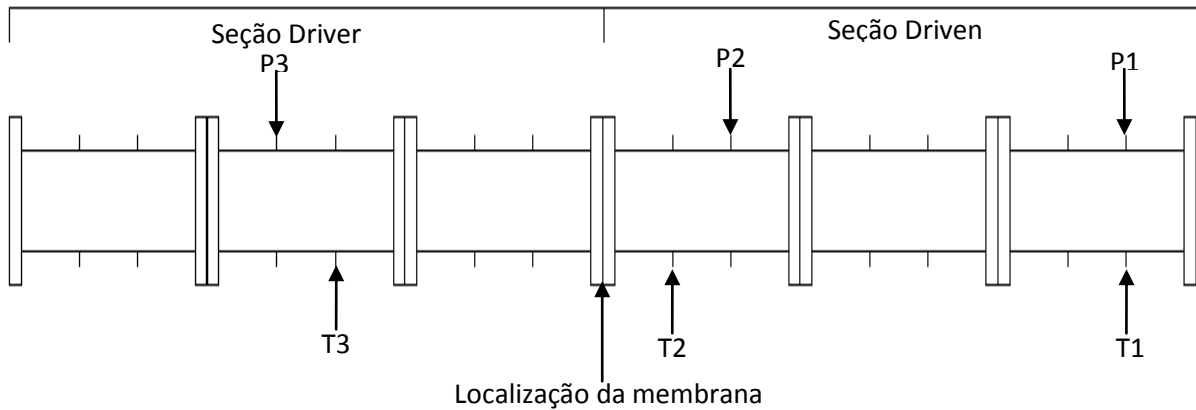
Figura 4.14 - Teste de vedação do Tubo de Choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2011).

Para esses testes foi necessário instrumentação do Tubo de Choque com sensores de pressão, temperatura e implementação de um sistema de aquisição de dados. Foi utilizado um sensor de pressão e um de temperatura na seção alta pressão (*Driver*) e dois sensores de pressão e dois de temperatura na seção baixa pressão (*Driven*). A Figura 4.15 mostra um desenho esquemático identificando as localizações dos sensores de pressão, sensores de temperatura, seção de alta pressão, seção de baixa pressão e a membrana de rompimento.

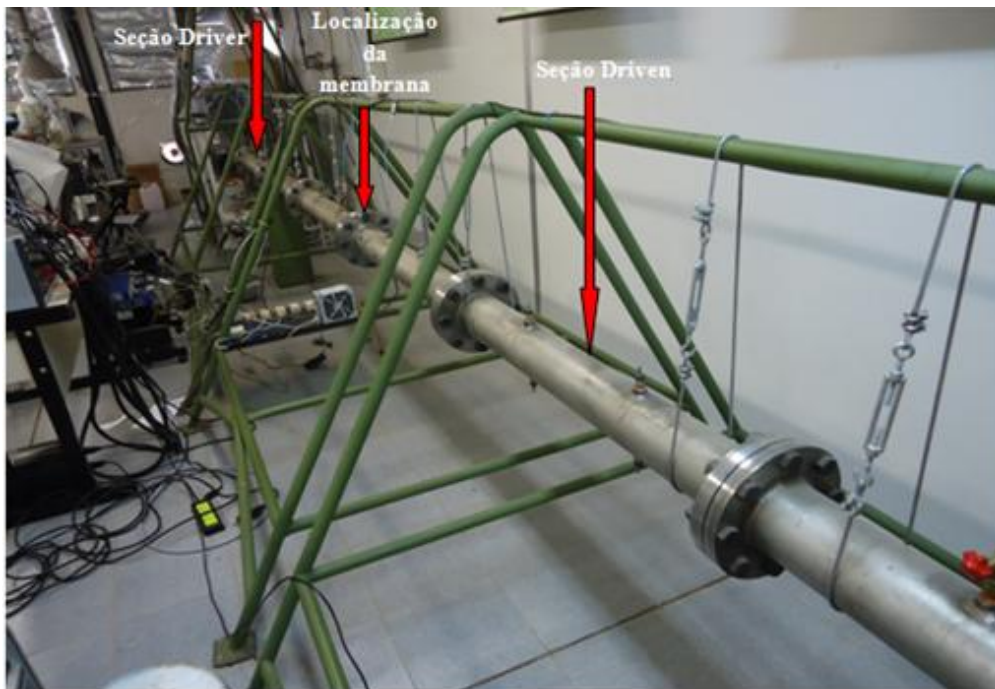
Figura 4.15 - localizações dos sensores de pressão, temperatura, seções alta pressão, baixa pressão e a membrana de rompimento.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 4.16 mostra a localização da membrana entre as seções *Driver* à esquerda e *Driven* à direita.

Figura 4.16 - Localização da membrana entre as seções *Driver* a direita e *Driven* à esquerda.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

As membranas foram posicionadas entre as seções *Driver* (região de alta pressão) e *Driven* (região de baixa pressão), essa região de separação das seções está localizada na metade do tubo, ou seja, cada seção corresponde a três metros de comprimento. A Figura 4.17 mostram as membranas de alumínio e cobre após rompimento.

Figura 4.17 - Membranas de alumínio e cobre antes do teste no Tubo de Choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

4.2.4. Programa de aquisição de dados feitos em Labview.

Para aquisição dos dados de pressão e temperatura foi utilizado a placa de aquisição NI USB – 6009 da *National Instruments*. Essa placa possui uma taxa de aquisição máxima de 48000 Hz e 12 canais de entrada e saída de dados. As taxas de aquisição usadas nos testes foram de 600, 16.000 e 40.000 amostras por segundo, resultando respectivamente numa resolução temporal de 1.666, 62,5 e 25 microsegundos. No tubo de choque é desejável a maior taxa de aquisição possível por canal. O mínimo aceitável para os ensaios com combustão foi de 40.000 amostras por segundo para captar a onda de combustão atrás do choque. Frequências de 100.000 amostras por segundo seriam desejáveis e o ideal seria 1.000.000 de amostras por segundo por canal. A Figura 4.18 mostra uma Figura ilustrativa da placa de aquisição NI USB – 6009 da *National Instruments*.

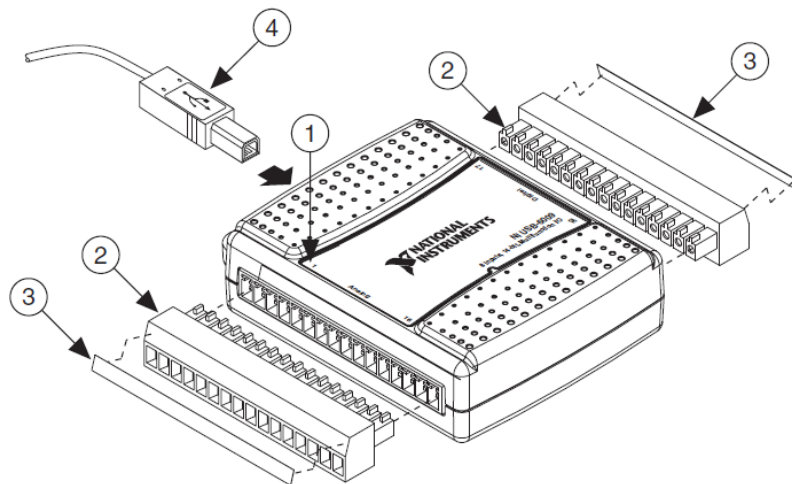
Figura 4.18 - Placa de aquisição utilizada nos teste no Tubo de Choque.



Fonte: *National Instruments* (2013).

A Figura 4.19 mostra os detalhes da placa de aquisição da *National Instruments*.

Figura 4.19 - Detalhes da placa de aquisição da *National Instruments*.

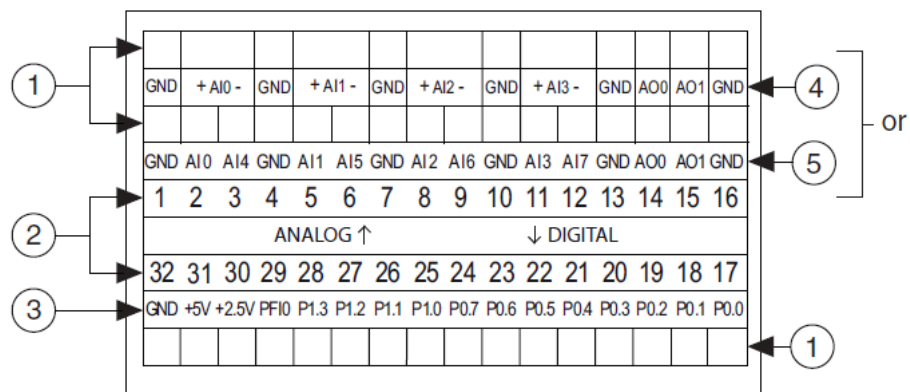


1 Overlay Label with Pin Orientation Guides	3 Signal Label
2 Screw Terminal Connector Plug	4 USB Cable

Fonte: *National Instruments* (2013).

A Figura 4.20 mostra os detalhes dos canais de entrada e saída de dados da placa de aquisição da *National Instruments*.

Figura 4.20 - Detalhes dos canais de entrada e saída de dados da placa de aquisição da *National Instruments*.

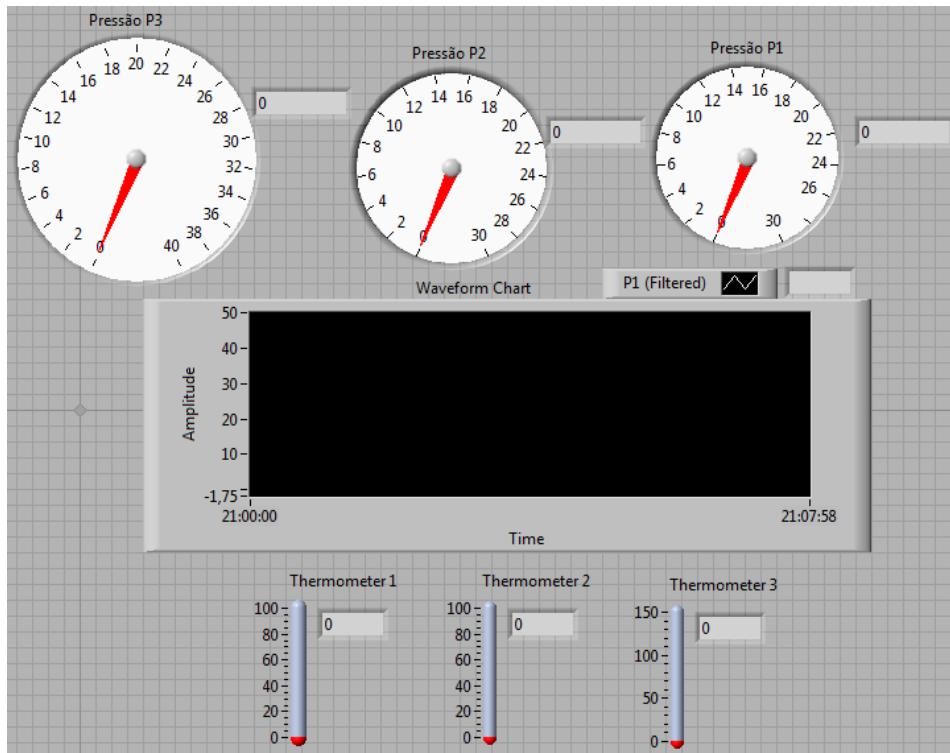


1 User-Defined Custom Label	4 Analog Input Differential Signal Name Label
2 Terminal Number Label	5 Analog Input Single-Ended Signal Name Label
3 Digital I/O Label	

Fonte: *National Instruments* (2013).

Para visualização e interpretação dos dados medidos foi utilizado o software *Labview da National Instruments*. A Figuras 4.21 mostra o programa implementado no *software Labview* para monitora e aqisitar os dados de pressão e temperatura durante teste no Tubo de Choque.

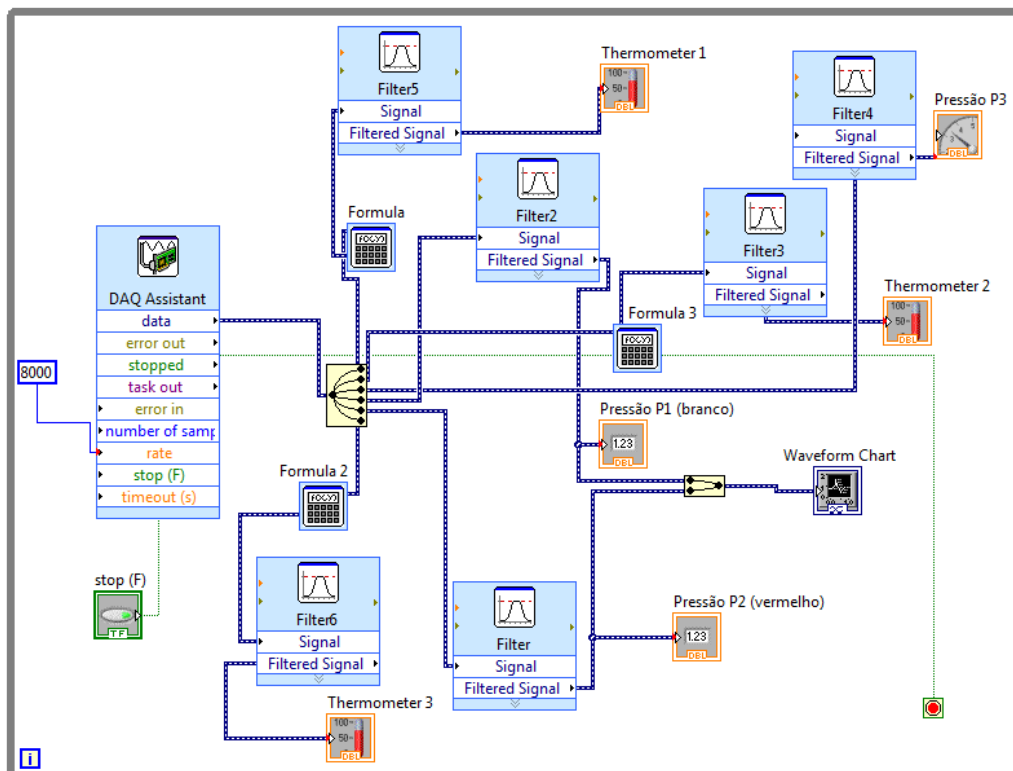
Figura 4.21 - Programa implementado para monitora e aquisitar os dados de pressão e temperatura.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figuras 4.22 mostra o diagrama de bloco utilizado para implementação do programa principal.

Figura 4.22 - Diagrama de blocos do programa.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

4.2.5. Programa para cálculo das pressões, temperaturas e velocidades de propagação dos choques incidentes e refletidos no Tubo de Choque.

Com base nas equações apresentadas na seção 3.1 foi implementado no software EES (*Engineering Equation Solver*) um programa para estimar as temperaturas, pressões e velocidades de propagação dos choques incidentes e refletidos. Inicialmente esses cálculos foram importantes para se averiguar e conhecer o comportamento dos parâmetros mencionados mediante algumas condições iniciais. Posteriormente os cálculos foram importantes para confrontar com os dados medidos no presente trabalho e testes experimentais realizados por outros autores nas mesmas condições. A seguir será apresentada a rotina implementada no EES para cálculo desses parâmetros.

"CÁLCULO DA VELOCIDADE PROPAGAÇÃO DO SOM NA SEÇÃO DRIVEN (1)"

$a1 = \sqrt{\text{gama1} * R1 * T[1]}$ "[m/s]"

$cp[1] = Cp(\text{Air_ha}; T=T[1]; P=P[1])$ "[Kj/kg*k]"

$cv[1] = Cv(\text{Air_ha}; T=T[1]; P=P[1])$ "[Kj/kg*k]"

$T[1] = 403$ "[k]"

$P[1] = 100$ "[Kpa]"

$\text{gama1} = cp[1] / cv[1]$

$MW[1] = \text{MolarMass}(\text{Air_ha}) / 1000$ "[kg/kmol]"

$Ru = 8,31447$ "[J/mol*k]"

$R1 = Ru / MW[1]$ "[J/kg*k]"

"CÁLCULO DA VELOCIDADE PROPAGAÇÃO DO SOM NA SEÇÃO DRIVER (4)"

$a4 = \sqrt{\text{gama4} * R4 * T[4]}$ "[m/s]"

$cp[4] = Cp(\text{Air_ha}; T=T[4]; P=P[4])$ "[Kj/kg*k]"

$cv[4] = Cv(\text{Air_ha}; T=T[4]; P=P[4])$ "[Kj/kg*k]"

$T[4] = 300$ "[k]"

$P[4] = 3000$ "[Kpa]"

$\text{gama4} = cp[4] / cv[4]$

$MW[4] = \text{MolarMass}(\text{Air_ha}) / 1000$ "[kg/kmol]"

$R4 = Ru / MW[4]$ "[J/kg*k]"

"CÁLCULO DO NÚMERO DE MACH"

$$P[4] / (P[1] * (\text{gama1} - 1) / (\text{gama1} + 1) * (((2 * \text{gama1}) / (\text{gama1} - 1) * Ms^2) - 1)) = (1 - ((\text{gama4} - 1) / (\text{gama4} + 1) * (a1 / a4) * (Ms^2 - 1))) / (Ms) ^ ((-2 * \text{gama4}) / (\text{gama4} - 1))$$

"CÁLCULO DA VELOCIDADE PROPAGAÇÃO DA ONDA DE CHOQUE INCIDENTE NA SEÇÃO DRIVER (1)"

$$M_s = v_i / a_1$$

"CÁLCULO DA PRESSÃO P2 - PRESSÃO DA MASSA DE GAS NA SUPERFICIE DE CONTATO"

$$P[2]/P[1] = 1 + (2 * \gamma_1) / (\gamma_1 + 1) * (M_s^2 - 1) \text{ "[kpa]"}$$

"CÁLCULO DA TEMPERATURA T2 - TEMPERATURA DA MASSA DE GAS NA SUPERFICIE DE CONTATO"

$$T[2]/T[1] = P[2]/P[1] * ((\gamma_1 + 1) / (\gamma_1 - 1) + P[2]/P[1]) / (1 + (\gamma_1 + 1) / (\gamma_1 - 1) * P[2]/P[1]) \text{ "[K]"}$$

"CÁLCULO DA VELOCIDADE PROPAGAÇÃO DA ONDA DO SOM NA SEÇÃO DRIVEN (1)"

$$a_2 = \sqrt{\gamma_2 * R_2 * T[2]} \text{ "[m/s]"}$$

$$c_p[2] = C_p(\text{Air_ha}; T=T[2]; P=P[2]) \text{ "[Kj/kg*k]"}$$

$$c_v[2] = C_v(\text{Air_ha}; T=T[2]; P=P[2]) \text{ "[Kj/kg*k]"}$$

$$\gamma_2 = c_p[2] / c_v[2]$$

$$MW[2] = \text{MolarMass}(\text{Air_ha}) / 1000 \text{ "[kg/kmol]"}$$

$$R_2 = R_u / MW[2] \text{ "[J/kg*k]"}$$

"CÁLCULO DA VELOCIDADE PROPAGAÇÃO DA ONDA DE CHOQUE INCIDENTE"

$$M_s = v_e / a_4$$

"CÁLCULO DO NÚMERO DE MACH TEORICO MAXIMO"

$$M_{st} = (\gamma_1 + 1) / (2 * (\gamma_1 - 1)) * (a_1 / a_4) + \sqrt{((\gamma_1 + 1) / (2 * (\gamma_1 - 1))) * (a_1 / a_4)^2 + 1}$$

"CÁLCULO DO NÚMERO DE MACH DA ONDA REFLETIDA"

$$M_1 = M_s / (M_s^2 - 1) * \sqrt{1 + (2 * (\gamma_1 - 1) / (\gamma_1 + 1)^2) * (M_s^2 - 1) * (\gamma_1 + 1 / (M_s^2))}$$

$$M_r = (M_r^2 - 1) * M_1$$

"CÁLCULO DA PRESSÃO DA ONDA REFLETIDA"

$$P[5]/P[2] = 1 + (2 * \gamma_1) / (\gamma_1 + 1) * (M_r^2 - 1) \text{ "[kpa]"}$$

"CÁLCULO DA TEMPERATURA T5 - TEMPERATURA DA MASSA DE GAS DA ONDA REFLETIDA"

$$T[5]/T[2] = P[5]/P[2] * ((\gamma_1 + 1) / (\gamma_1 - 1) + P[5]/P[2]) / (1 + (\gamma_1 + 1) / (\gamma_1 - 1) * P[5]/P[2]) \text{ "[K]"}$$

"CÁLCULO DA VELOCIDADE PROPAGAÇÃO DA ONDA DE CHOQUE REFLETIDA"

$$a_5 = \sqrt{\gamma_5 * R_5 * T[5]} \text{ "[m/s]"}$$

$$c_p[5] = C_p(\text{Air_ha}; T=T[5]; P=P[5]) \text{ "[Kj/kg*k]"}$$

$$c_v[5] = C_v(\text{Air_ha}; T=T[5]; P=P[5]) \text{ "[Kj/kg*k]"}$$

$$\gamma_5 = c_p[5] / c_v[5]$$

$$MW[5] = \text{MolarMass}(\text{Air_ha}) / 1000 \text{ "[kg/kmol]"}$$

$$R_5 = R_u / MW[5] \text{ "[J/kg*k]"}$$

A Tabela 4.1 mostra a estimativa das pressões, temperaturas e velocidades de propagação dos choques incidentes e refletidos nos testes sem e com combustão.

Tabela 4.1 - Estimativa das pressões, temperaturas e velocidades de propagação dos choques incidentes e refletidos.

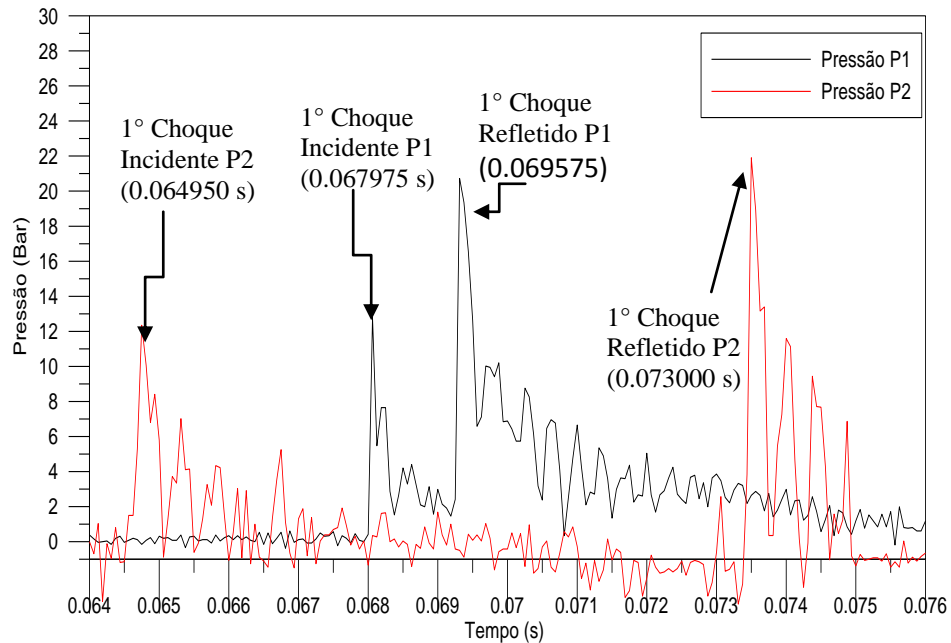
Seção Driven		Seção Driver		Choque Incidente				Choque Refletido			
P4 (bar)	T4 (K)	P1 (bar)	T1 (K)	P2 (bar)	T2 (K)	Mach 2	V2 (m/s)	P5 (bar)	T5 (K)	Mach 5	V5 (m/s)
4.00	300	1.00	300	1.93	662.4	1.34	462.8	3.52	830.2	1.30	463.2
8.00	300	1.00	300	2.60	700.1	1.54	532.2	6.03	912.4	1.46	532.7
12.00	300	1.00	300	3.07	724.9	1.67	575.5	8.03	899.3	1.54	576.4
12.00	300	1.00	403	2.81	749	1.60	638.2	6.93	913.8	1,50	553.8
21.00	300	1.00	300	6.74	769.4	1.83	632.4	11.20	844.2	1.64	633.9
21.00	300	1.00	403	6.38	990.4	1.74	695.8	9.47	1098.7	1.60	604.4
21.00	300	1.00	413	6.35	1014.4	1.74	701.3	9.34	1113.1	1.59	602.1
33.00	300	1.00	300	9.48	874.9	2.00	689.9	15.06	928.7	1.74	692.7
33.00	300	1.00	383	9.07	1229.2	1.91	742.2	12.92	1359.4	1.70	661.9
33.00	300	1.00	393	9.03	1244.7	1.90	748	12.71	1374.6	1.69	658.7
33.00	300	1.00	403	8.99	1260.7	1.89	753.7	12.51	1389.7	1.68	655.7
33.00	300	1.00	408	8.97	1276.4	1.89	756.5	12.42	1397.2	1.69	654.2
33.00	300	1.00	413	8.95	1292.7	1.88	759.2	12.32	1404.7	1.68	652.8

Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

A Figura 4.23 mostra um teste realizado sem combustão nas seguintes condições iniciais: Temperatura do ar na seção *Driver* 25 °C (298 K), temperatura do ar na seção *Driven* 130 °C (403 K) e pressão de rompimento da membrana 33 bar. Condições do choque após rompimento da membrana conforme Tabela 4.1: Pressão do choque incidente 9 bar, temperatura 629 K e velocidade de propagação 754 m/s. Analisando a Figura 4.23 verifica se que a pressão do choque foi de aproximadamente 11 bar. O sensor P2 localizado a 700 milímetros da membrana (Figura 4.24) sente a passagem do 1° choque incidente no instante de tempo 0.064950 s (Figura 4.23). O sensor P1 localizado a 2700 milímetros da membrana sente a passagem do 1° choque incidente no instante de tempo 0.067975 s. Considerando a distancia de 2000 milímetros ou 2 metros entre os dois sensores e o tempo gasto no deslocamento entre os mesmos, a velocidade de propagação da onda incidente foi de aproximadamente 690 m/s. A mesma análise foi feita para a onda de choque refletida e foi encontrada uma velocidade de propagação de 583 m/s. A temperatura dos choques

não foram medidas em função da baixa velocidade de resolução dos sensores. Essas mesmas análises foram feitas considerando diversas condições iniciais e os resultados foram considerados satisfatórios.

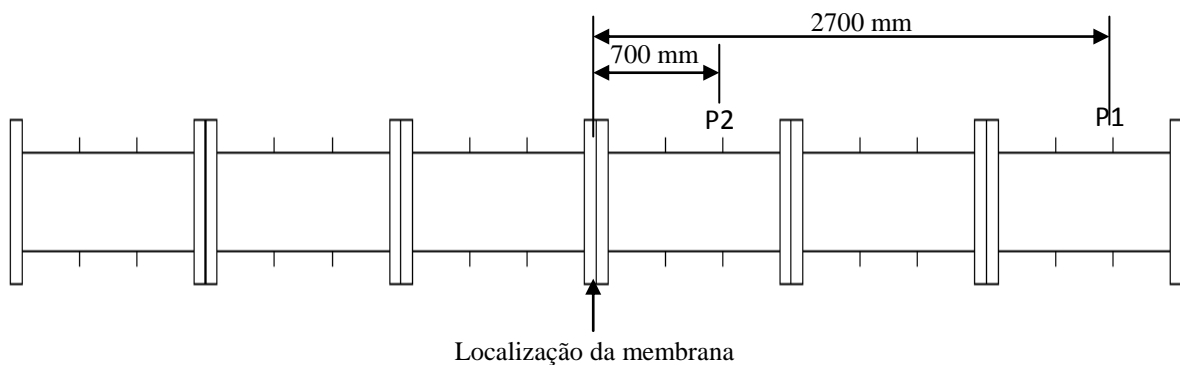
Figura 4.23 – Teste sem combustão para determinar a velocidade de propagação da onda de choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 4.24 mostra a localização dos sensores P2 e P1 em relação à membrana de rompimento.

Figura 4.24 – Localização dos sensores P2 e P1 em relação à membrana no Tubo de Choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

4.2.6. Fluido de trabalho utilizado para rompimento da membrana.

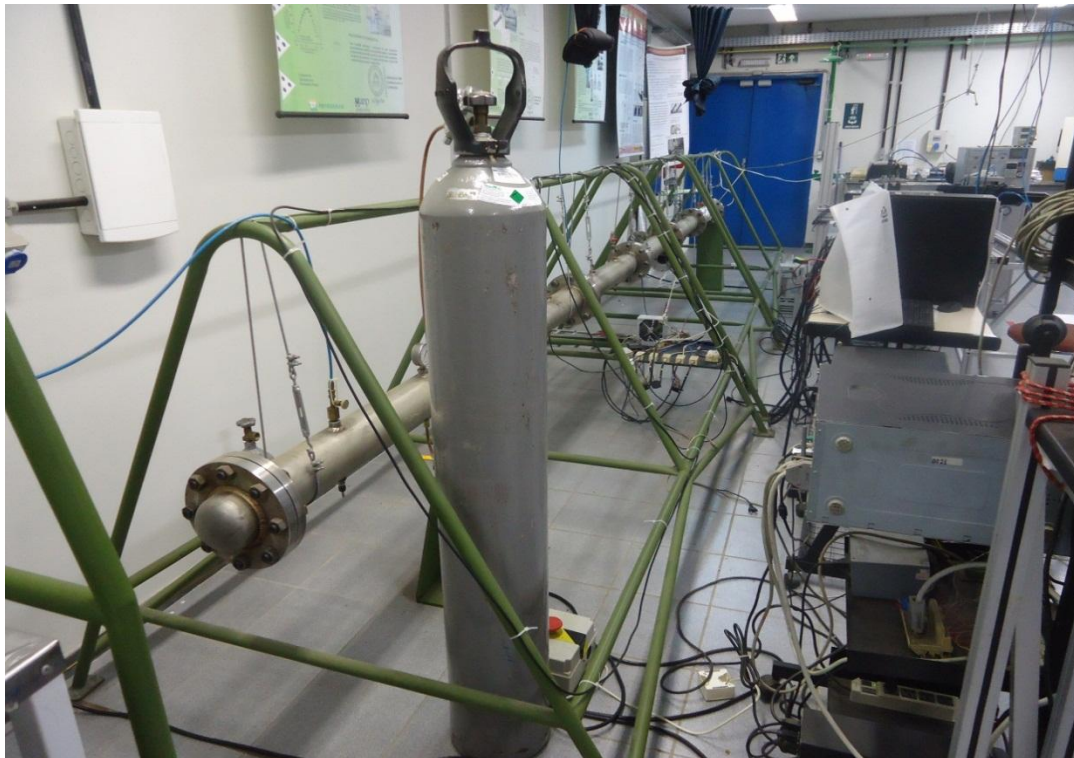
Para ensaios em Tubo de Choque recomenda-se utilizar gás de baixo peso molecular na seção *Driver* e gás de alto peso molecular na seção *Driven*. Quando um gás mais leve penetra em outro

mais pesado alcança se maiores números de Mach e maiores temperaturas para o choque incidente e assim facilitar a dissociação e ionização da massa de ar e combustível na seção *Driven*. Os gases Hidrogênio e Hélio cujos pesos moleculares são respectivamente 2,016 kg/kmol e 4,003 kg/kmol são os gases mais comumente utilizados em teste em Tubo de Choque. No presente trabalho foi utilizado uma mistura dos gases Nitrogênio e Argônio cujos pesos moleculares são respectivamente 28,01 e 39,94 kg/kmol. Nesse caso as temperaturas máximas alcançadas para os choques incidentes foram no máximo de 1200 K (Tabela 4.1) enquanto nos ensaios para o gás Hélio as temperaturas chegam a alcançar os 1400 K.

4.3. Testes do Tubo de Choque com combustão.

Os testes com combustão foram realizados visando determinar os tempos de retardo de ignição dos combustíveis Diesel S25, etanol aditivado, biodiesel B100 e Diesel de referencia. Essas medições foram comparadas com medidas conhecidas e correlacionadas com o número de cetano dos combustíveis. A Figura 4.25 e 4.26 mostram as vistas laterais do Tubo de choque com o cilindro de nitrogênio utilizado para injetar ar na seção *Driver*.

Figura 4.25 - Tubo de Choque com cilindro de nitrogênio acoplado.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

Figura 4.26 - Tubo de Choque com cilindro de nitrogênio acoplado.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

Para manter a seção *Driven* do Tubo de Choque aquecida foram projetadas dez mantas elétricas de aquecimento com potencia total de 3000 Watts. Essas mantas foram posicionadas no ultimo modulo do Tubo de Choque. A Figura 4.27 mostra a vista lateral do Tubo de choque com as mantas elétricas utilizadas para aquecimento.

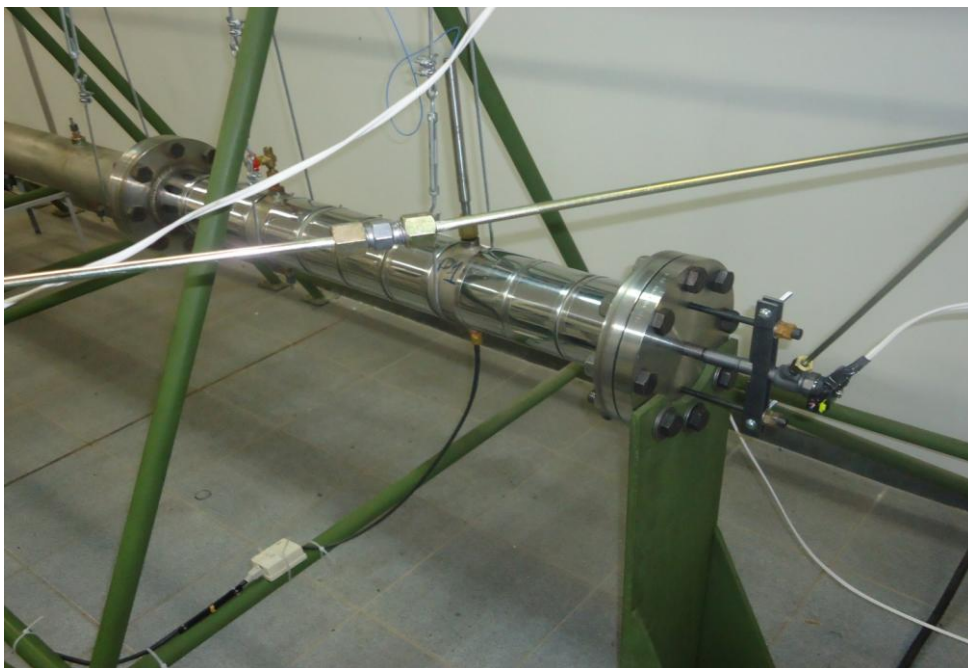
Figura 4.27 - Manta de aquecimento utilizada no Tubo de Choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

A Figura 4.28 mostra a detalhadamente a manta de aquecimento e o injetor do Tubo de Choque.

Figura 4.28 - Detalhes da manta de aquecimento e o injetor de combustível.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

A Tabela 4.2 mostra o mapa do injetor utilizado nos teste com injeção de combustível. Esse mapa apresenta a vazão de combustível em função da pressão de injeção. A pressão de injeção utilizada nos testes foi de 300 bar. Nessa condição o mapa define um tempo de injeção de 316 mm³ ou 0.269 g. de combustível. Porém nos testes feitos no laboratório foi encontrado um tempo de injeção 0.02186g. Esse tempo será considerado nos cálculos das razões de equivalência.

Tabela 4.2 - Mapa do injetor.

		Rail Pressure [hPa] - 1hpa = mbar										
		150000	200000	250000	300000	400000	500000	600000	700000	800000	900000	1000000
Injection Time [ms]	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	1	666	451,2	345,2	316	265,2	255,2	252	250	245,2	239,2	236
	2	748	575,2	450	406	336	313,2	300	290	281,2	273,2	268
	3	838	646	530	467,2	392	363,2	348	333,2	315,2	302	295,2
	4	938	704	602	530	437,2	406	374	361,2	347,2	333,2	320
	7	1192	874	752	658	545,2	497,2	449,2	430	411,2	396	380
	9	1340	983,2	828	725,2	607,2	550	494	469,2	444	428	411,2
	12	1548	1140	938	816	680	616	551,2	522	494	470	447,2
	16	1793,2	1342	1086	938	779,2	698	627,2	590	552	524	496
	20	2010	1542	1235,2	1064	878	776	705,2	658	611,2	579,2	547,2
	24	2245,2	1733,2	1385,2	1194	978	861,2	778	725,2	673,2	635,2	598
	28	2506	1917,2	1545,2	1326	1082	947,2	856	795,2	735,2	694	652
	32	2772	2099,2	1706	1458	1186	1032	934	865,2	797,2	752	707,2
	36	3039,2	2288	1867,2	1589,2	1282	1115,2	1009,2	934	859,2	811,2	764
	40	3305,2	2486	2028	1727,2	1378	1198	1083,2	1002	920	869,2	818
	44	3571,2	2685,2	2189,2	1861,2	1487,2	1287,2	1153,2	1067,2	981,2	925,2	868
	48	3837,2	2890	2350	1992	1600	1375,2	1223,2	1130	1037,2	978	918
	52	4104	3094	2511,2	2119,2	1710	1466	1298	1195,2	1092	1030	968
	56	4370	3299,2	2672	2249,2	1820	1559,2	1380	1263,2	1146	1081,2	1017,2
60	4636	3504	2833,2	2384	1930	1650	1456	1328	1201,2	1132	1063,2	
80	5967,2	4527,2	3638	3058	2481,2	2094	1803,2	1654	1506	1408	1311,2	
90	5978,8	4600,4	3999,2	3393,2	2756,4	2314	1961,2	1811,2	1663,2	1553,2	1444,4	
		Injection volume [mm ³ /inj]										

Fonte: Bosch (2012).

4.3.1. Metodologia de testes com combustão e tratamento dos dados.

A seguinte metodologia foi adotada na condução dos testes com combustão: A seção *Driver* foi pressurizada com Nitrogênio e Argônio até o limite de rompimento da membrana. Esse limite de rompimento depende da espessura da membrana. Para rompimento com 12 bar utilizou se uma membrana de cobre de 0.1 mm, para 21 bar utilizou se duas membranas de cobre de 0.1 mm, para 33 bar utilizou se uma membrana de cobre de 0.2 mm. Na sequencia a temperatura do ultimo modulo do Tubo de Choque foi aquecida até uma determinada temperatura pré-definida. As temperaturas variaram de 110 a 140 °C ou 383 a 413 K. Na sequencia o equipamento utilizado para injetar o combustível no Tubo de Choque era programado conforme o combustível e a razão de equivalência a ser utilizados nos testes. Foi utilizado Diesel S25 e Diesel de referencia com razão de

equivalência de 0.94, etanol com 5% de aditivo aumentador de número de cetano com razão de equivalência 1 e biodiesel B100 0.94 e 2.6. O programa implementado para adquirir os dados de pressão era habilitado. Foram utilizadas as taxas de aquisição de 600, 16000 e 40000 Hz. Na sequência prosseguia-se com a injeção de ar na seção *Driver* do tubo até a ruptura da membrana. Após a ruptura os dados adquiridos eram exportados para o software Matlab, onde os dados foram tratados (identificação dos choques incidentes, refletidos, velocidade de propagação dos choques e identificação dos picos de combustão). Na sequência os dados foram exportados para o software Grapher 7 para geração dos gráficos que estão mostrados no próximo capítulo.

4.3.2. Testes

Os testes com combustão foram realizados nas seguintes condições iniciais: temperatura do ar na seção *Driver* 25°C (298 K), temperatura do ar na seção *Driven* de aproximadamente 120, 130 e 140°C (393, 403 e 413 K), pressão de injeção do combustível 300 bar e pressão de rompimento da membrana 12, 21 e 32 e bar. Sendo que com a pressão de 12 bar não houve ignição. As condições dos choques incidentes e refletidos foram mostradas na Tabela 4.1.

A Figura 4.29 mostra resíduos de fuligem no flange utilizada para fixar a membrana após um teste com combustão.

Figura 4.29 – Resíduos de fuligem após teste com combustão.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 4.30 mostra o Tubo de Choque com o módulo de visualização óptica. No presente trabalho essa parte não foi utilizada, mas para futuros testes poderão ser instaladas janelas transparentes que permitiram a utilização de um sistema de visualização óptica.

Figura 4.30 – Tubo de Choque com módulo de visualização ótica.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2011).

A Tabela 4.3 mostra resultados dos testes realizados com combustão e taxas de aquisição de 600 e 16000 Hz.

Tabela 4.3 - Testes com combustão e taxas de aquisição de 600 e 16000 Hz.

Testes com injeção de combustível com taxa de aquisição de 600 Hz				
Combustível	ϕ	P_2 (bar)	T_2 (K)	τ_{ing} (μ s)
Diesel S25	0.94	12	1229	EC
Testes com injeção de combustível com taxa de aquisição de 16.000 Hz				
Combustível	ϕ	P_2 (bar)	T_2 (K)	τ_{ing} (μ s)
Diesel S25	0.94	5	750	NC
Diesel S25	0.94	5	750	NC
Diesel S25	0.94	12	1229	EC
Diesel S25	0.94	12	1229	EC

NC - Não ocorrência de combustão/ EC - Evidencias de combustão

Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Tabela 4.4 mostra resultados dos testes realizados com combustão e taxas de aquisição de 40000 Hz.

Tabela 4.4 - Testes com combustão e taxas de aquisição de 40000 Hz.

Testes com injeção de combustível com taxa de aquisição de 40.000 Hz				
Combustível	ϕ	P_2 (bar)	T_2 (K)	τ_{img} (μs)
Diesel S25	0.94	12	920	NC
Diesel S25	0.94	12	920	NC
Diesel S25	0.94	5	750	NC
Diesel S25	0.94	5	750	NC
Diesel S25	0.94	12	1229	200
Diesel S25	0.94	12	1229	225
Diesel S25	0.94	12	1260	200
Diesel S25	0.94	12	1292	200
Diesel S25	0.94	12	1292	225
etanol aditivado	1.00	12	1229	500
etanol aditivado	1.00	12	1229	525
etanol aditivado	1.00	12	1260	575
biodiesel B100	0.92	12	1234	975
biodiesel B100	0.92	12	1260	900
biodiesel B100	0.92	12	1260	1225
biodiesel B100	0.92	12	1292	1025
biodiesel B100	0.92	12	1292	1125
Diesel referencia	0.94	12	1229	150
Diesel referencia	0.94	12	1260	175
Diesel referencia	0.94	12	1292	150
Diesel referencia	0.94	8	990	700
Diesel referencia	0.94	8	1014	600

NC - Não ocorrência de combustão / EC - Evidências de combustão

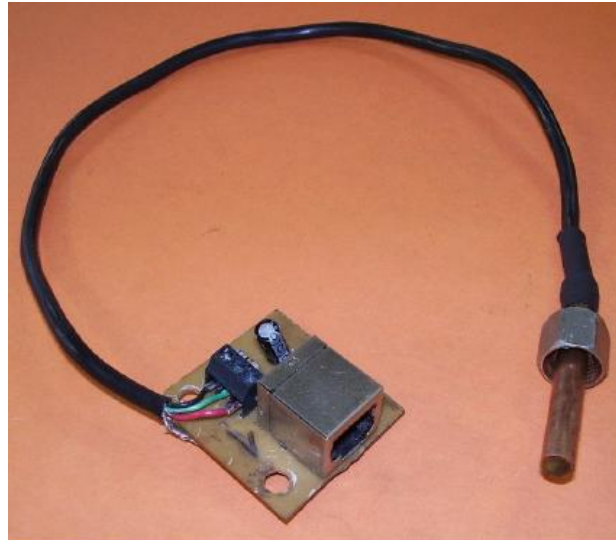
Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

4.3.3. Sensores de temperatura e pressão.

Para as medições de temperatura foram utilizados sensores de temperatura do tipo termistor linear LM-35 da *National Semiconductors*. Estes sensores não possuem velocidade de resposta suficiente para as medições dinâmicas no tubo de choque e servem para obter as condições de temperatura iniciais e finais do teste. Somente meios ópticos seriam capazes de medir a temperatura com um tempo de resposta adequado ao fenômeno físico. São sensores que apresentam saída de tensão linear relativa à temperatura em que ele se encontrar no momento em que for alimentado por uma tensão de 4 - 20 V , tendo em sua saída um sinal de 10 mV para cada grau Celsius de temperatura, sendo assim, apresenta uma boa vantagem em relação aos demais sensores de temperatura calibrados em “KELVIN”, não necessitando nenhuma subtração de variáveis para que se obtenha uma escala de temperatura em graus Celsius de precisão de circuitos integrados de temperatura,

cuja, tensão de saída é linearmente proporcional à escala temperatura Celsius ($^{\circ}\text{C}$). O LM35 não necessita de calibração externa ou trimming. A Figura 4.31 mostra o sensor temperatura utilizado nos testes.

Figura 4.31 – Sensor de temperatura LM-35.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Os sensores de pressão utilizados no tubo de choque são do tipo piezocapacitivo por possuírem um tempo de resposta adequado para captar as variações de pressão nas ondas dentro do tubo. Os sensores utilizados foram os GU21C fabricados pela AVL, cujas características são apresentadas na Tabela 4.5

Tabela 4.5 - Características do sensor GU21C.

	Faixa de medição (bar) (psi) (Mpa)	Sensibilidade nominal (pC/bar) (pC/psi) (pCMpa)	Desvio de temperatura Cíclica (bar)	Desvio de mudança de carga (mbar/ms)	IMEP Estabilidade e (%)
GU21C Φ6.2 Universal para alta precisão R&D para motores de combustão interna.	0...250 0...3625 0...25	35 2.41 350	$<\pm 0.4/0.2^{\circ}$	1.5	>2

Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Os condicionador de sinal originais da AVL (iFEM) não se mostraram adequados a medição por apresentar um alto nível de ruído no sinal. Portanto, projetou e construiu um novo condicionador de sinal para os sensores. Os sinais dos sensores foram amplificados com um ganho de 100 vezes na etapa do amplificador de carga e possuíam uma segunda saída com amplificação total de 700 vezes para leituras de pequenas pressões. Os sinais destes sensores e condicionadores somente permite detectar a pressão durante sua variação, sendo que o circuito foi projetado para captar flutuações de pressão de 1 a 149 kHz (frequência máxima de corte). A Figura 4.32 mostra o condicionador construído para amplificação de dois sensores de pressão simultaneamente.

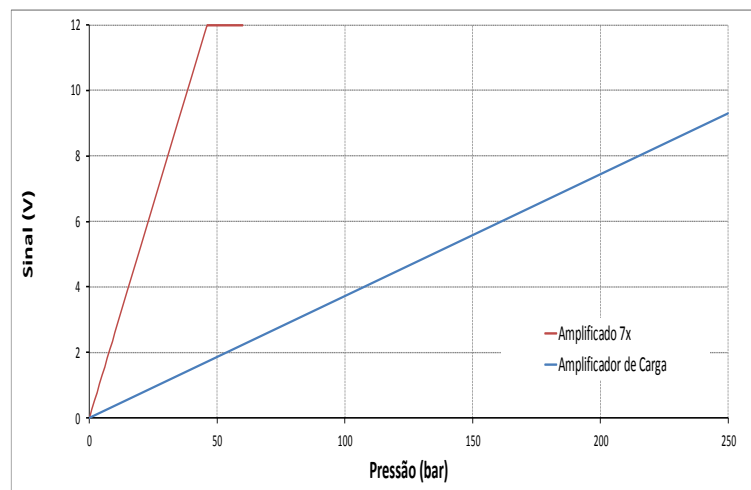
Figura 4.32 – Condicionador construído para amplificação dos sinais dos sensores.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 4.33 mostra a curva de calibração dos sensores.

Figura 4.33 – Curva de calibração dos sensores de pressão.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A calibração dos sensores e condicionadores foi feita dinamicamente com o tubo de choque operando sem combustão e comparando com os valores obtidos a partir do sensor de pressão piezoresistivo instalado na seção *Driver*.

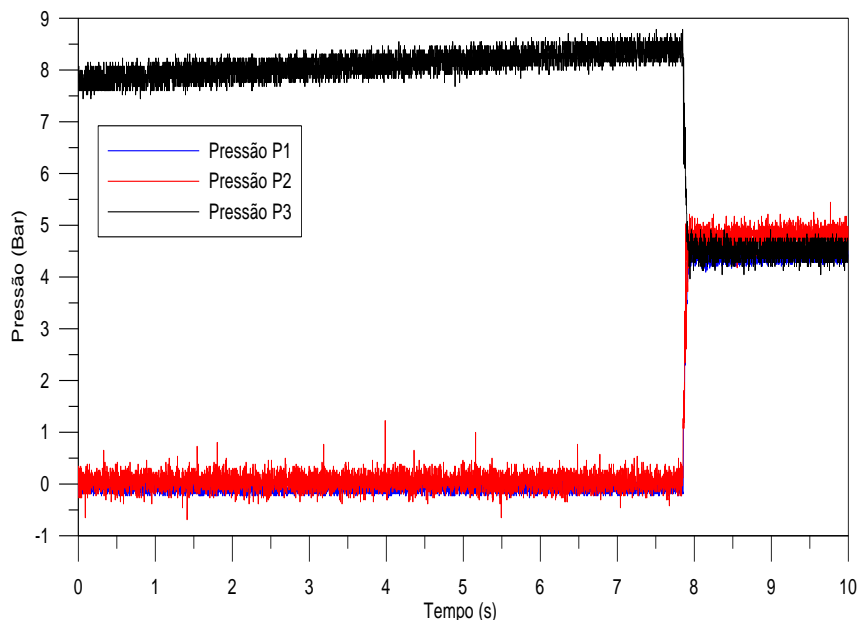
5. Resultados e discussões.

A seguir são apresentados os resultados e análises dos testes realizados no Tubo de Choque. Na primeira parte dos testes foram realizados seis ensaios sem combustão, sendo cinco ensaios com as extremidades do tubo fechadas e um ensaio com uma das extremidades aberta. Em todos esses testes foi utilizada uma taxa de aquisição de dados de 600 Hz (6000 pontos em 10 segundos).

O primeiro teste foi realizado com as duas extremidades do Tubo de Choque fechadas, nesse ensaio foram utilizadas quatro membranas de alumínio com espessura de 0,03 milímetros cada. Utilizaram-se quatro membranas com o objetivo de aumentar a pressão de rompimento, já que nos testes realizados anteriormente com uma única membrana a pressão de rompimento foi de aproximadamente 4 Bar.

Ar comprimido da rede interna do laboratório foi injetado na seção *Driver*. A pressão foi monitorada por um manômetro e três sensores de pressão instalados ao longo do tubo. A Figura 5.1 apresenta uma aquisição de 10 segundos dos três sensores instalados no tubo durante o ensaio de rompimento da membrana em que as duas extremidades estavam fechadas.

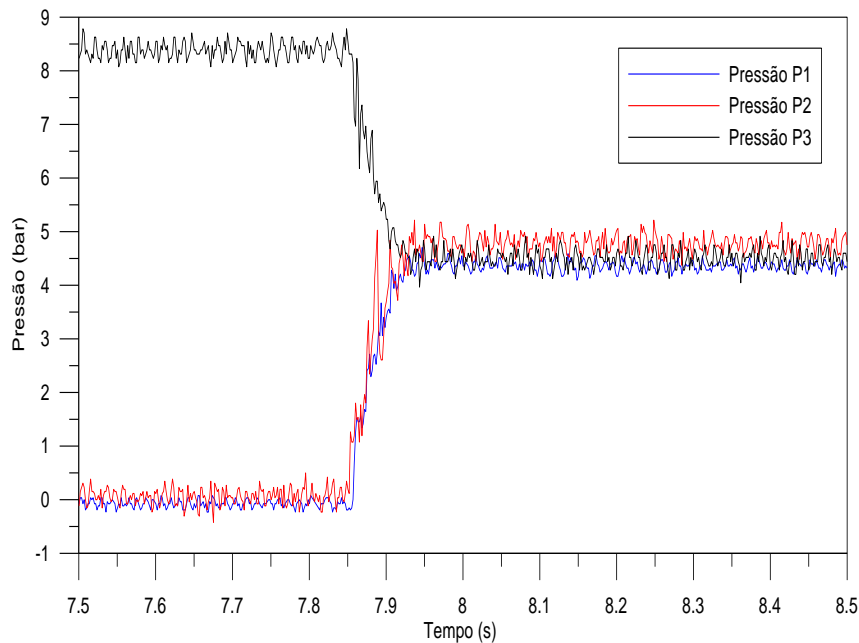
Figura 5.1- Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

A Figura 5.1 mostra um aumento de pressão na seção *Driver* (pressão P3), esse aumento se refere à injeção de ar comprimido na referida seção. A pressão na seção *Driven* (pressões P2 e P1) não se altera, uma vez que as seções estão isoladas pelas membranas de alumínio. A Figura também mostra o momento de rompimento da membrana que é caracterizado pela reduzida da pressão registrada em P3 e aumento de pressão em P1 e P2. A Figura 5.2 mostra em um intervalo de 1 segundo o momento de rompimento da membrana.

Figura 5.2 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

A partir do rompimento da membrana a pressão na seção *Driver* cai e a pressão na seção *Driven* aumenta. Observa-se que o sensor P2 sente o choque antes do sensor P1, esse fato já era esperado, uma vez que os sensores P2 e P1 estão localizados a 700 e 2700 milímetros da membrana, respectivamente, portanto as ondas de choque produzidas em função do rompimento da membrana atingem o sensor P2 antes do P1.

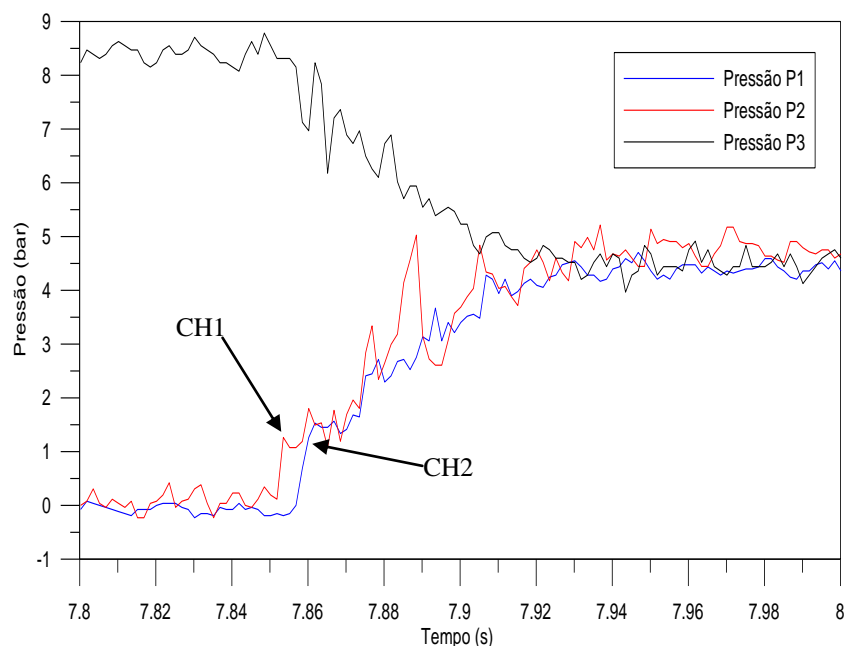
A velocidade de propagação da onda de choque na seção *Driven* foi calculada usando as equações (3.2) e (3.9).

$$a = \sqrt{\gamma RT} \quad (3.2)$$

$$Mach M = \frac{V}{a} \quad (3.9)$$

Onde γ representa a razão de calores específicos do gás, R a constante universal dos gases, T a temperatura do gás na região *Driven* do tubo e M o número de Mach, Anderson (2003) apud Mcmillan (2004). De acordo com essas equações para uma temperatura do ar no tubo de 300 K e número de Mach de 1.7, a velocidade de propagação da onda de choque será de aproximadamente 590 m/s, ou seja, a onda percorre a distancia de 1 metro em 0,0017 segundos ou 1.7 milissegundos. Para visualização mais precisa da propagação da onda de choque o intervalo de tempo de rompimento da membrana foi reduzido para 0,2 segundos divididos em intervalos de 10 milissegundos, conforme mostrado na Figura 5.3.

Figura 5.3 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0,2 segundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

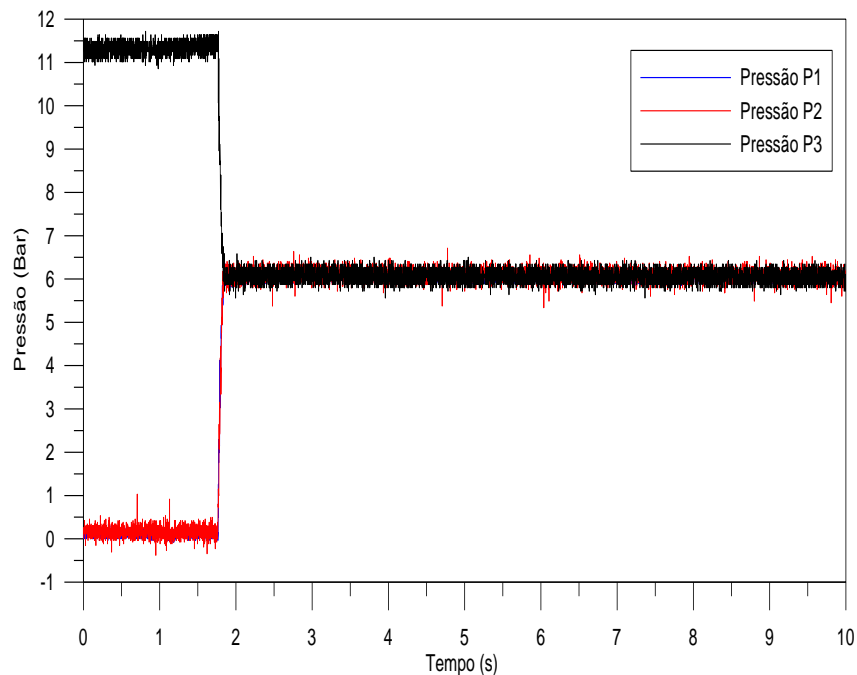
O ponto CH1 representa o momento em que o sensor P2 (localizado a 700 milímetros da membrana) sente o primeiro choque devido à passagem da onda de choque. O ponto CH2 mostra o momento em que o sensor P1 (localizado a 2700 e 2000 milímetros respectivamente da membrana e do sensor P2) sente a perturbação devido à passagem da onda. Observa-se que os dois pontos CH1 e CH2 se distanciam de mais ou menos 3.5 milissegundos, essa análise é coerente com a distância de localização dos sensores pressão P1 e P2 (2 metros) e a velocidade de propagação da onda, que percorre a distância de 1 metro em 1.7 milissegundos.

Ao atingir a extremidade fechada do tubo a onda de choque reflete e propaga-se em direção a outra extremidade do tubo. No movimento de volta a onda refletida se sobrepõe a onda incidente o que

aumenta ainda mais a temperatura e pressão do gás na seção *Driven*. Conforme a Figura 5.3 não foi possível detectar o momento de passagem da onda refletida pelos sensores P1 e P2. Como o sensor P1 está localizado mais próximo da extremidade fechada, o mesmo deveria sentir a propagação da onda refletida antes do sensor P2. O fato de não se observar os momentos de passagem da onda refletida pelos sensores pode estar relacionado com a razão de pressão entre as seções *Driver* e *Driven*, que nesse ensaio foi de 8:1.

O segundo teste também foi realizado com as extremidades do tubo fechadas, porém a membrana utilizada no ensaio foi a de cobre com espessura de 0,1 milímetros. Para esse teste foi necessário um cilindro externo para auxiliar no enchimento do tubo, uma vez que a rede do laboratório está limitada a pressão de 8 Bar. A Figura 5.4 mostra em um intervalo de 10 segundos o momento de rompimento da membrana.

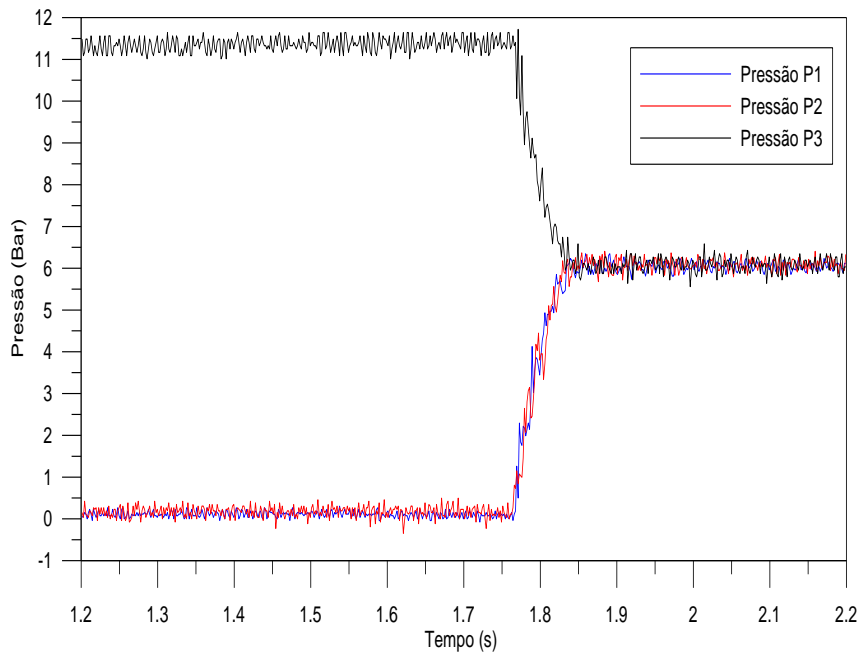
Figura 5.4 – Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

A Figura 5.4 mostra que a pressão de rompimento da membrana foi de aproximadamente 12 bar. A Figura 5.5 mostra em um intervalo de 1 segundo o momento de rompimento da membrana.

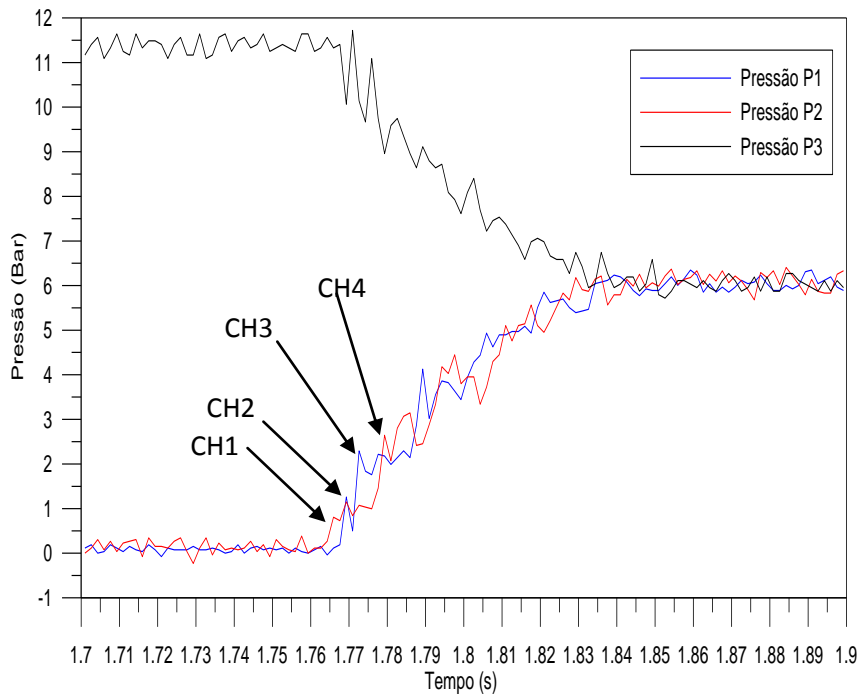
Figura 5.5 – Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

A Figura 5.6 mostra em um intervalo de 0,2 segundos o momento de rompimento da membrana.

Figura 5.6 – Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0,2 segundos.

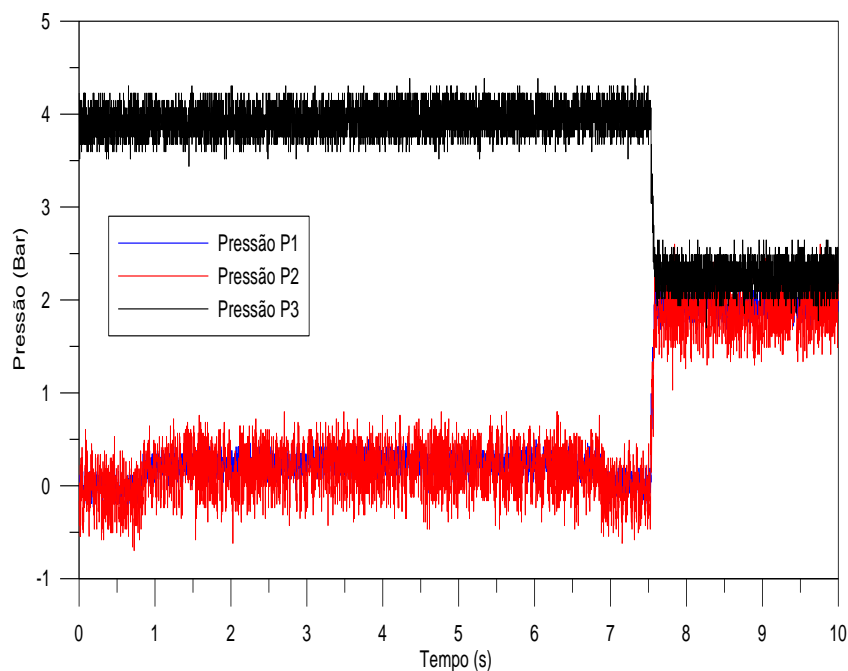


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

Observa-se nesse ensaio uma semelhança com o primeiro no que se refere às ondas de choque incidentes. Os pontos marcados no gráfico CH1 e CH2 representam, respectivamente, os momentos em que os sensores P2 e P1 sentem a passagem da onda de choque (primeiro o sensor P2 e depois de aproximadamente quatro milissegundos o sensor P1). Nesse ensaio foi possível identificar o momento em que os sensores sentem o choque da onda refletida. Analisando esta figura observa-se que o sensor P1 sente a passagem da onda refletida (ponto CH3) em 3 milissegundos após sentir a passagem da onda incidente. O sensor P2 sentiu a passagem da onda refletida após mais ou menos 6 milissegundos o sensor P1 sentir a passagem da onda refletida. Esses tempos estão de acordo com a distância de localização dos sensores e a velocidade de propagação das ondas incidentes e refletidas são mostradas na Tabela 4.1.

O terceiro ensaio também foi realizado com as extremidades do Tubo de Choque fechadas, porém foi utilizada uma única membrana de alumínio. A Figura 5.7 mostra em um intervalo de 10 segundos o momento de rompimento da membrana.

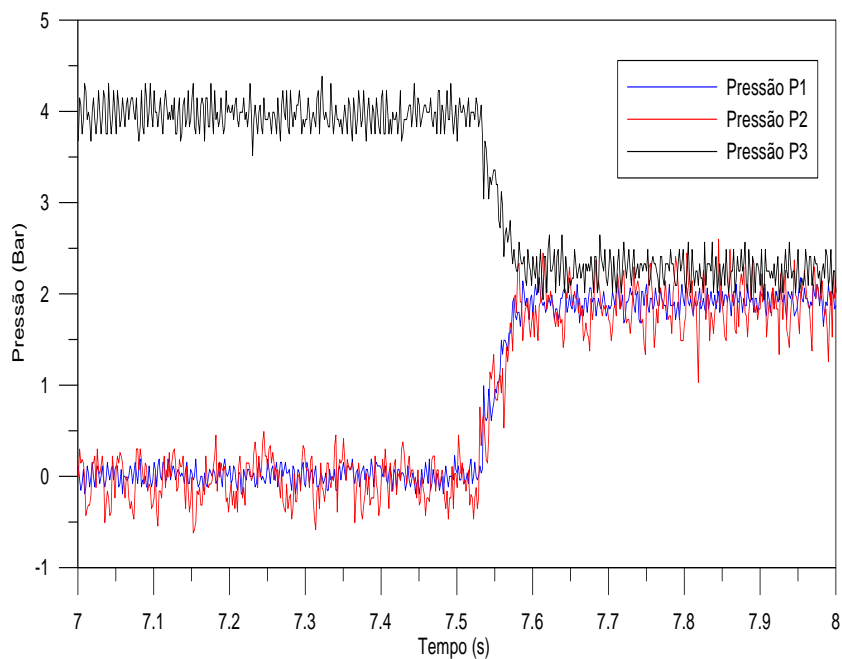
Figura 5.7 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

De acordo com a Figura 5.7 a pressão de rompimento da membrana foi de aproximadamente 4 Bar. A Figura 5.8 mostra em um intervalo de 1 segundo o momento de rompimento da membrana.

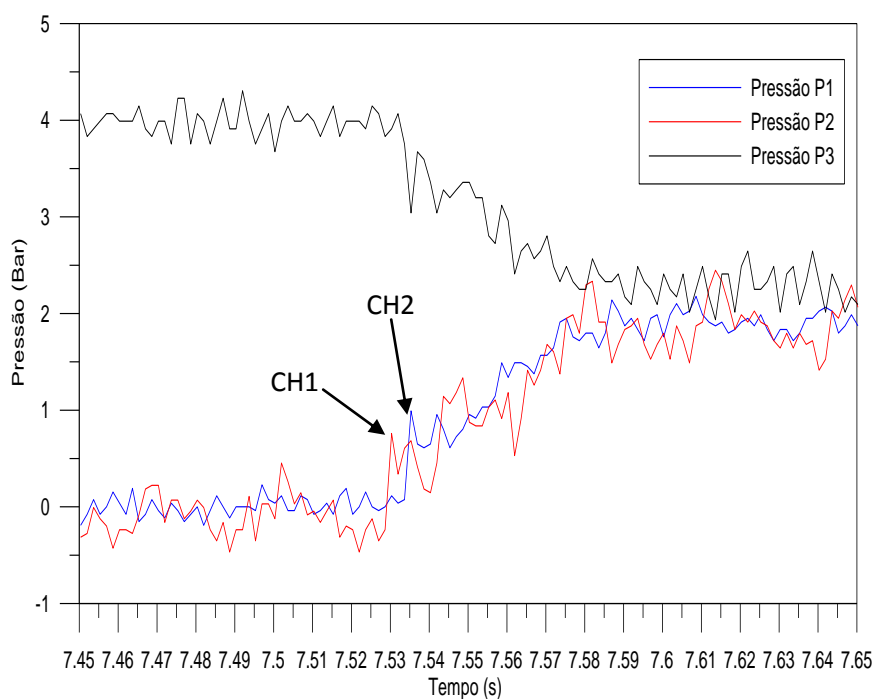
Figura 5.8 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

A Figura 5.9 mostra em um intervalo de 0,2 segundos o momento de rompimento da membrana.

Figura 5.9 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0,2 segundos



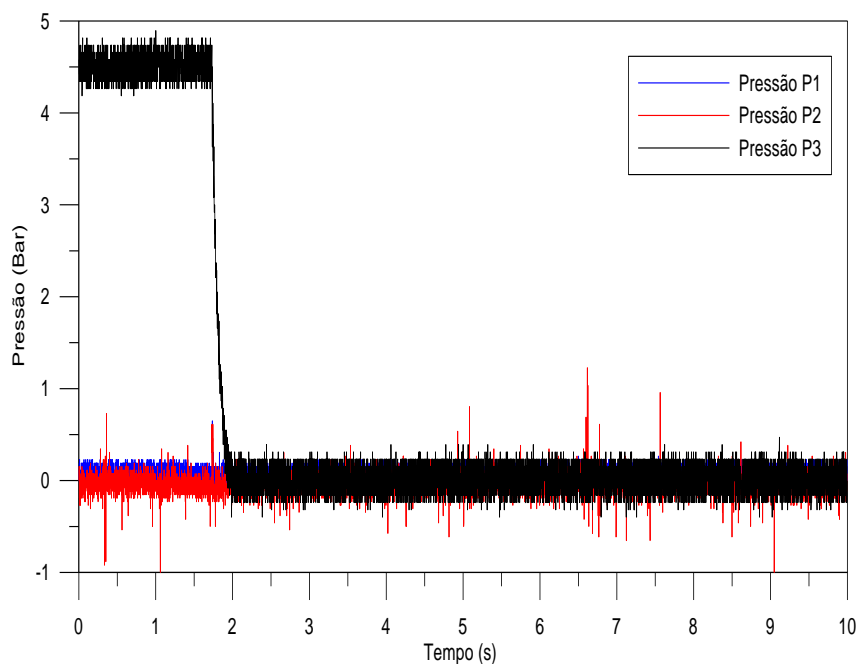
Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

Observa-se nesse ensaio uma semelhança com os dois anteriores no que se refere às ondas de choque incidentes, ou seja, os pontos CH1 e CH2 representam, respectivamente, os momentos em

que os sensores P2 e P1 sentem a passagem da onda de choque (primeiro o sensor P2 e depois de aproximadamente quatro milissegundos o sensor P1). Porém não foi possível identificar com exatidão os choques refletidos.

O quarto teste foi realizado com a extremidade da seção *Driven* do tubo de choque aberta, foram utilizadas duas membranas de alumínio com espessura de 0,03 milímetros cada. A Figura 5.10 mostra em um intervalo de 10 segundos o momento de rompimento da membrana e que a pressão atingiu um valor 4.5 Bar.

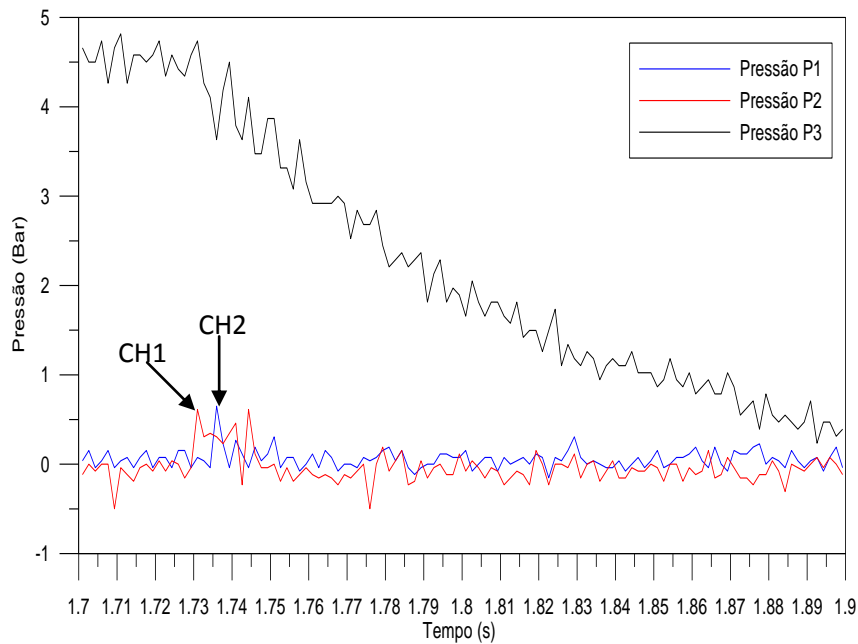
Figura 5.10 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

De acordo com a Figura 5.11 os pontos CH1 e CH2 representam, respectivamente, os momentos em que os sensores P2 e P1 sentem a passagem da onda de choque (primeiro o sensor P2 e depois de aproximadamente quatro milissegundos o sensor P1). Como esse ensaio foi realizado com a extremidade da seção *Driven* aberta a onda de choque não refletiu como nos ensaios anteriores. Por isso os gráficos só evidenciam os choques incidentes. A Figura 5.11 mostra em um intervalo de 0,2 segundos o momento de rompimento da membrana.

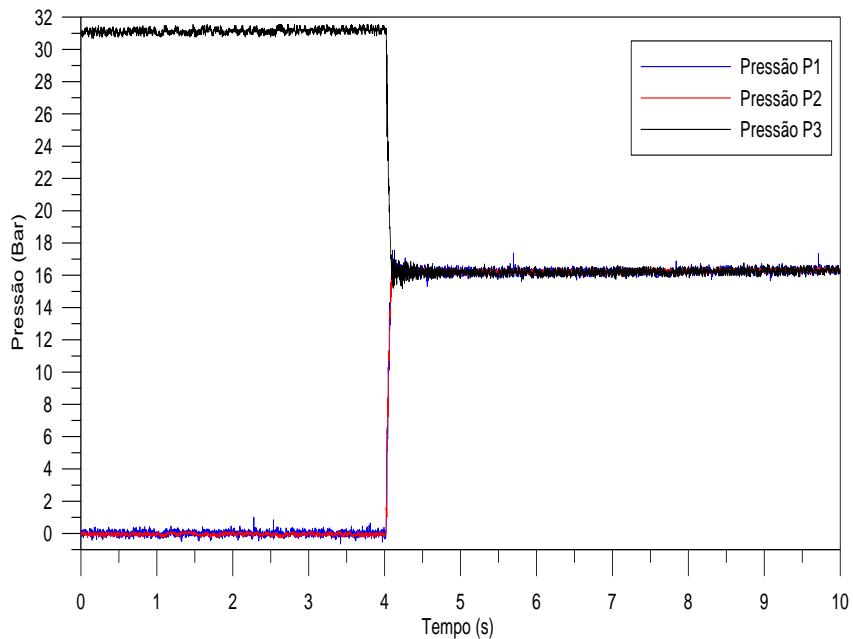
Figura 5.11 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0,2 segundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2012).

O quinto ensaio foi realizado com uma membrana de cobre com espessura de 0,2 milímetros. A pressão de rompimento foi de aproximadamente 31 Bar. A Figura 5.12 mostra em um intervalo de 10 segundos o momento de rompimento da membrana.

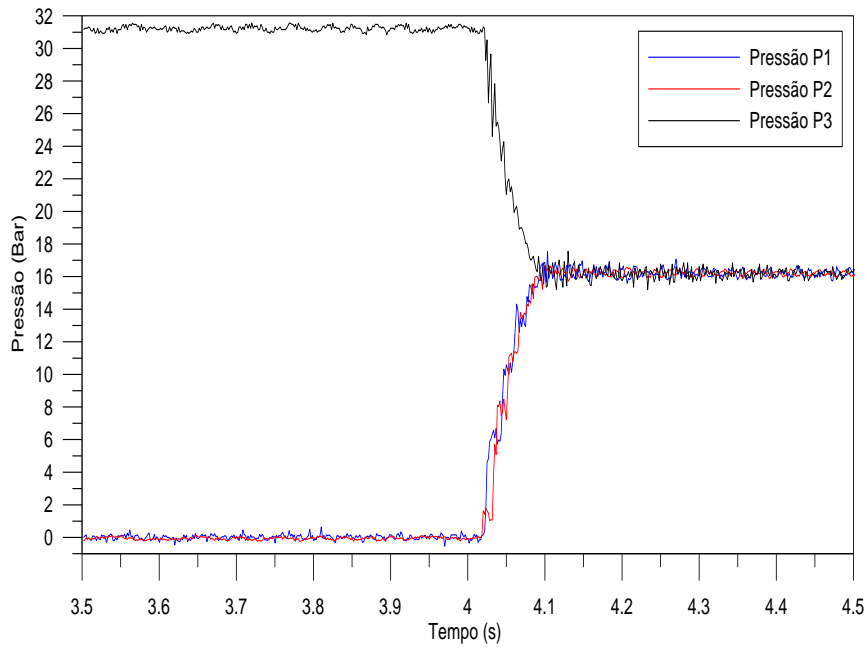
Figura 5.12 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.13 mostra em um intervalo de 1 segundo o momento de rompimento da membrana.

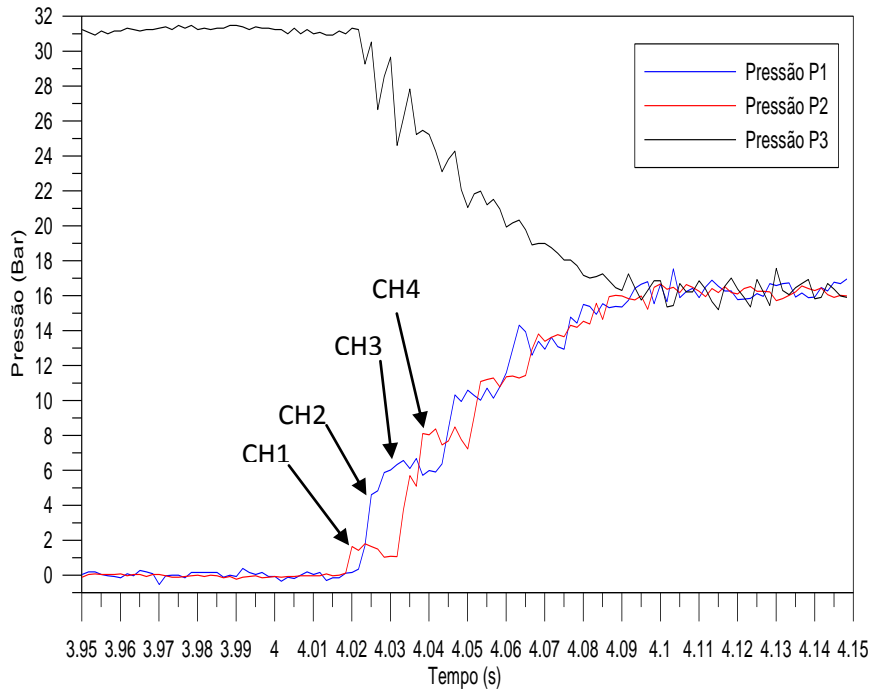
Figura 5.13 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.14 mostra em um intervalo de 0,2 segundos o momento de rompimento da membrana.

Figura 5.14 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0,2 segundos.

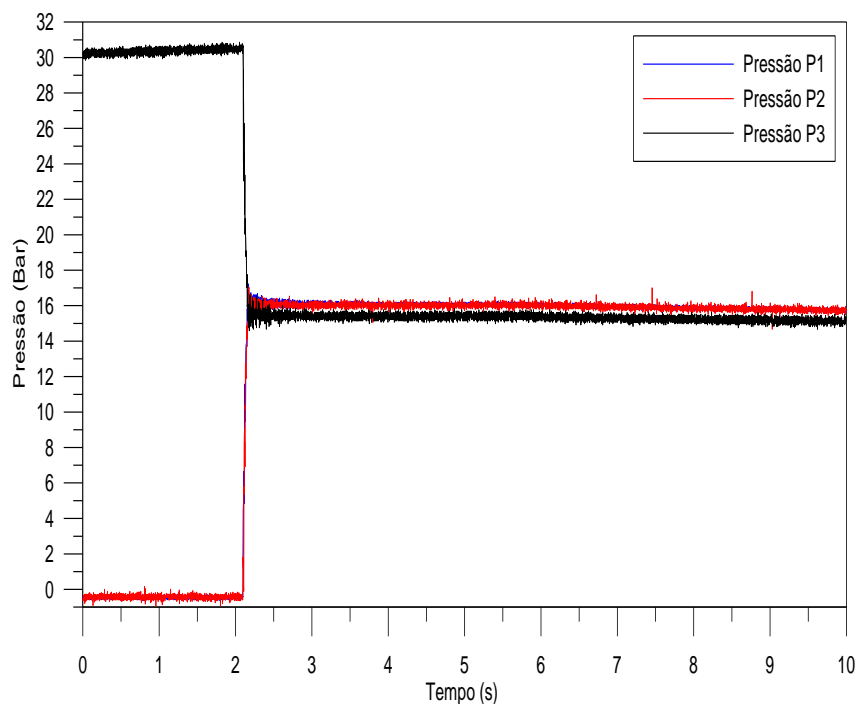


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Por apresentar uma maior razão de pressão entre as seções *Driver* e *Driven* 31:1 foi possível identificar com maior precisão os choques incidentes e refletidos. Na Figura 5.14 os pontos CH1 e CH2 representam, respectivamente, os momentos em que os sensores P2 e P1 sentem a passagem da onda de choque incidente (primeiro o sensor P2 e depois de aproximadamente quatro milissegundos o sensor P1). CH3 e CH4 representam, respectivamente, os momentos em que os sensores P1 e P2 sentem a passagem da onda de choque refletida (primeiro o sensor P1 e depois de aproximadamente seis milissegundos o sensor P2).

O sexto ensaio também foi realizado com uma membrana de cobre com espessura de 0,2 milímetros. Nesse ensaio foi observada grande semelhança com o ensaio anterior, principalmente quanto à pressão de rompimento da membrana (aproximadamente 31 Bar) e os momentos em que os sensores sentem as passagens tanto dos choques incidentes quanto dos choques refletidos. A Figura 5.15 mostra em um intervalo de 10 segundos o momento de rompimento da membrana.

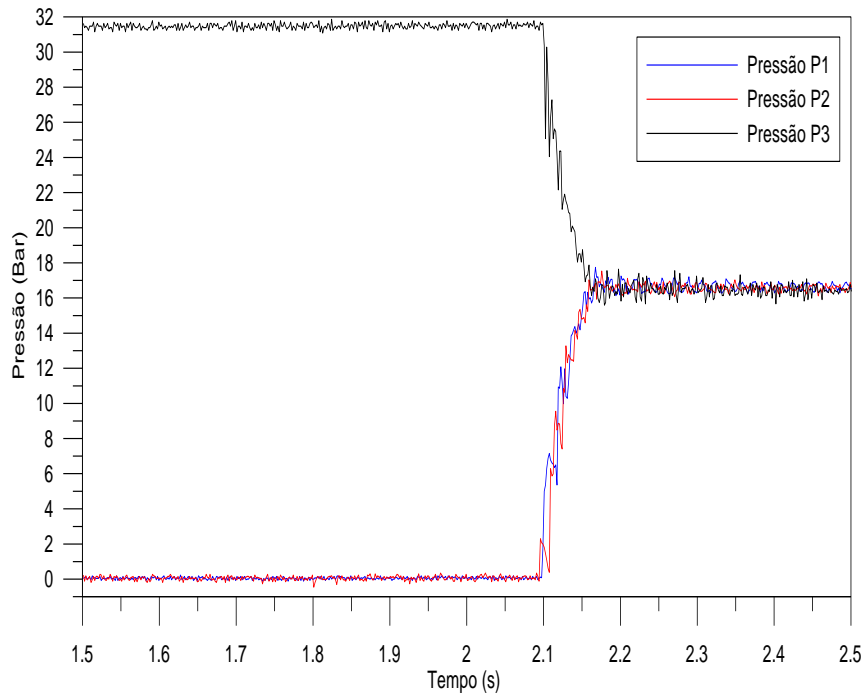
Figura 5.15 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.16 mostra em um intervalo de 1 segundo o momento de rompimento da membrana.

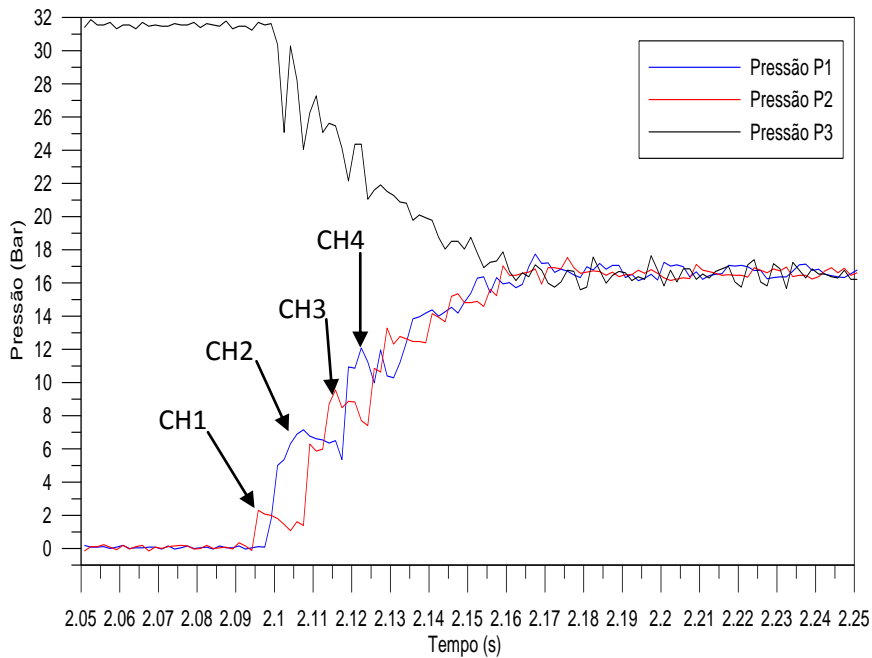
Figura 5.16 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.17 mostra em um intervalo de 0.2 segundos o momento de rompimento da membrana.

Figura 5.17 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0.2 segundos.

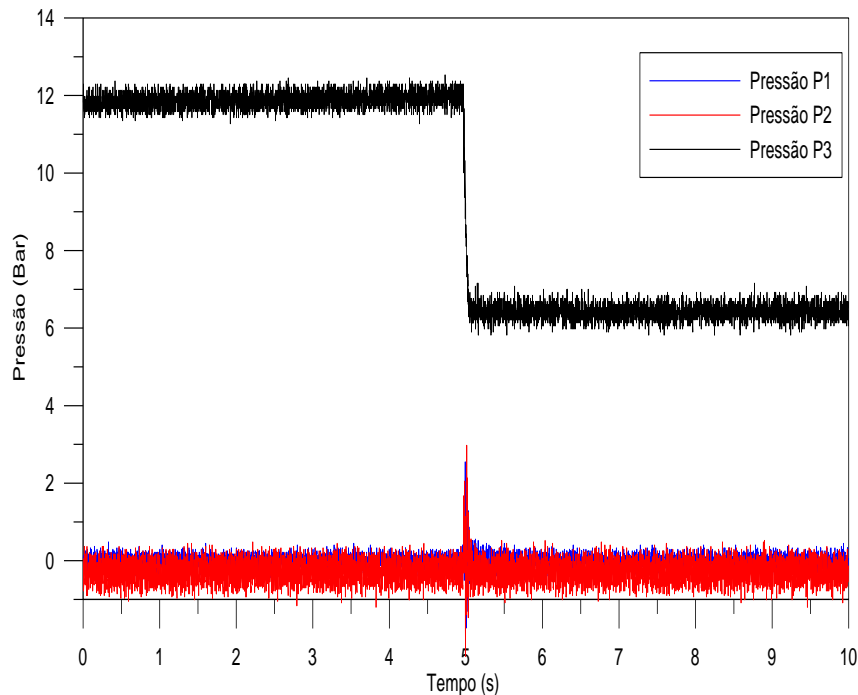


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Os próximos testes foram realizados sem e com combustão. Houve uma alteração quanto ao método de medição da pressão, nos testes apresentados até o momento o sistema de *drift compensation* estava habilitado, ou seja, os sensores mediam a pressão conforme sentiam os choques e para aquisição seguinte a referência era a medida anterior. Nos ensaios que serão apresentados a seguir o sistema de *drift compensation* estará desabilitado para os sensores P2 e P1 instalados na seção *Driven* do Tubo de Choque. Nesses ensaios os sensores medem a pressão conforme sentem os choques e para próxima aquisição a referência será zero.

O sétimo ensaio foi realizado sem combustão e com uma membrana de cobre com espessura de 0,1 milímetros. A pressão de rompimento da membrana foi de aproximadamente 12 Bar. A Figura 5.18 mostra em um intervalo de 10 segundos o momento de rompimento da membrana.

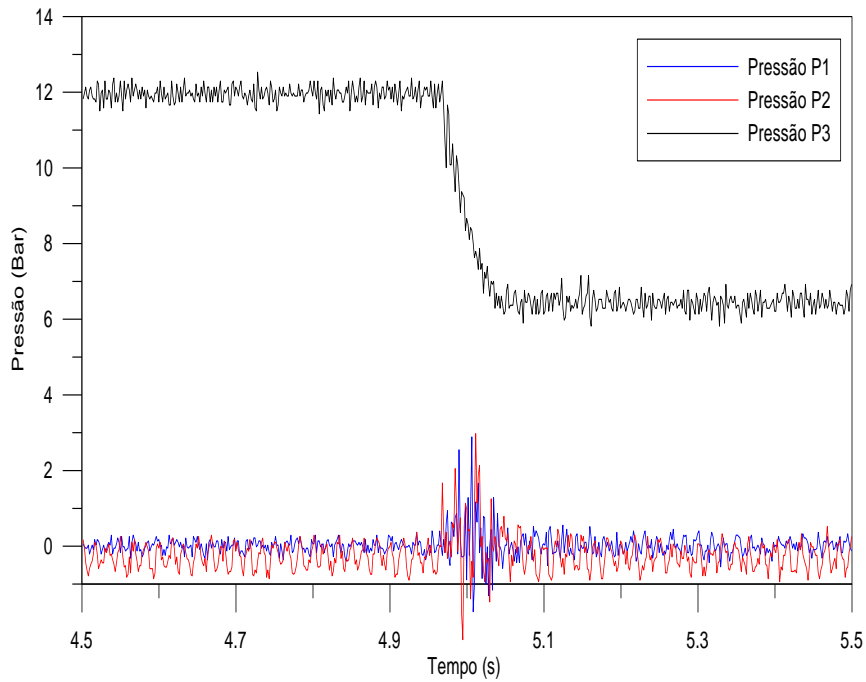
Figura 5.18 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.19 mostra em um intervalo de 1 segundo o momento de rompimento da membrana.

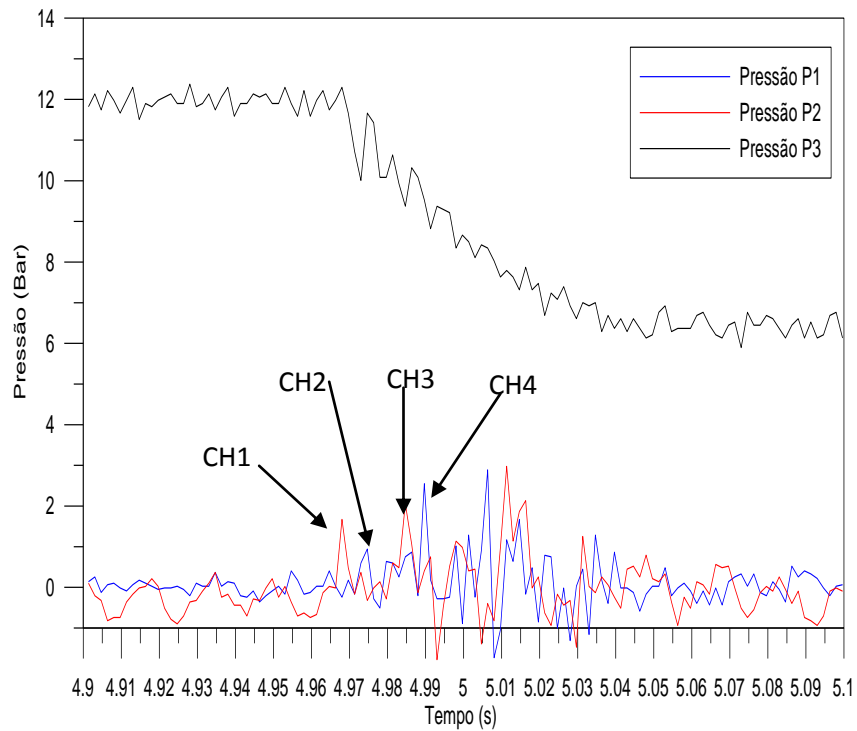
Figura 5.19 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.20 mostra em um intervalo de 0.2 segundos o momento de rompimento da membrana.

Figura 5.20 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0.2 segundos.

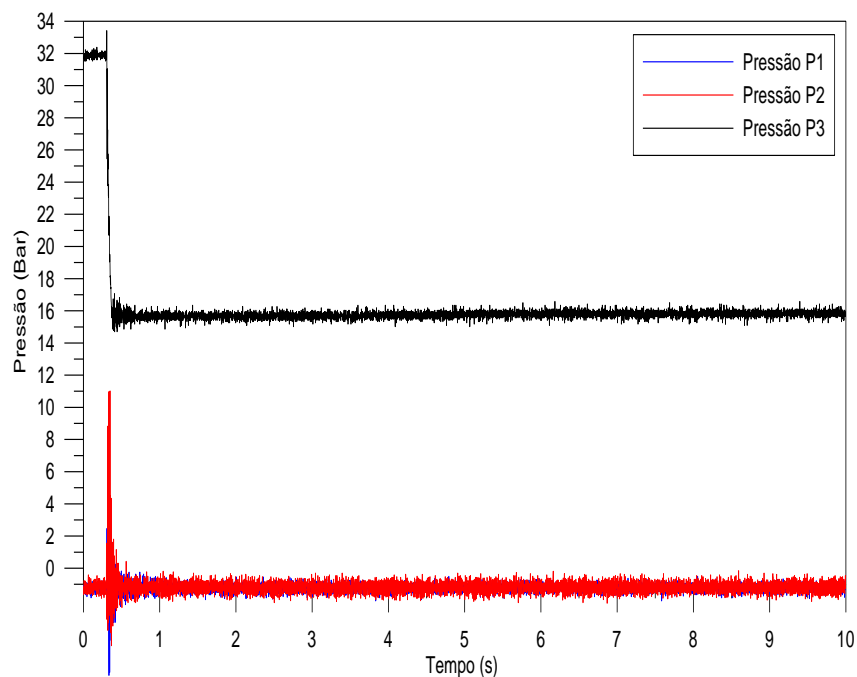


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Na figura 5.20 os pontos CH1, CH2, CH3 e CH4 representam, respectivamente, os momentos em que os sensores P2 e P1 sentem a passagem da onda de choque incidente (primeiro o sensor P2, depois de aproximadamente quatro milissegundos o sensor P1) e o choque refletido (primeiro o sensor P1 e depois o sensor P2).

O oitavo ensaio foi realizado sem combustão e com uma membrana de cobre com espessura de 0,2 milímetros. A pressão de rompimento da membrana foi de aproximadamente 32 Bar. A Figura 5.21 mostra em um intervalo de 10 segundos o momento de rompimento da membrana.

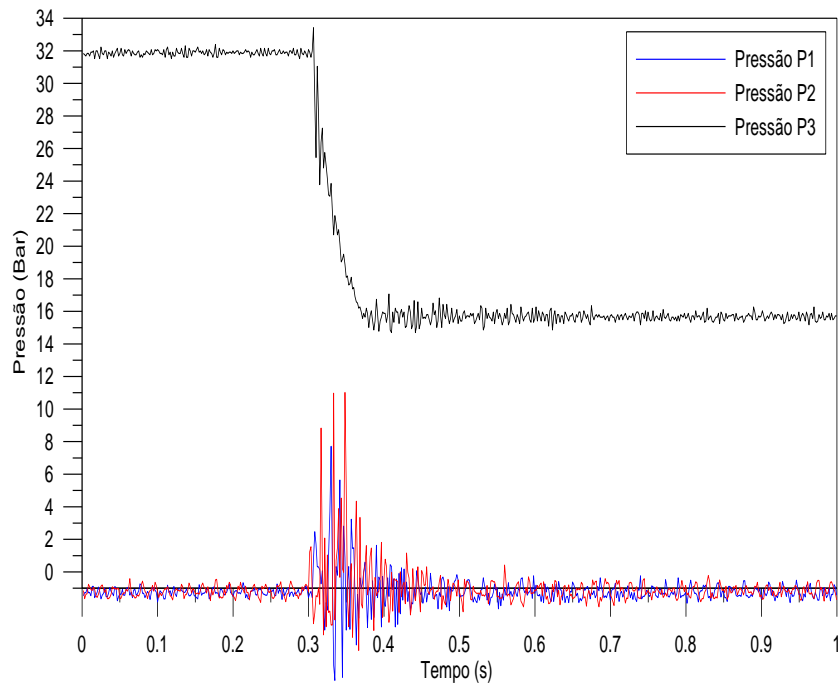
Figura 5.21 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.22 mostra em um intervalo de 1 segundo o momento de rompimento da membrana.

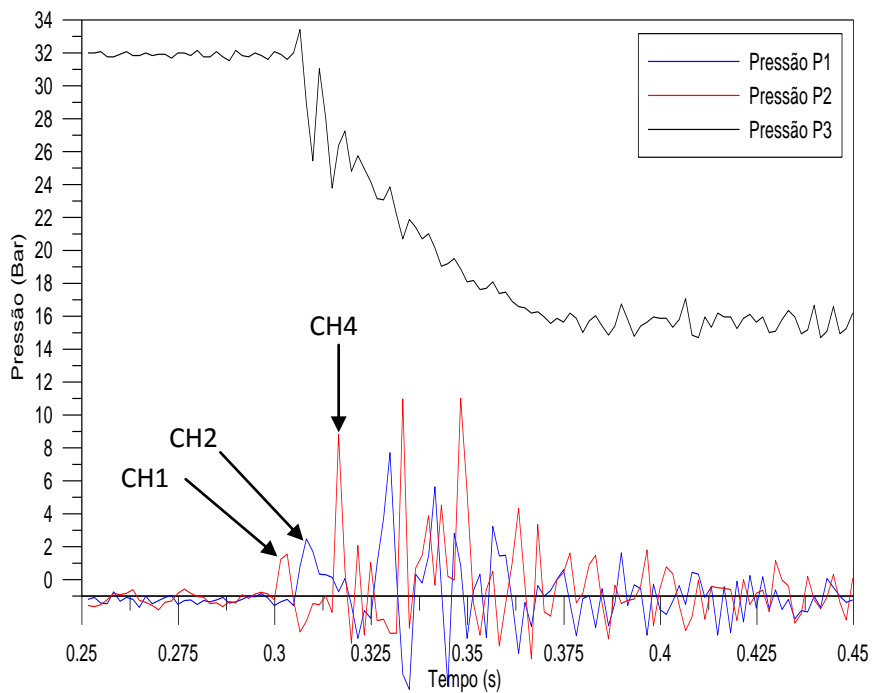
Figura 5.22 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.23 mostra em um intervalo de 0.2 segundos o momento de rompimento da membrana.

Figura 5.23 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0.2 segundos.



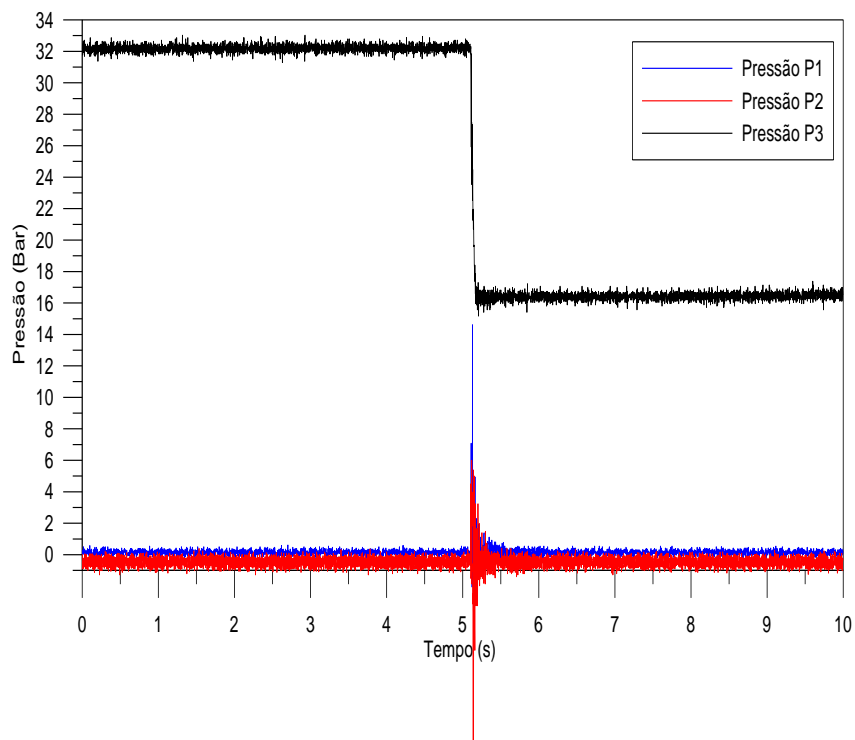
Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.23 mostra os choques incidentes sentidos pelos sensores P1 e P2, porem não foi possível identificar o choque refletido sentido pelo sensor P1.

O nono ensaio foi realizado com combustão nas seguintes condições iniciais: Combustível Diesel S25, temperatura do ar na seção *Driver* 25 °C (298 K), temperatura da mistura ar combustível na seção *Driven* 130 °C (403 K), pressão de rompimento do diafragma 32 bar, pressão de injeção do combustível 300 bar e razão de equivalência de 0.94. A única evidencia de ter havido ignição da mistura ar combustível foi o aparecimento de resíduos de fuligem ao final do ensaio, sendo então necessário aumentar a taxa de aquisição.

A Figura 5.24 mostra em um intervalo de 10 segundos o momento de rompimento da membrana.

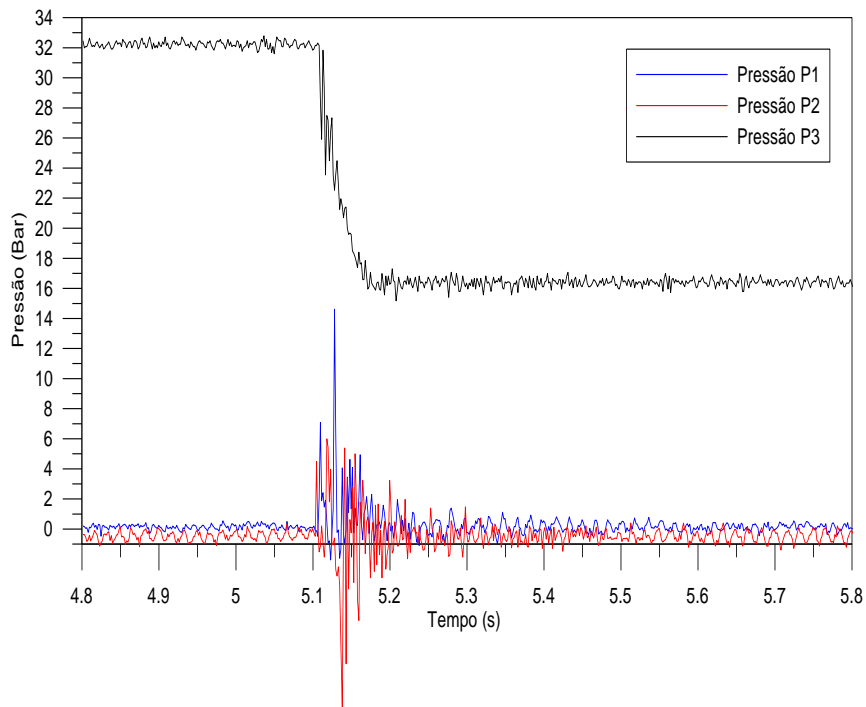
Figura 5.24 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 10 segundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.25 mostra em um intervalo de 1 segundo o momento de rompimento da membrana.

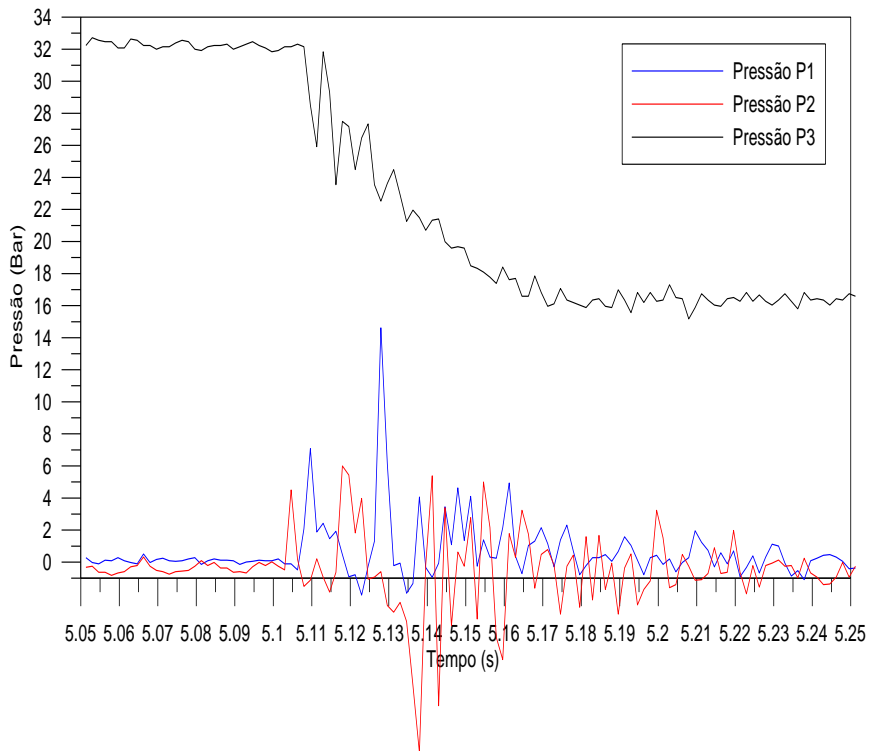
Figura 5.25 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.26 mostra em um intervalo de 0.2 segundos o momento de rompimento da membrana.

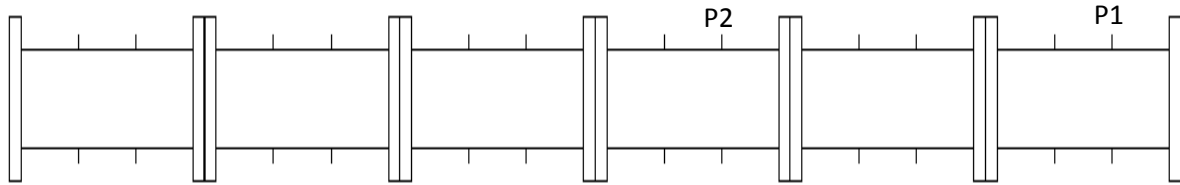
Figura 5.26 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 0.2 segundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Os próximos testes foram realizados com taxa de aquisição de 16000 Hz e serão apresentados somente os dados dos sensores P1 e P2, conforme mostrado na Figura 5.27.

Figura 5.27 – Localização dos sensores P2 e P1 no Tubo de Choque.

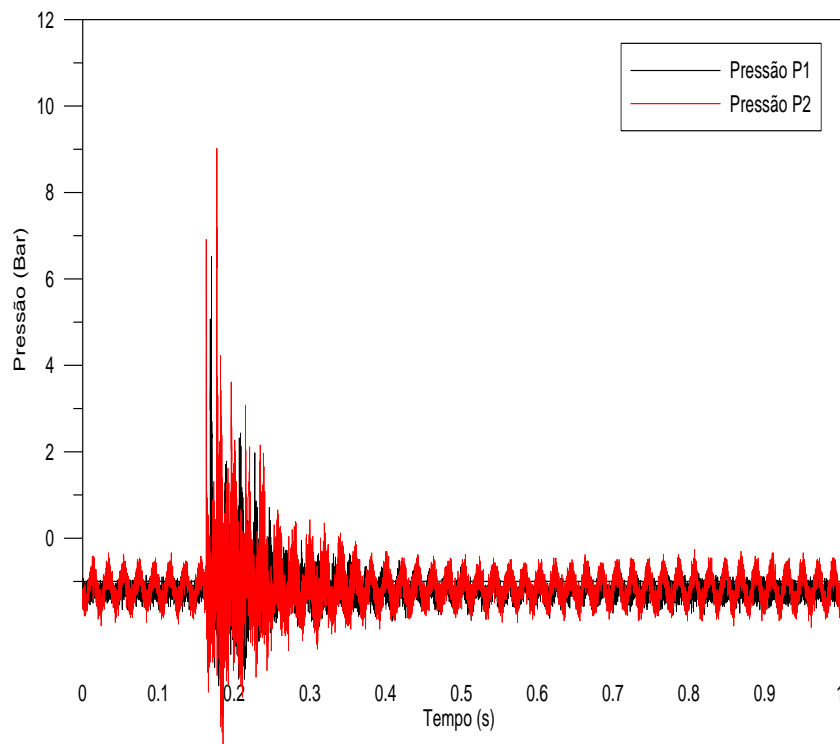


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Os testes foram realizados nas seguintes condições iniciais: Combustível Diesel S25, temperatura do ar na seção *Driver* 25 °C (298 K), temperatura da mistura ar combustível na seção *Driven* 130 °C (403 K), pressão de injeção de combustível de 300 Bar, pressão de rompimento do diafragma 12 bar e razão de equivalência de 0.94.

A Figura 5.28 apresenta o primeiro teste realizado nas condições citadas acima em um intervalo de 1 segundo.

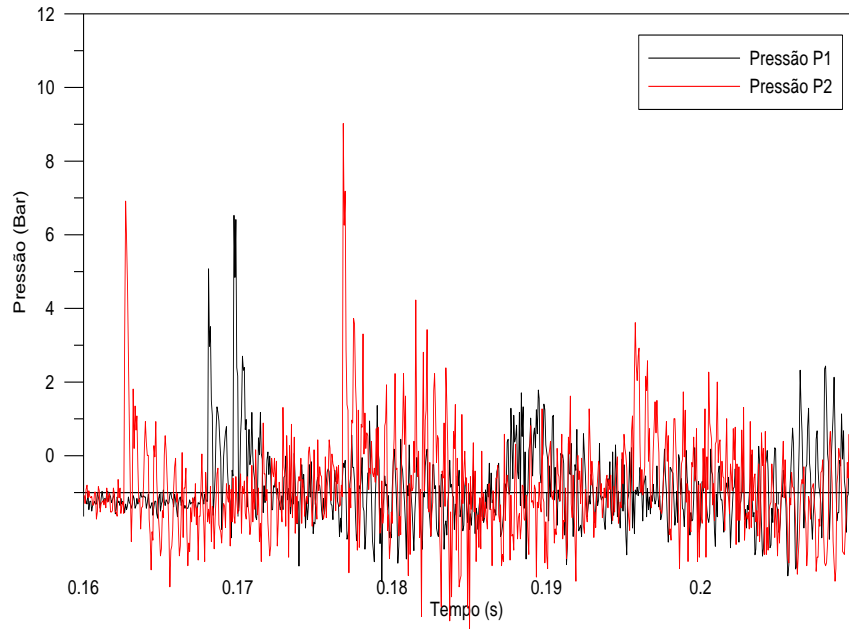
Figura 5.28 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 1 segundo.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.29 apresenta detalhes do teste em um intervalo de 50 milissegundos. Os picos de pressões indicam os momentos em que os sensores P1 e P2 sentem as passagens dos choques incidentes e refletidos.

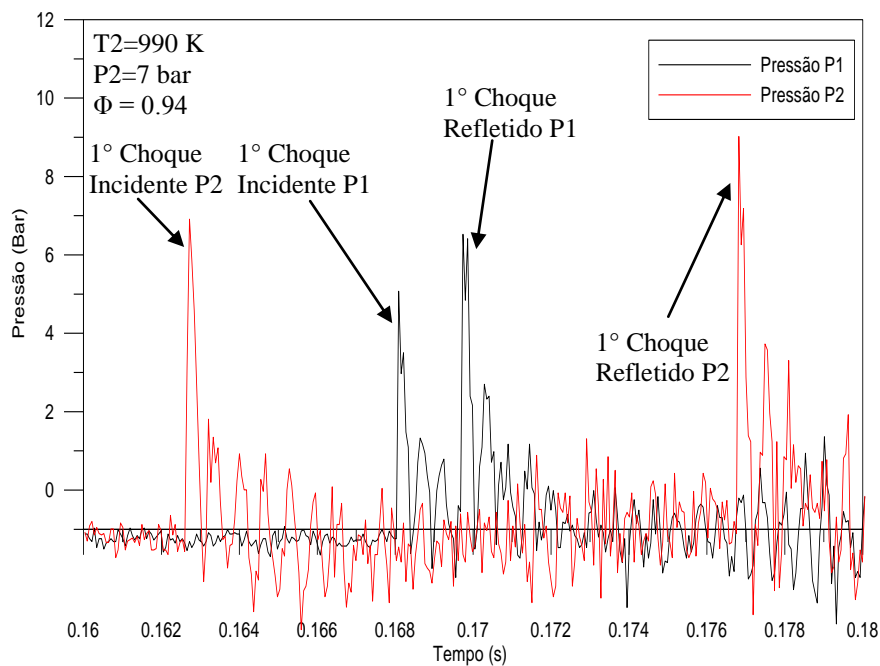
Figura 5.29 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 50 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.30 mostra o mesmo teste em um intervalo de 20 milissegundos.

Figura 5.30 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 20 milissegundos.

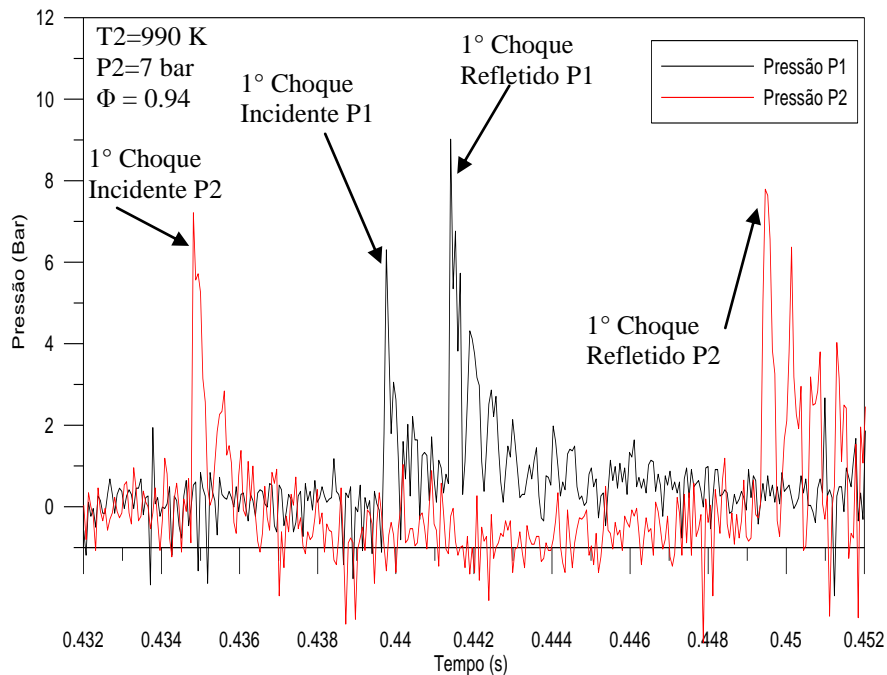


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

No teste anterior houve injeção de combustível, mas não foi notada nenhuma evidencia de combustão.

A Figura 5.31 mostra o segundo teste com injeção de combustível e novamente sem combustão em um intervalo de 20 milissegundos.

Figura 5.31 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 20 milissegundos.



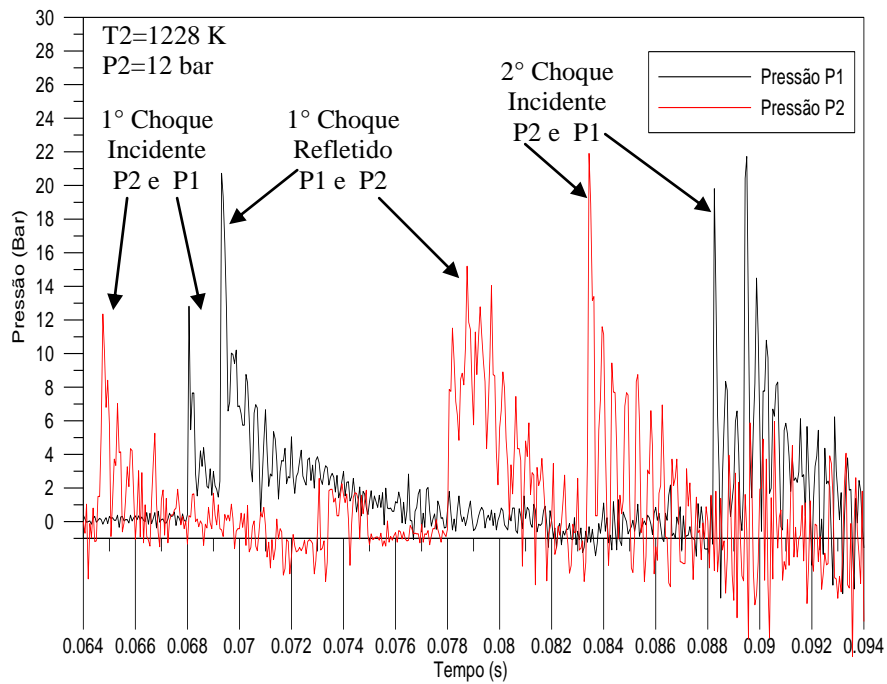
Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A pressão e temperatura do choque incidente (7 bar) e (638 K) não foram suficientes para proporcionar a queima da mistura ar combustível contida na seção *Driven* do Tubo de Choque.

Os próximos testes foram realizados sem combustão nas seguintes condições iniciais: Temperatura do ar na seção *Driver* 25 °C (298 K), temperatura do ar na seção *Driven* 130 °C (403 K) e pressão de rompimento do diafragma 32 bar. Condições da onda de choque após rompimento do diafragma: pressão do choque 12 bar, temperatura do choque 628 K e velocidade de propagação da onda de choque 753 m/s.

A Figura 5.32 mostra o teste realizado sem combustão nas condições citadas acima em um intervalo de 30 milissegundos.

Figura 5.32 - Teste de rompimento da membrana no intervalo de 30 milissegundos.

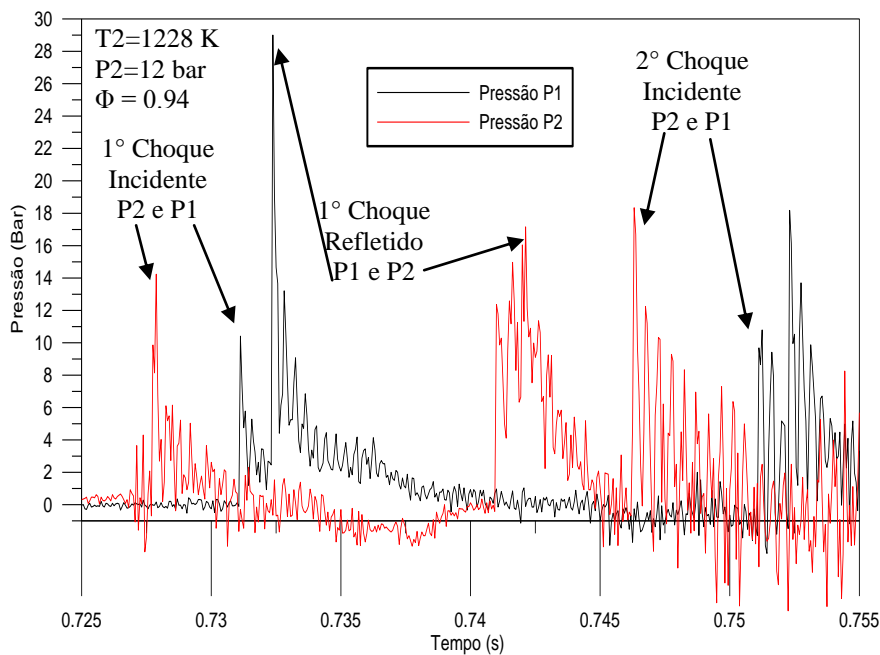


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Os testes com combustão foram realizados nas seguintes condições iniciais: Combustível Diesel S25, temperatura do ar na seção *Driver* $25\text{ }^\circ\text{C}$ (298 K), temperatura da mistura ar combustível na seção *Driven* 110 a $130\text{ }^\circ\text{C}$ (383 a 413 K), pressão de rompimento do diafragma 33 bar e razão de equivalência de 0.94.

A Figura 5.33 apresenta o primeiro teste realizado nas condições citadas acima em um intervalo de 30 milissegundos.

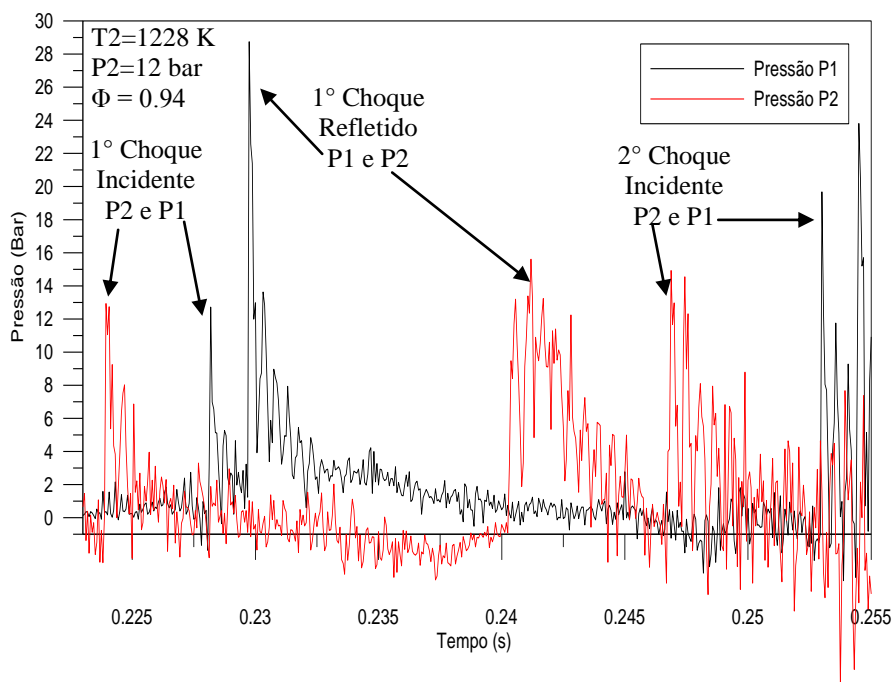
Figura 5.33 – Primeiro teste com combustão e taxa de aquisição de 16000 Hz no intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.34 apresenta o segundo teste realizado nas mesmas condições do primeiro teste em um intervalo de 30 milissegundos.

Figura 5.34– Segundo teste com combustão e taxa de aquisição de 16000 Hz no intervalo de 30 milissegundos.

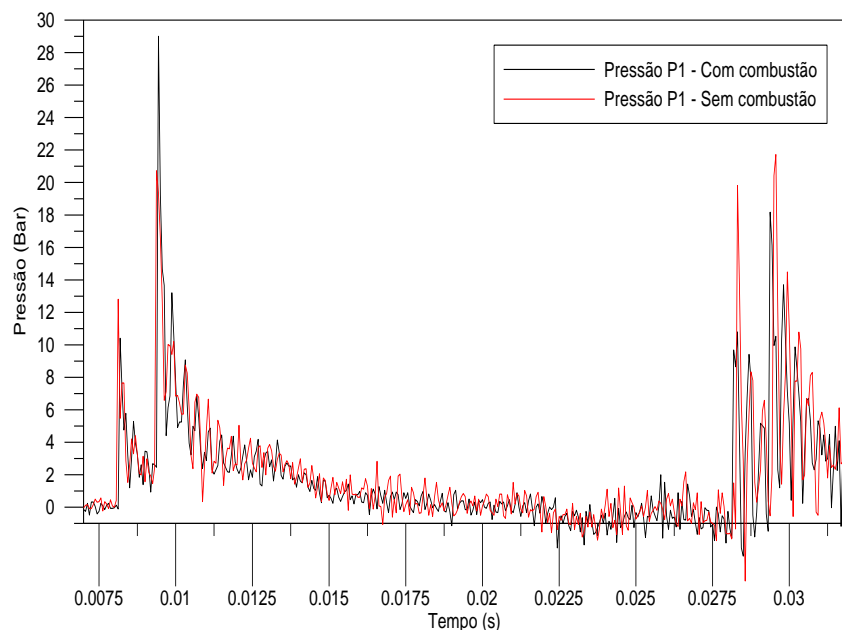


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

As Figuras 5.33 e 5.34 mostram as passagens dos choques incidentes e refletidos pelos sensores de pressão P1 e P2. Analisando as figuras não foi possível identificar com precisão o processo de combustão. A combustão foi evidenciada pela presença de fuligem no final dos ensaios.

A Figura 5.35 mostra a sobreposição de dois ensaios um com combustão e outro sem combustão nas mesmas condições iniciais de temperatura e pressão. Verifica-se que há uma grande semelhança dos ensaios no que se refere aos choques incidentes e refletidos não sendo possível identificar qualquer indicio de combustão. Sendo necessário aumentar ainda mais a taxa de aquisição.

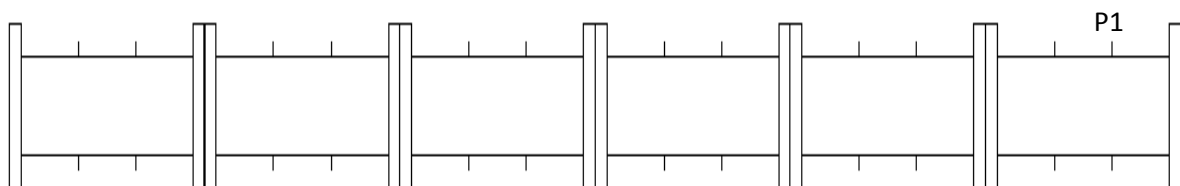
Figura 5.35 – Sobreposição dos testes com e sem combustão no intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Os próximos testes foram realizados com taxa de aquisição de 40000 Hz. Sendo a capacidade máxima da placa de aquisição de 48000 Hz, serão apresentados somente os dados do sensor P1 instalado no modulo final do Tubo de choque, conforme mostrado na Figura 5.36.

Figura 5.36 – Localização do sensor P1 no Tubo de Choque.

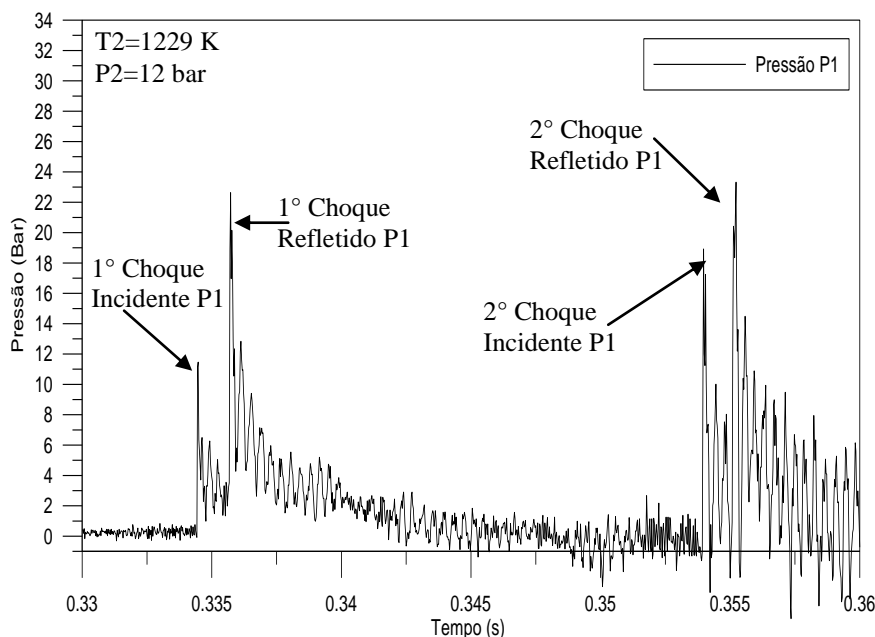


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Os testes sem combustão foram realizados nas seguintes condições iniciais: temperatura do ar na seção *Driver* 25°C (298 K), temperatura do ar na seção *Driven* de aproximadamente 130°C (403K) e pressão de rompimento do diafragma 32 e bar.

A Figura 5.37 apresenta o primeiro teste sem combustão em um intervalo de 30 milissegundos.

Figura 5.37 – Primeiro teste sem combustão em um intervalo de 30 milissegundos.



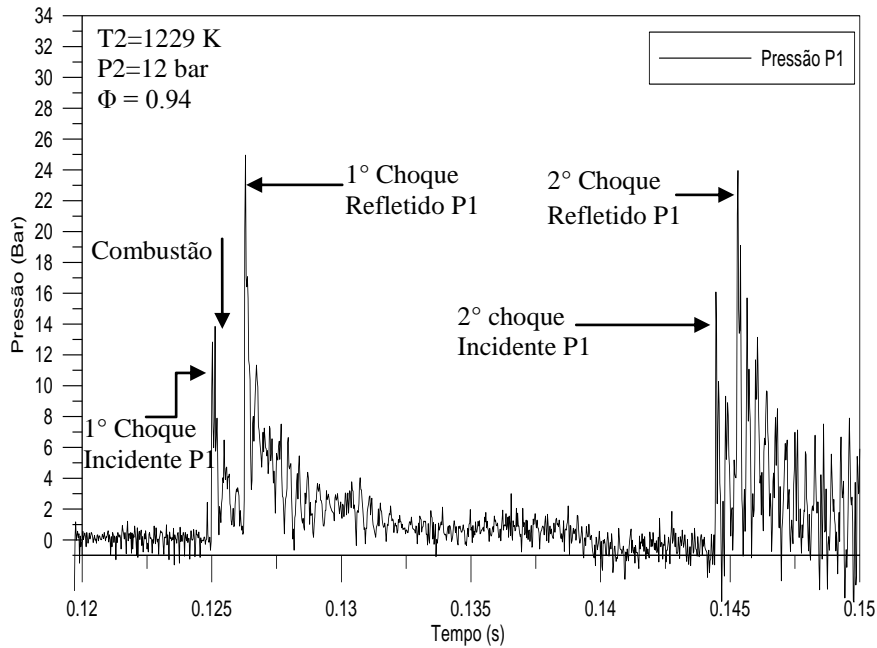
Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.37 destaca a passagem da onda de choque pelo sensor P1. Primeiro o choque incidente no instante de tempo (0.334950 s) depois de aproximadamente 1.2 milissegundos (0.336150 s) o sensor detecta a passagem da onda de choque refletida. Após 18.5 milissegundos, em relação ao primeiro choque incidente, o sensor detecta o segundo choque incidente (0.352950 s) e após 1.2 milissegundos detecta o segundo choque refletido (0.354150 s). Essas medições estão de acordo com a localização dos sensores no tubo velocidade de propagação das ondas incidentes e refletidas mostrada na Tabela 4.1.

Os ensaios com combustão foram realizados com os seguintes combustíveis: Diesel S25 (25 p.p.m.), etanol aditivado com 5% de aditivo para aumentar o número de cetano, biodiesel B100 e Diesel de referência com número de cetano conhecido ($52,4 \pm 2$). Esses testes foram realizados nas seguintes condições iniciais: temperatura do ar na seção *Driver* 25 °C (298 K), temperatura da mistura ar combustível na seção *Driven* 110 a 130 °C (383 a 403 K), pressão de rompimento do diafragma 32 bar e pressão de injeção do combustível de 300 bar.

A Figura 5.38 apresenta o primeiro teste com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.

Figura 5.38 – Primeiro teste com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.

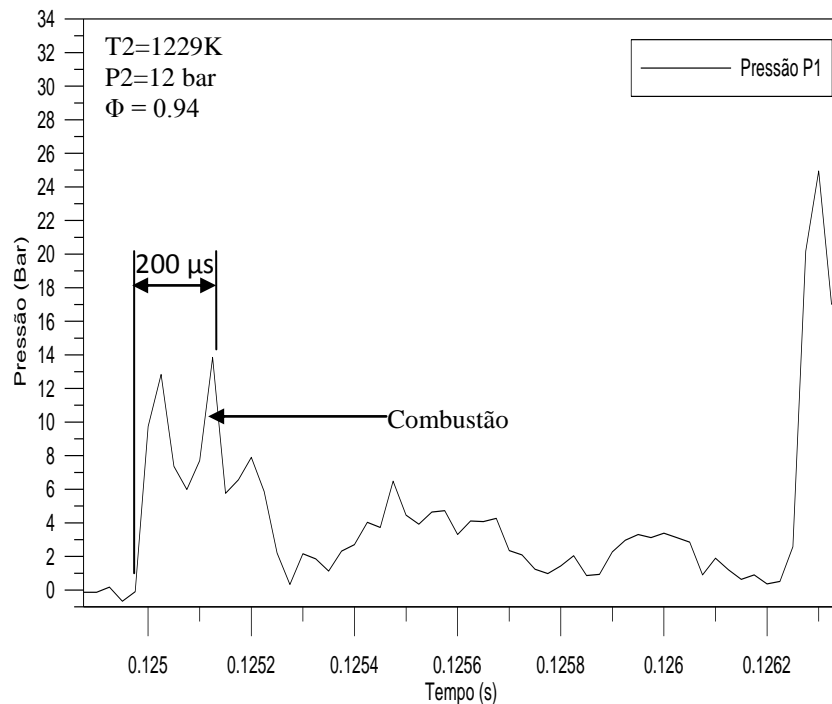


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Os resultados obtidos mostram que o sensor detecta a passagem da onda de choque incidente no instante de tempo (0.125025 s) e depois de aproximadamente 1.2 milissegundos (0.12630 s) o sensor detecta a passagem da onda de choque refletida. De acordo com a figura depois de aproximadamente 18.5 milissegundos, em relação ao primeiro choque incidente, o sensor detecta o segundo choque incidente (0.143752 s) e após 1.2 milissegundos detecta o segundo choque refletido (0.14587 s).

A Figura 5.39 apresenta detalhes do primeiro teste com Diesel S25 em um intervalo de 1.5 milissegundos.

Figura 5.39 – Detalhes do primeiro teste com Diesel S25 no intervalo de 1,5 milissegundos.



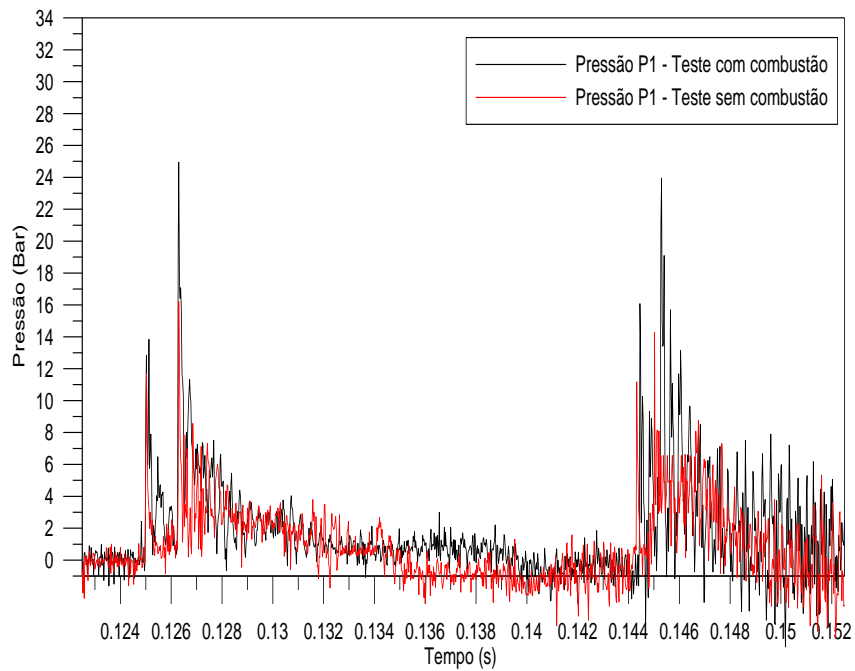
Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.39 mostra dois picos de pressão o primeiro refere se a passagem da onda de choque incidente pelo sensor P1, conforme comentado anteriormente e o segundo refere-se a autoignição da massa de ar e combustível, devido à passagem da onda de choque.

O tempo de retardo de ignição foi estimado em 200 μ s. O cálculo desse tempo levou em consideração o momento em que o sensor P1 começa a sentir a passagem da onda de choque (0.124950 s) e o pico final da combustão (0.125150 s).

A Figura 5.40 mostra a sobreposição do teste mostrado acima com um ensaio sem combustão nas mesmas condições iniciais de temperatura e pressão. Verifica se que há grande semelhança dos ensaios com e sem combustão, no que se refere aos choques incidentes e refletidos.

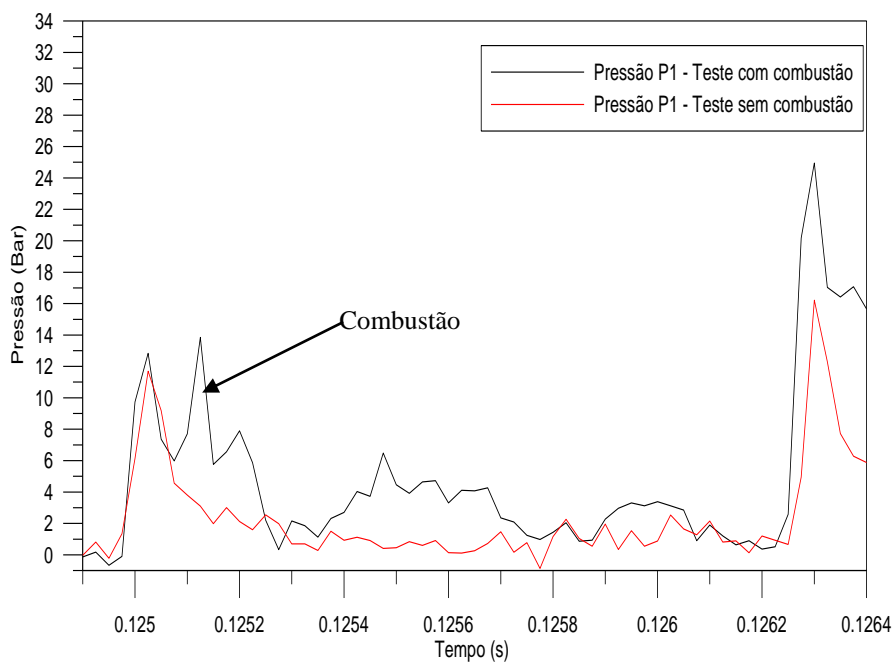
Figura 5.40 – Sobreposição dos testes com Diesel S25 e sem combustão em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.41 mostra a sobreposição mostrada acima em um intervalo de 1.5 milissegundos.

Figura 5.41 - Sobreposição dos testes com e sem combustão no intervalo de 1.5 milissegundos.



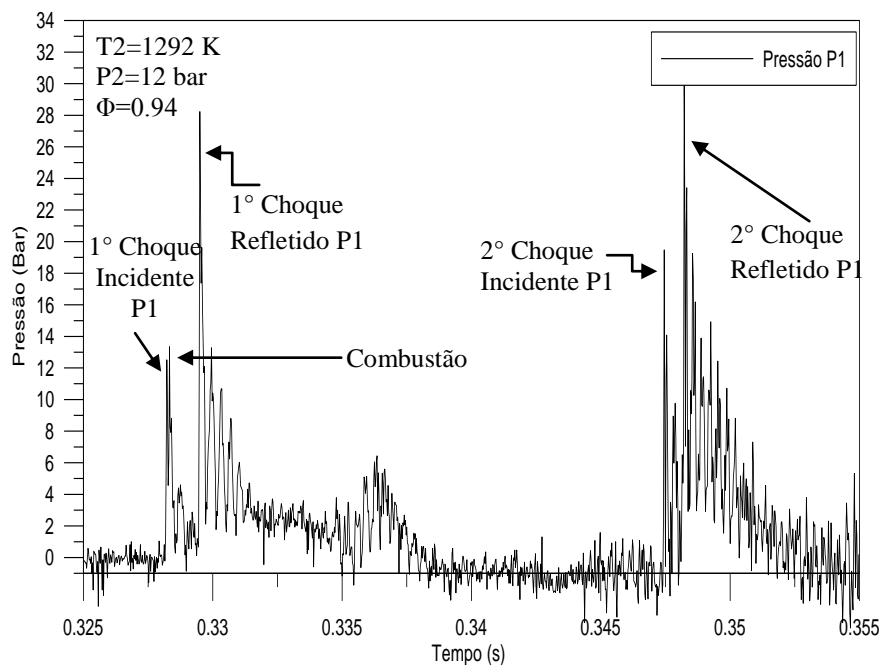
Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Analisado a Figura 5.41 conclui-se que o segundo pico de pressão na curva com combustão evidencia o momento da combustão, fato que foi observado em todos os ensaio com combustão e não foi notado nos ensaios sem combustão. Outra evidencia da combustão nos teste com combustão foi à presença de fuligem ao final de cada ensaio.

Os quatro testes que serão apresentados na sequencia foram realizados com S25 nas mesmas condições iniciais do primeiro ensaio. As considerações feitas para o primeiro teste serão validas para esses quatro testes.

A Figura 5.42 apresenta o segundo teste com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.

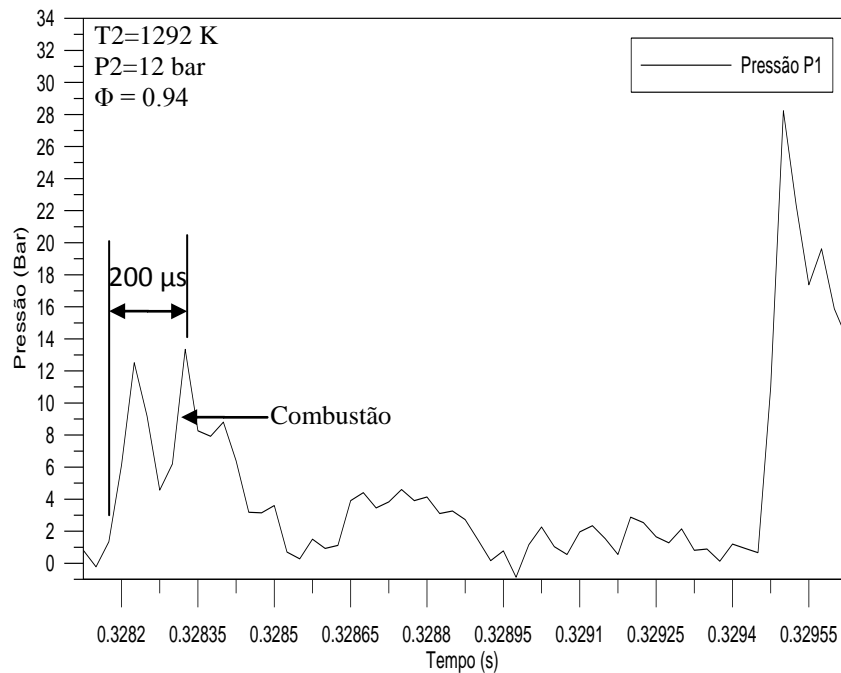
Figura 5.42 - Segundo teste com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.43 apresenta em um intervalo de 1.5 milissegundos detalhes do segundo teste.

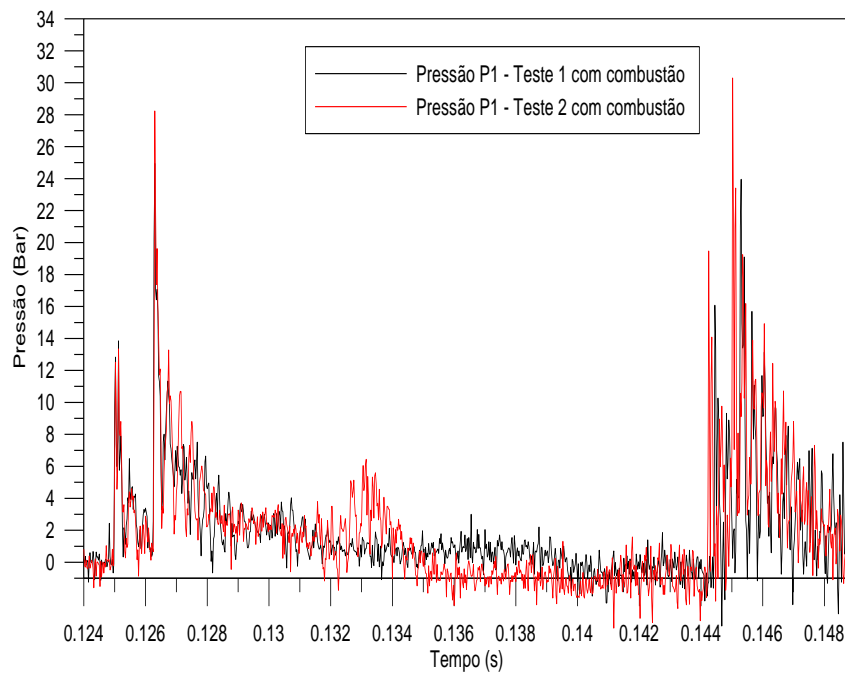
Figura 5.43 - Detalhes do segundo teste com Diesel S25 em um intervalo de 1,5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.44 mostra sobreposição dos dois primeiros ensaios realizados com Diesel S25 em um intervalo de 25 milissegundos.

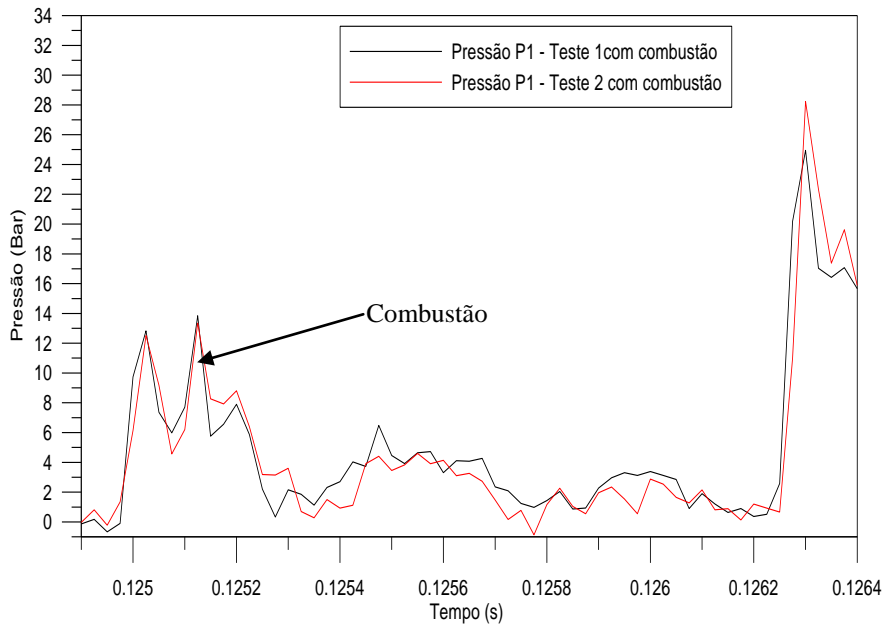
Figura 5.44 – Comparativo do primeiro e segundo testes com combustão Diesel S25.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.45 mostra sobreposição dos dois primeiros ensaios realizados com Diesel S25 em um intervalo de 1.5 milissegundos.

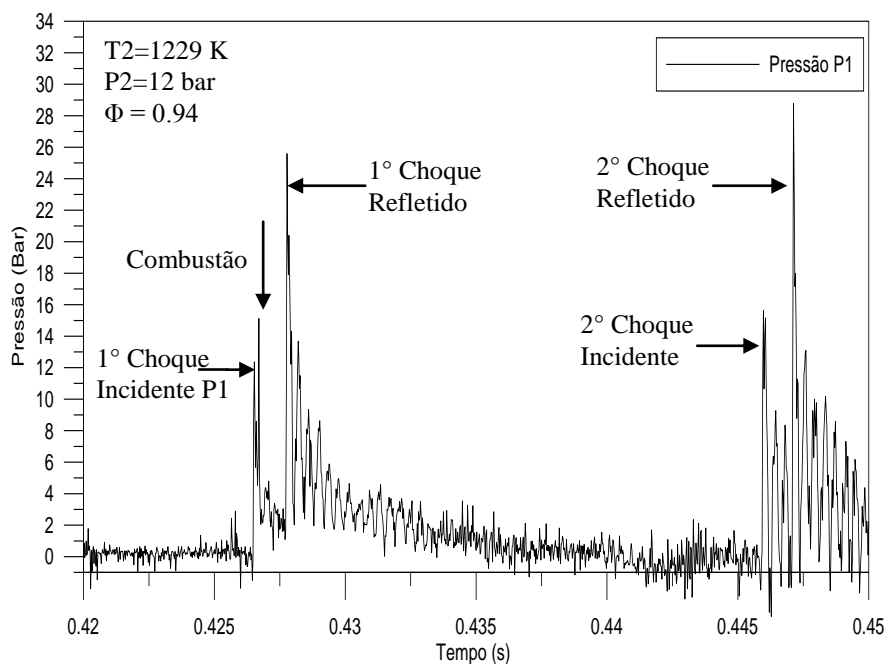
Figura 5.45 - Comparativo do primeiro e segundo testes com Diesel S25.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.46 apresenta o terceiro teste realizado com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.

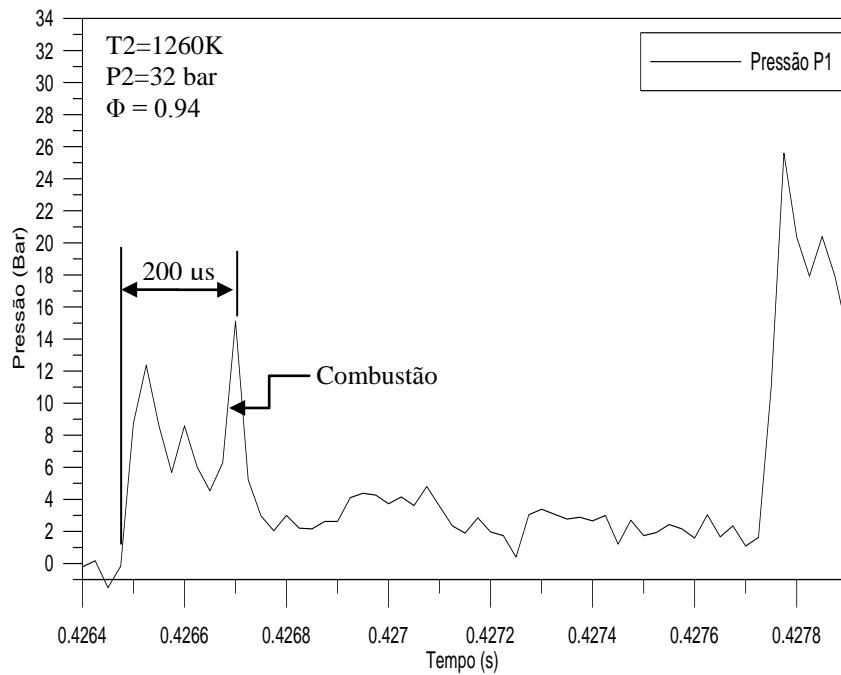
Figura 5.46 - Terceiro teste com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013)

A Figura 5.47 apresenta em um intervalo de 1.5 milissegundos detalhes do terceiro ensaio.

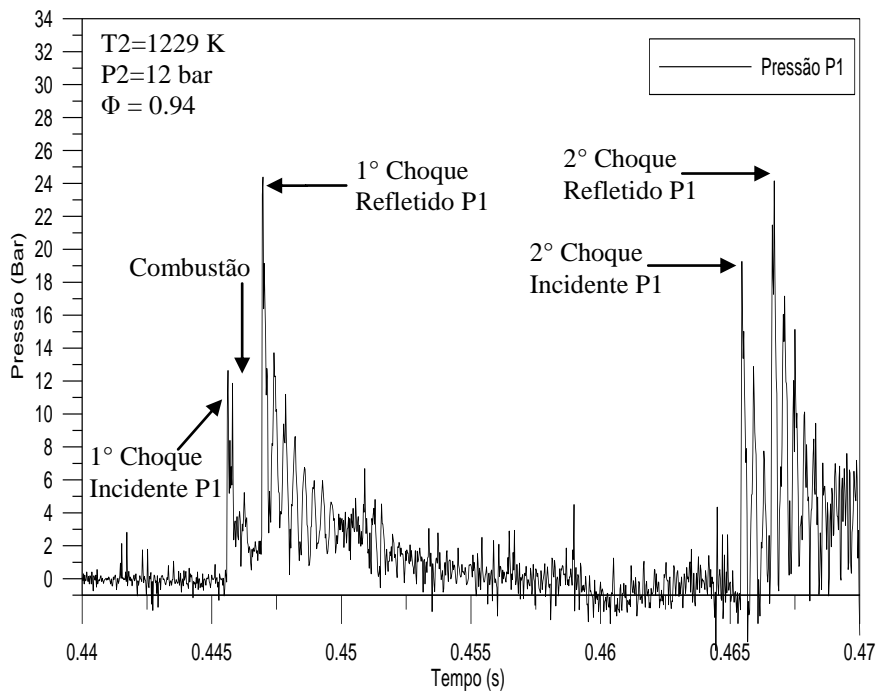
Figura 5.47 - Detalhes do terceiro teste com Diesel S25 em um intervalo de 1.5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.48 apresenta o quarto teste realizado com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.

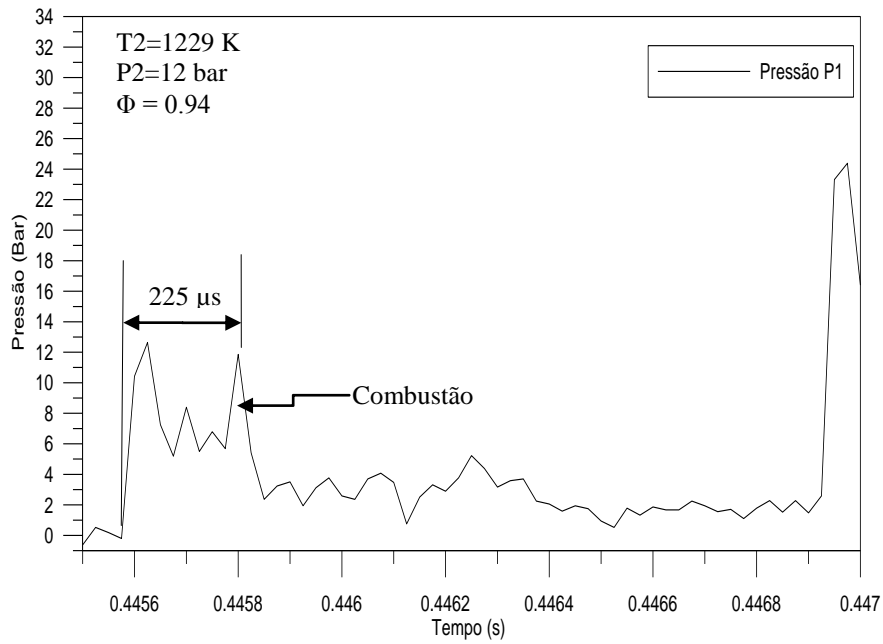
Figura 5.48 - Quarto teste com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.49 apresenta em um intervalo de 1.5 milissegundos detalhes do quarto ensaio.

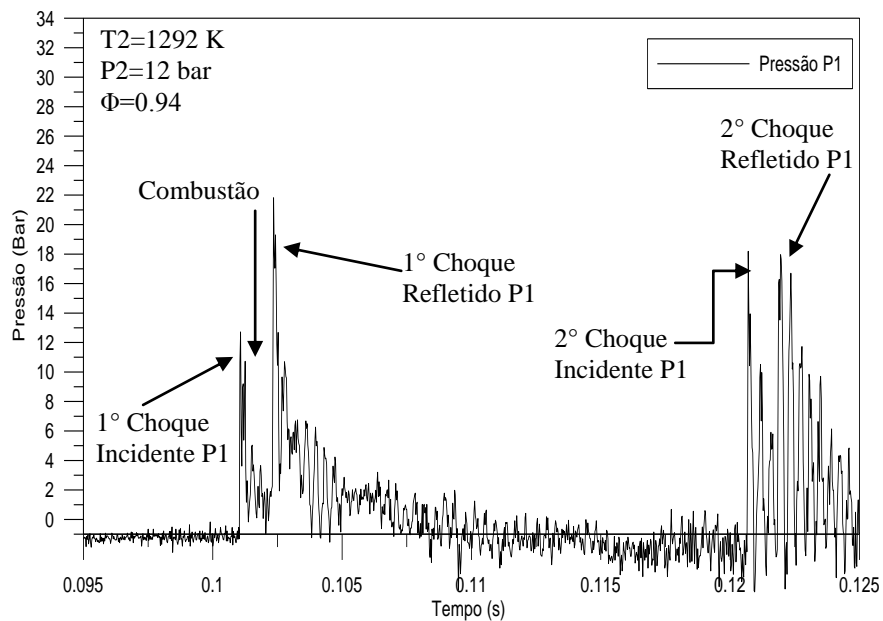
Figura 5.49 - Detalhes do quarto teste com Diesel S25 em um intervalo de 1,5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.50 apresenta o quinto teste realizado com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.

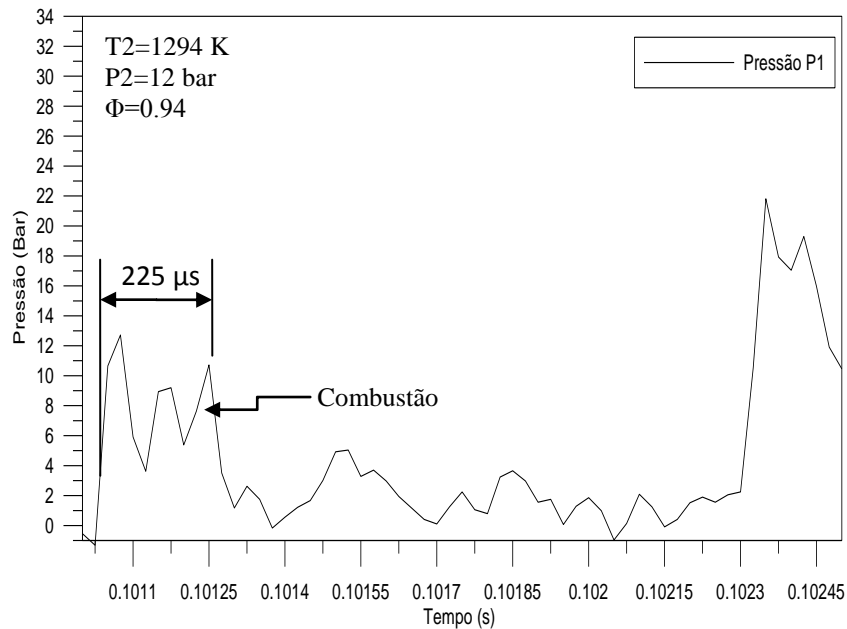
Figura 5.50 - Quinto teste com Diesel S25 em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.51 apresenta detalhes do quinto teste com Diesel S25 em um intervalo de 1.5 milissegundos.

Figura 5.51 - Detalhes do quinto teste com Diesel S25 em um intervalo de 1,5 milissegundos.

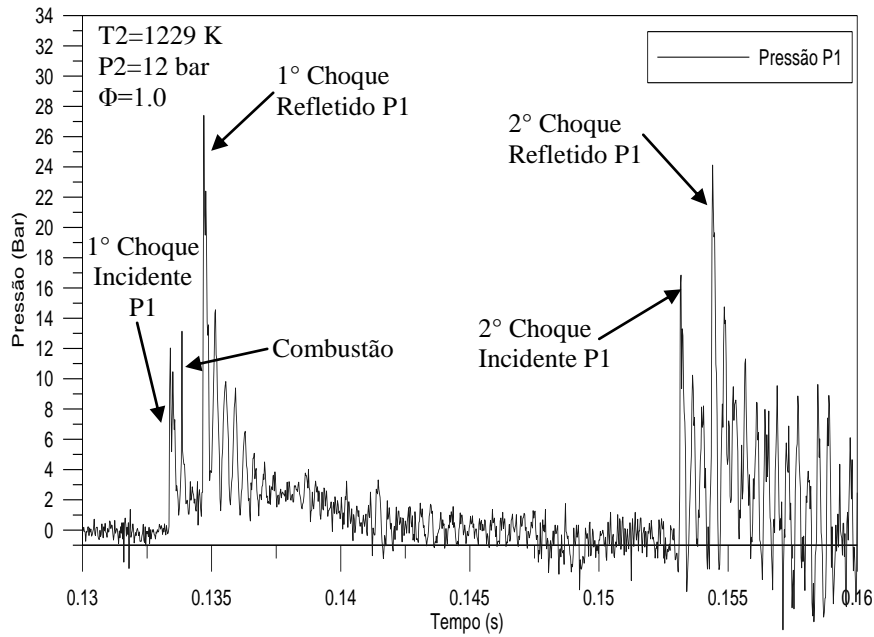


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Os tempos de retardo de ignição medidos para o Diesel S25 variaram de 200 a 225 μ s, conforme mostrado nos gráficos anteriores. Esses valores encontram-se na mesma ordem de grandeza quando comparado com outros trabalhos. O trabalho realizado por Hanson em 2007 na Universidade de Stanford apresentou valores que variaram de 100 a 1000 μ s. Tevelde e Spadaccini em 1982 encontraram valores que variaram de 1000 a 1500 μ s.

A Figura 5.52 mostra o primeiro teste com etanol com 5% de aditivo em um intervalo de 30 milissegundos.

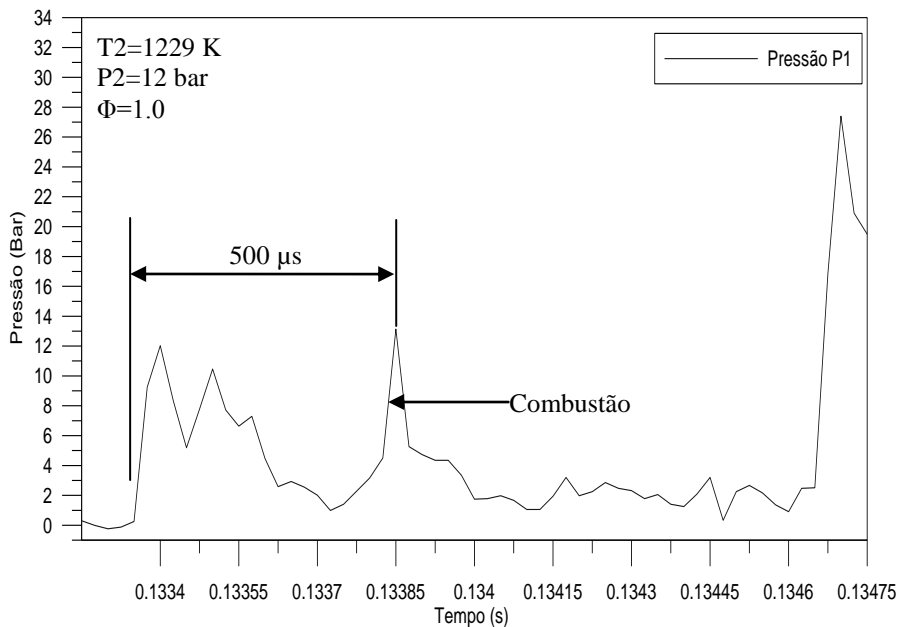
Figura 5.52 - Primeiro teste com etanol aditivado em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.53 apresenta detalhes do primeiro teste com etanol aditivado em um intervalo de 1.5 milissegundos.

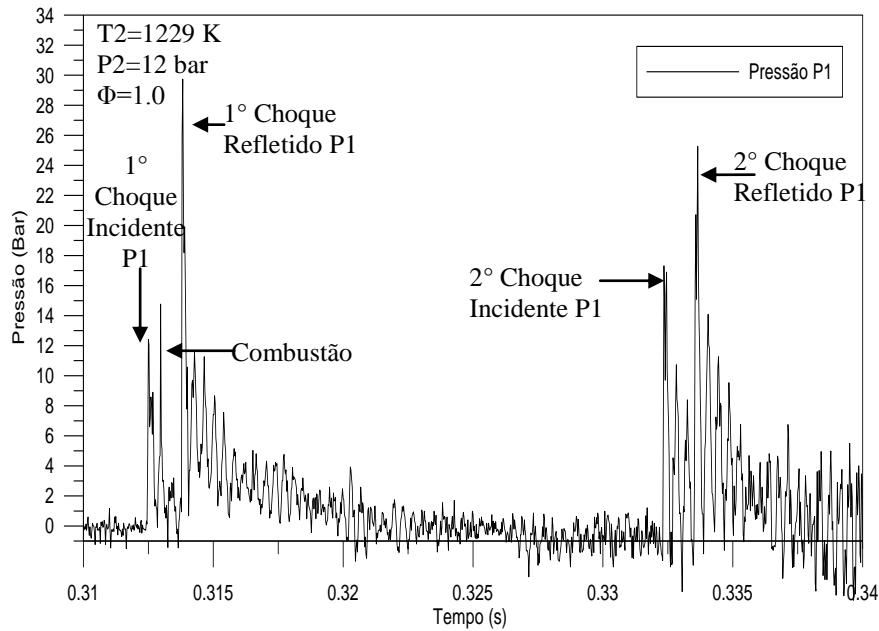
Figura 5.53 - Detalhes do primeiro teste com etanol aditivado em um intervalo de 1,5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.54 mostra o segundo teste com etanol com 5% de aditivo em um intervalo de 30 milissegundos.

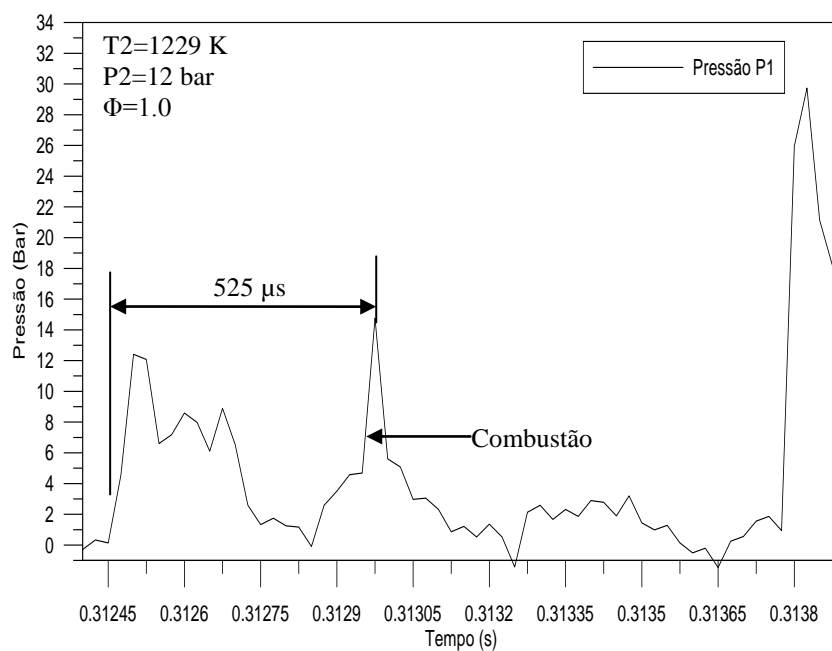
Figura 5.54 - Segundo teste com etanol aditivado em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.55 apresenta detalhes do segundo teste com etanol aditivado em um intervalo de 1.5 milissegundos.

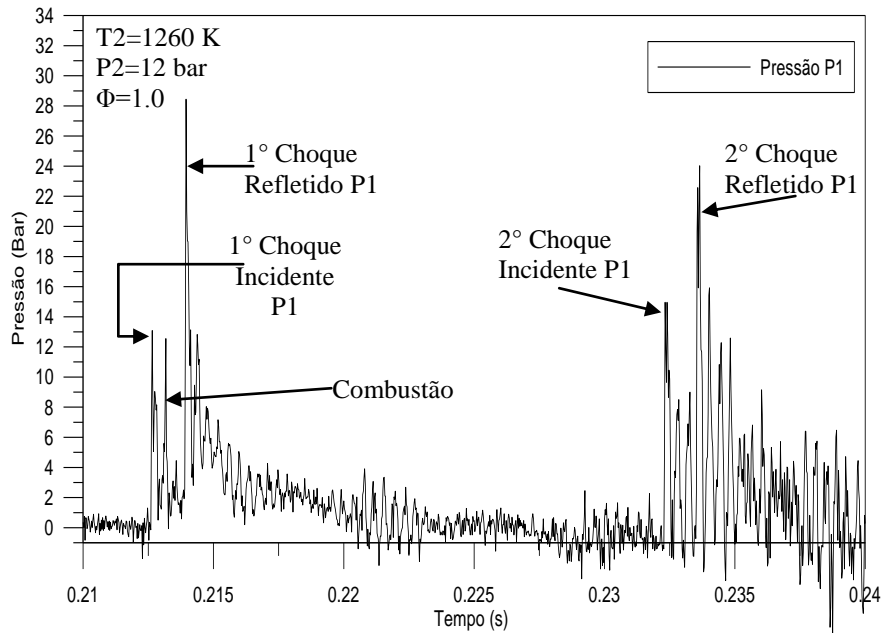
Figura 5.55 - Detalhes do segundo teste com etanol aditivado em um intervalo de 1,5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.56 mostra o terceiro teste com etanol com 5% de aditivo em um intervalo de 30 milissegundos.

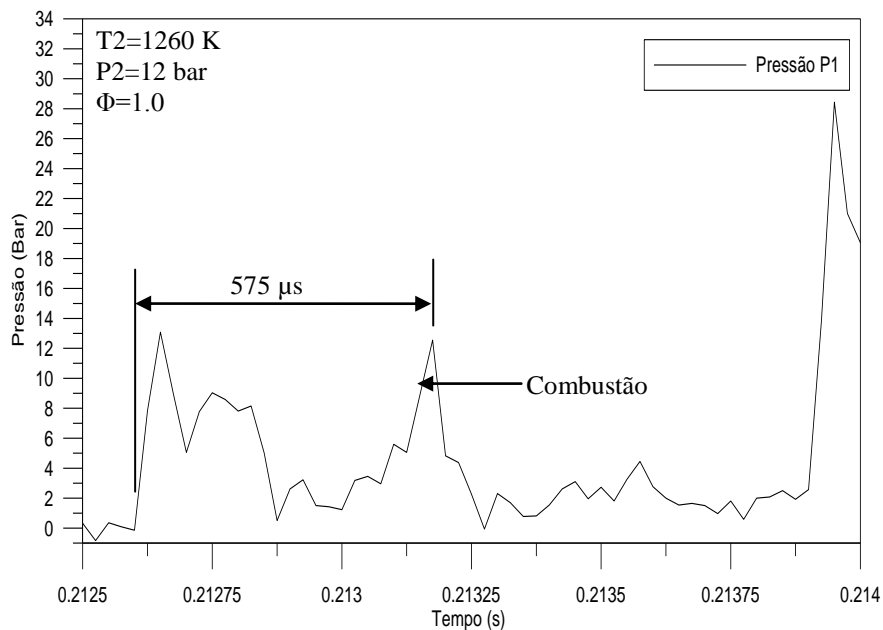
Figura 5.56 - Terceiro teste com etanol aditivado em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.57 apresenta detalhes do terceiro teste com etanol aditivado em um intervalo de 1.5 milissegundos.

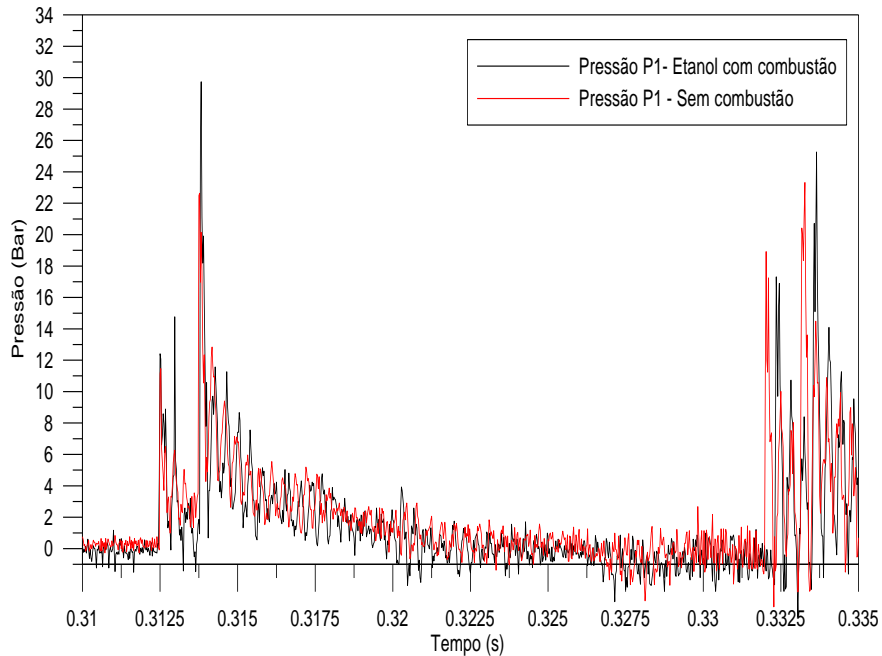
Figura 5.57 - Detalhes do terceiro teste com etanol aditivado em um intervalo de 1,5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.58 mostra a sobreposição do segundo teste com etanol aditivado e um teste sem combustão.

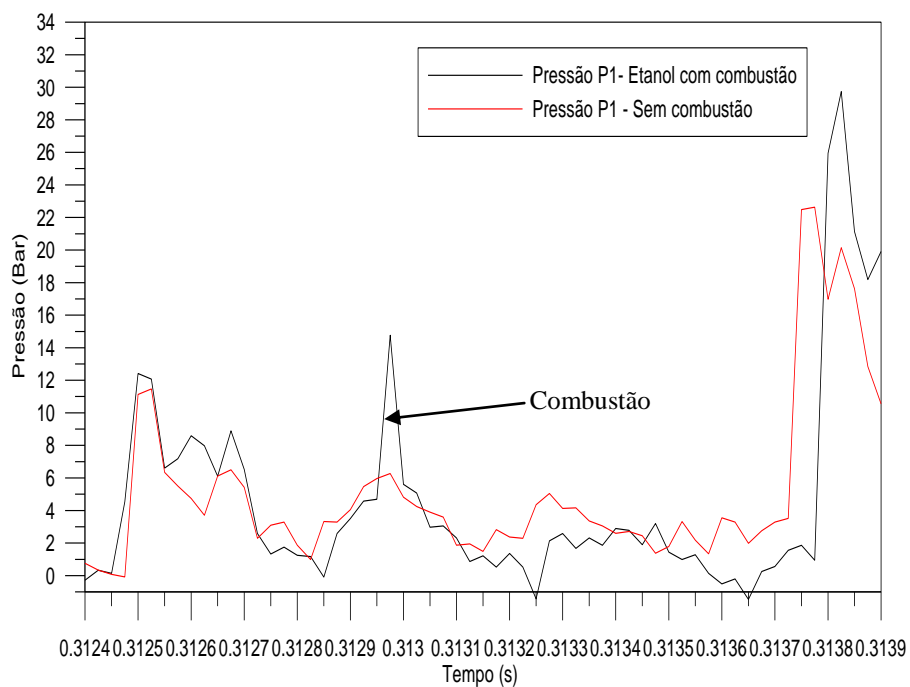
Figura 5.58 – Sobreposição do segundo teste do etanol aditivado e um teste sem combustão.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.59 mostra a sobreposição mostrada acima em um intervalo de 1.5 milissegundos.

Figura 5.59 – Detalhes da sobreposição do segundo teste do etanol aditivado e o teste sem combustão.



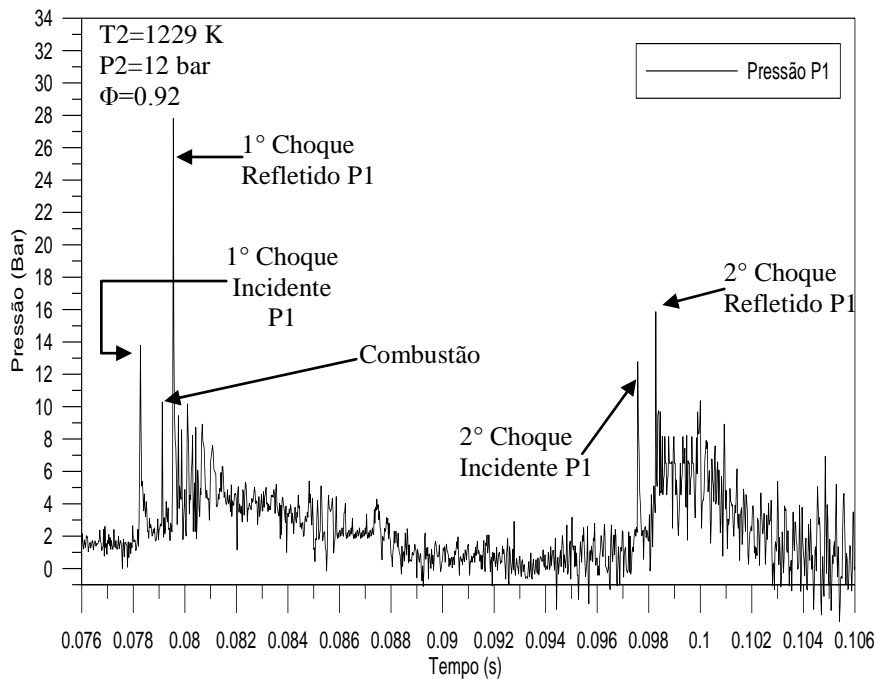
Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.59 mostra a sobreposição do segundo teste com etanol aditivado e outro sem combustão. O pico de pressão na curva com combustão evidencia o momento da combustão. Nos testes com etanol não foi observado resíduos de fuligem, como observado nos testes com Diesel S25.

Os tempos retardos de ignição medidos para etanol com 5% de aditivo para aumentar o número de cetano variaram de 500 a 575 μ s. Não foi encontrada nenhuma literatura que abordasse teste em Tubo de Choque com etanol aditivado. Cancino, em 2009, realizou trabalhos com etanol puro e etanol com iso octano, conforme abordado na seção 3.6.1 da revisão bibliográfica.

A Figura 5.60 mostra o primeiro teste com biodiesel B100 em um intervalo de 30 milissegundos.

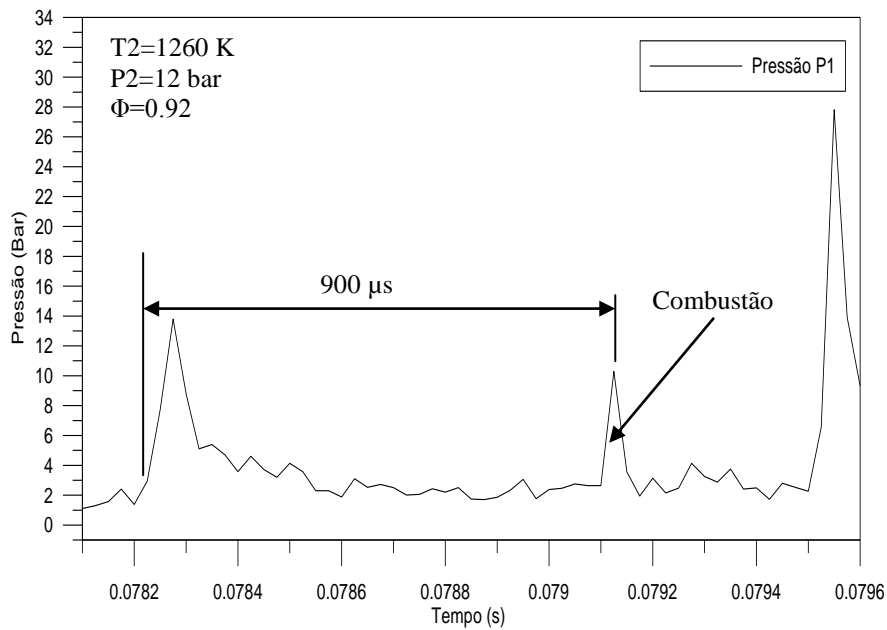
Figura 5.60 - Primeiro teste com biodiesel B100 em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.61 apresenta em um intervalo de 1.5 milissegundos detalhes do primeiro ensaio com biodiesel B100.

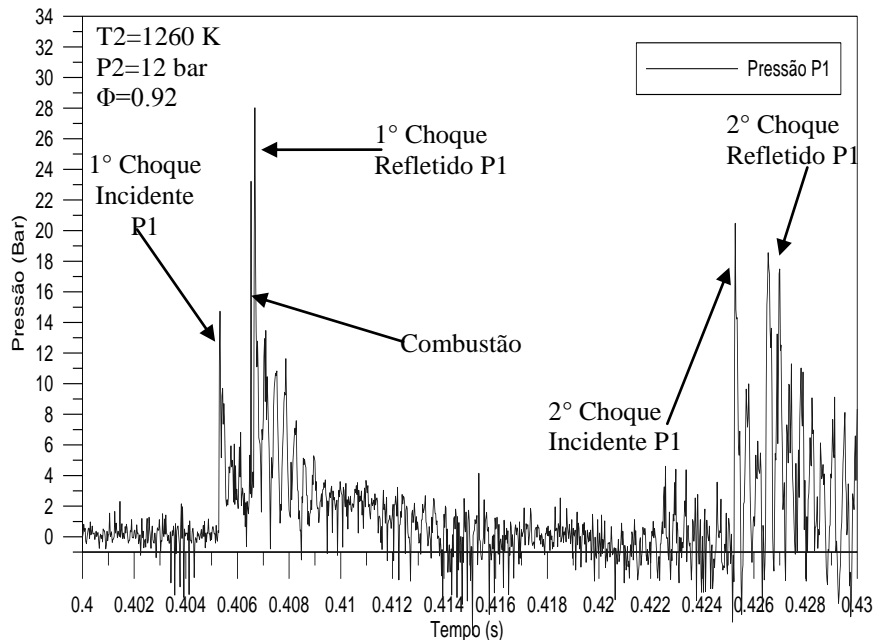
Figura 5.61 - Detalhes do primeiro teste com biodiesel B100 em um intervalo de 1,5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.62 mostra o segundo teste com biodiesel B100 em um intervalo de 30 milissegundos.

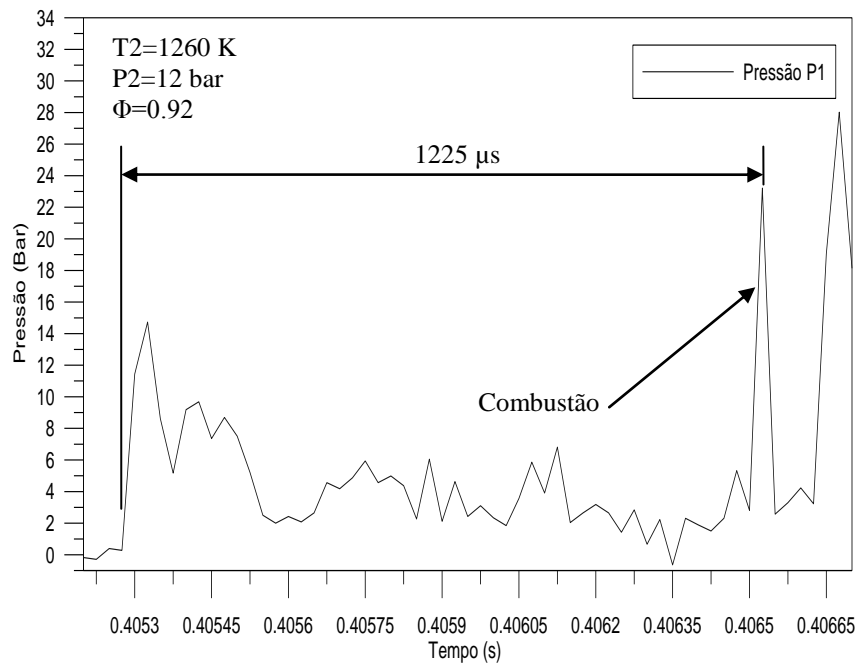
Figura 5.62 - Segundo teste com biodiesel B100 em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.63 apresenta detalhes do segundo teste com biodiesel B100 em um intervalo de 1,5 milissegundos.

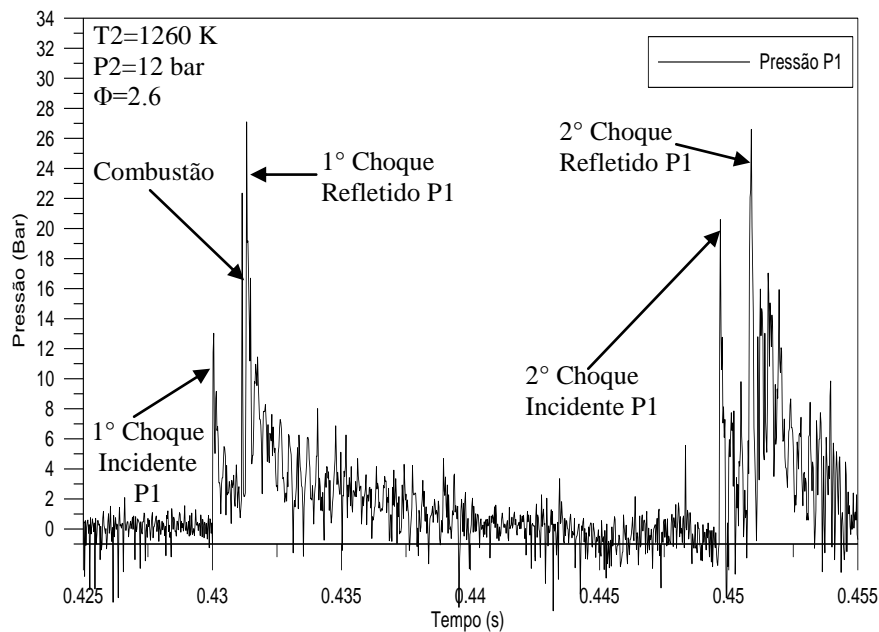
Figura 5.63 - Detalhes do segundo teste com biodiesel B100 em um intervalo de 1,5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.64 mostra o terceiro teste com biodiesel B100 em um intervalo de 30 milissegundos.

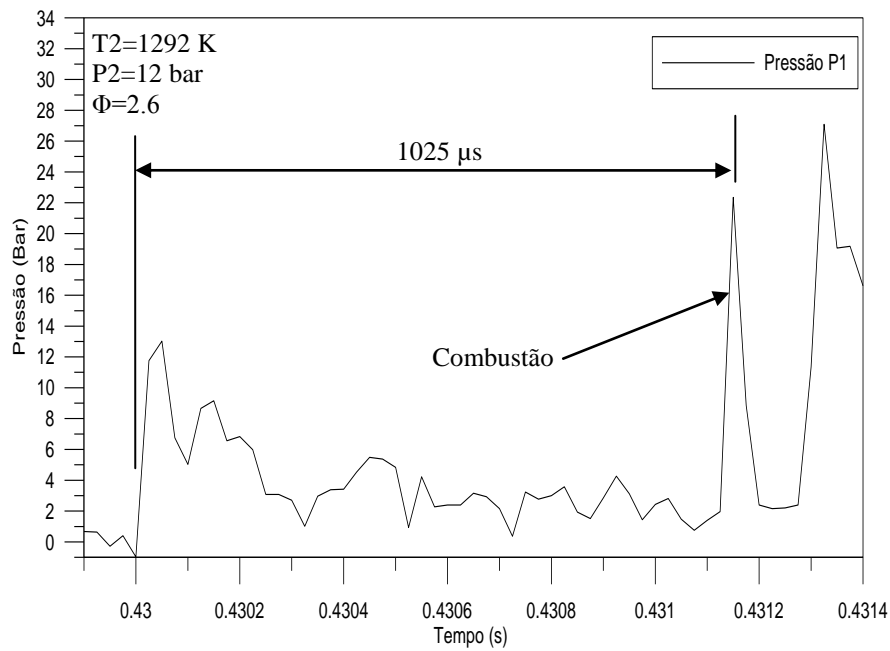
Figura 5.64 - Terceiro teste com biodiesel em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.65 apresenta detalhes do terceiro teste com biodiesel B100 em um intervalo de 1.5 milissegundos.

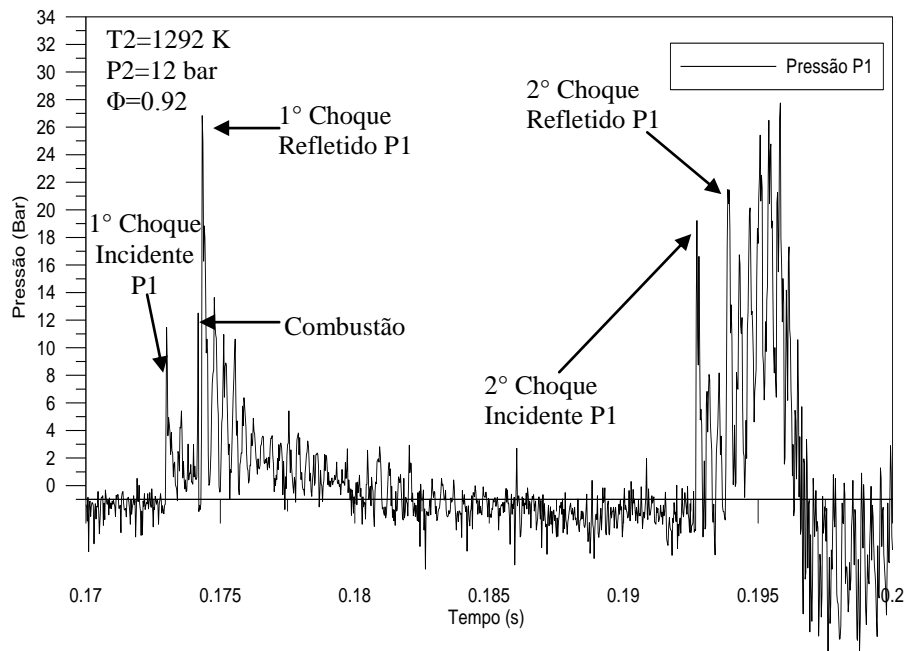
Figura 5.65 - Detalhes do terceiro teste com biodiesel B100 em um intervalo de 1,5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.66 mostra o quarto teste com biodiesel B100 em um intervalo de 30 milissegundos.

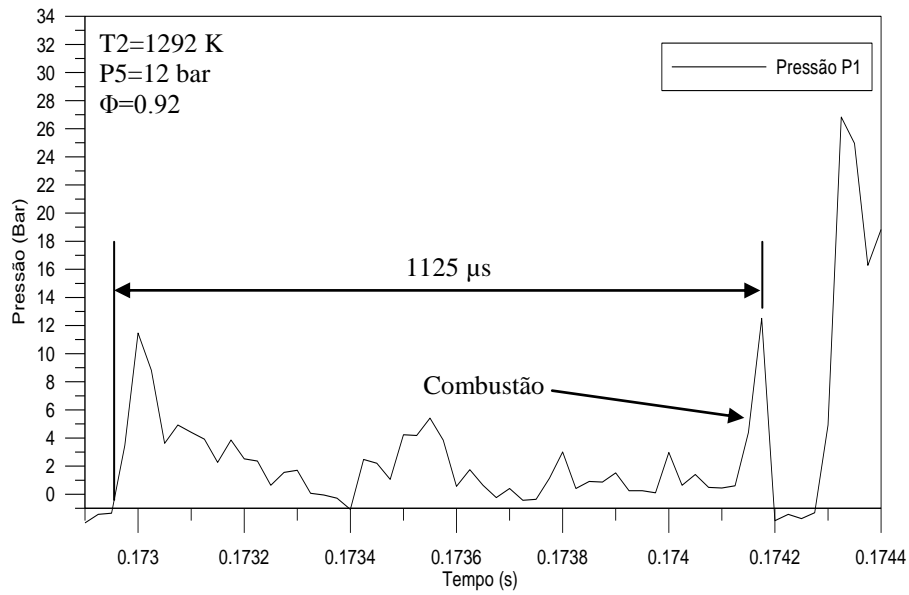
Figura 5.66 - Quarto teste com biodiesel em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.67 apresenta detalhes do quarto teste com biodiesel B100 em um intervalo de 1.5 milissegundos.

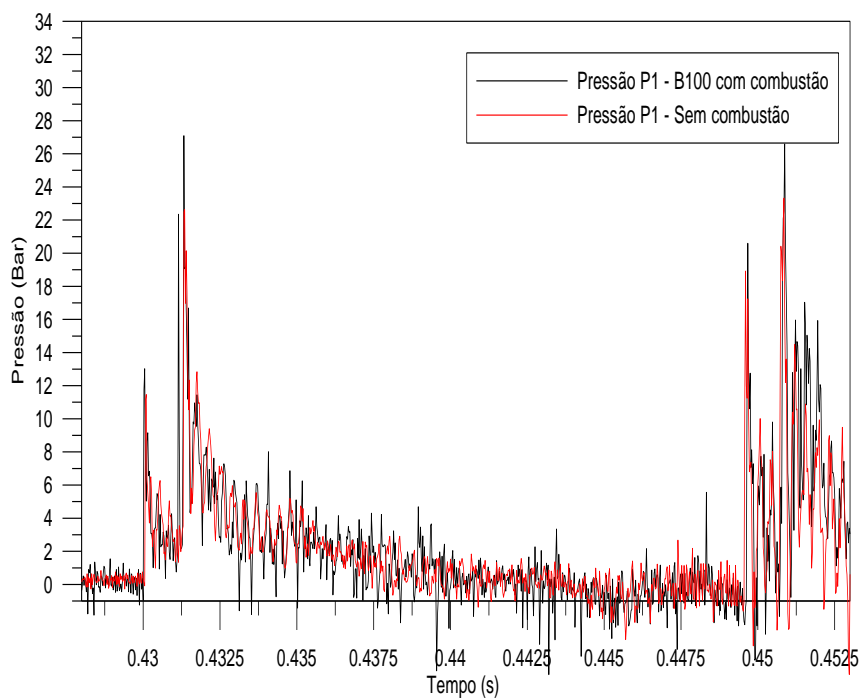
Figura 5.67 - Detalhes do quarto teste com biodiesel B100 em um intervalo de 1,5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.68 mostra a sobreposição do terceiro teste com biodiesel B100 e o teste sem combustão.

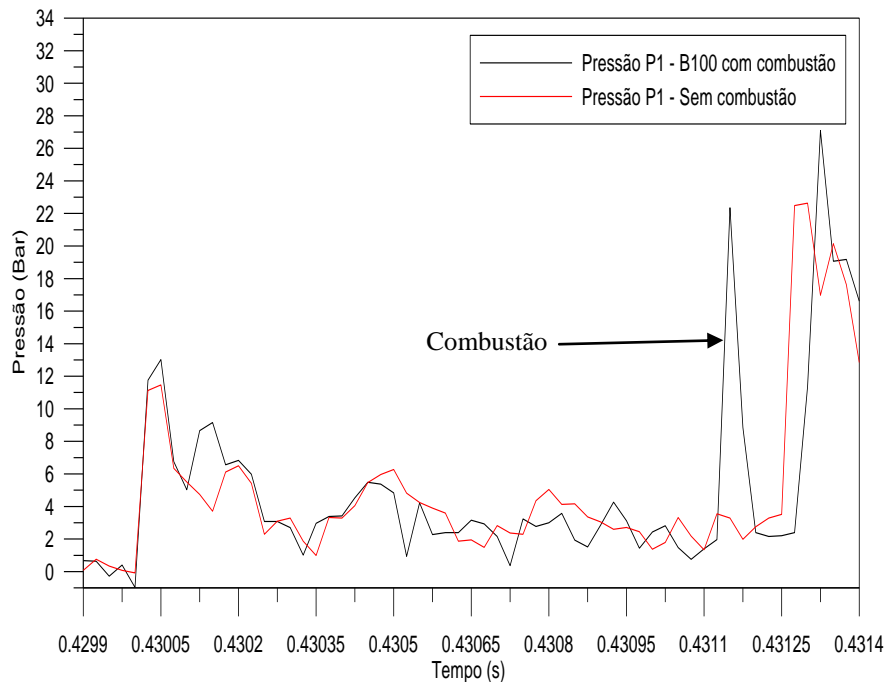
Figura 5.68 – Sobreposição dos testes com biodiesel B100 e o teste sem combustão.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.69 mostra a sobreposição mostrada acima em um intervalo de 1.5 milissegundos.

Figura 5.69 - Sobreposição dos testes com Diesel B100 e o teste sem combustão no intervalo de 1.5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

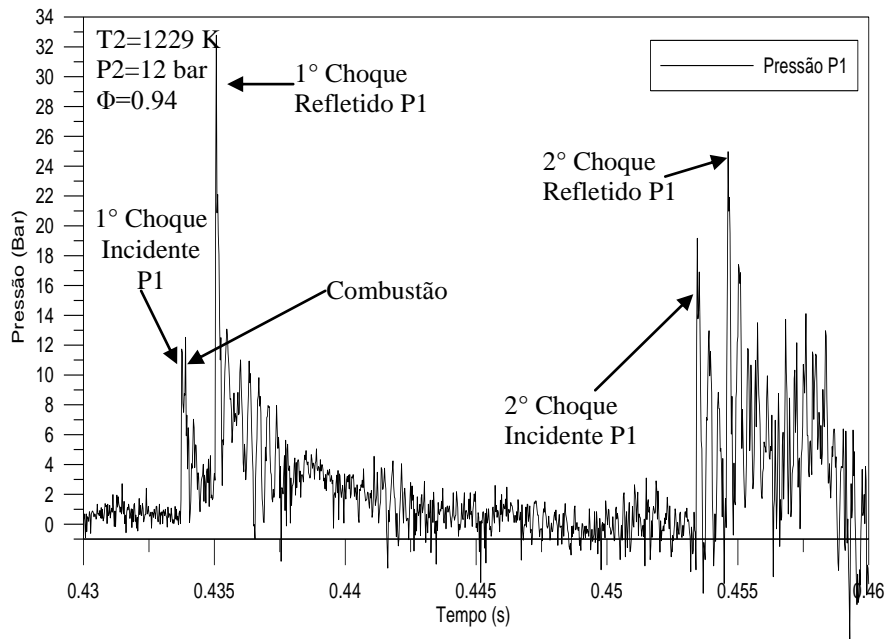
A Figura 5.69 mostra a comparação entre um teste sem combustão e outro com combustão utilizando o biodiesel B100 (óleo de soja Linoleico). O pico de pressão na curva com combustão evidencia o momento da combustão. Outra evidencia da combustão nos teste com combustão foi à presença de fuligem ao final dos ensaios.

Estima se que o número de cetano do B100 varia de 38 a 44. Em função desses baixos valores era esperado encontrar maiores tempos de retardo do que foi encontrado nos testes com Diesel que possui números de cetano variando 48 a 54.

Os tempos de retardos de ignição medidos para o biodiesel B100 variaram de 900 a 1225 μ s. Campbell, Davidson, Hanson and Westbrook em 2012 encontraram tempos de retardo de ignição para o Metil Oleatê e Metil Linoleato da ordem de 1000 a 10000 μ s. O terceiro teste foi realizado com uma razão de equivalência de 2.6, o que mostra que o tempo de retardo de ignição foi insensível com a variação desse parâmetro, já que o tempo de retardo encontra se próximo dos testes realizado com razão de equivalência de 0.92.

A Figura 5.70 mostra o primeiro teste com Diesel de referência em um intervalo de 30 milissegundos.

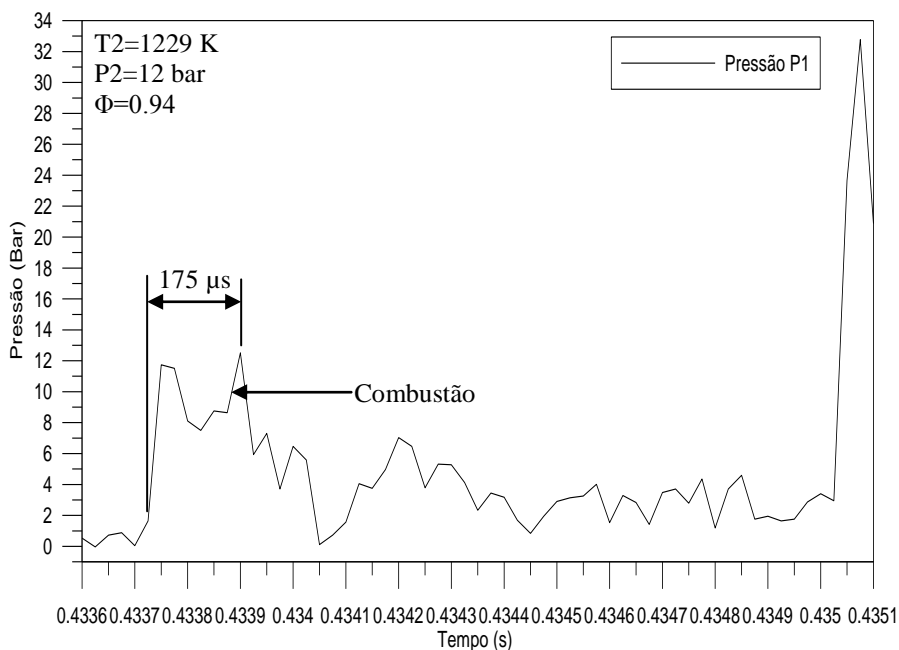
Figura 5.70 - Primeiro teste com Diesel de referência em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.71 apresenta detalhes do primeiro teste com Diesel de referência em um intervalo de 1,5 milissegundos.

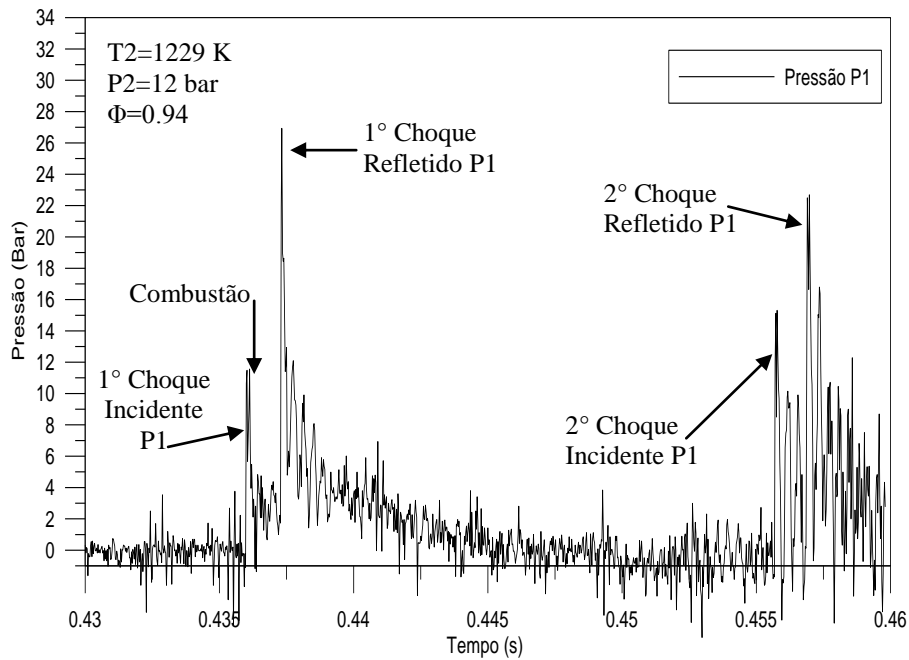
Figura 5.71 - Detalhe do primeiro teste com Diesel de referência em um intervalo de 1,5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.72 mostra o segundo teste com Diesel de referência em um intervalo de 30 milissegundos.

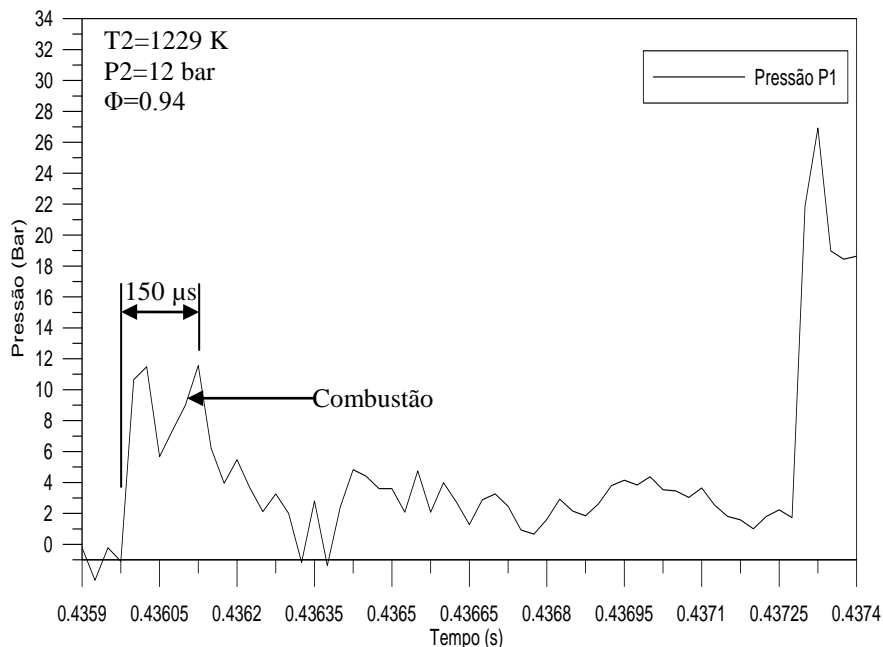
Figura 5.72 – Segundo teste com Diesel de referência em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.73 apresenta detalhes do segundo teste com Diesel de referência em um intervalo de 1.5 milissegundos.

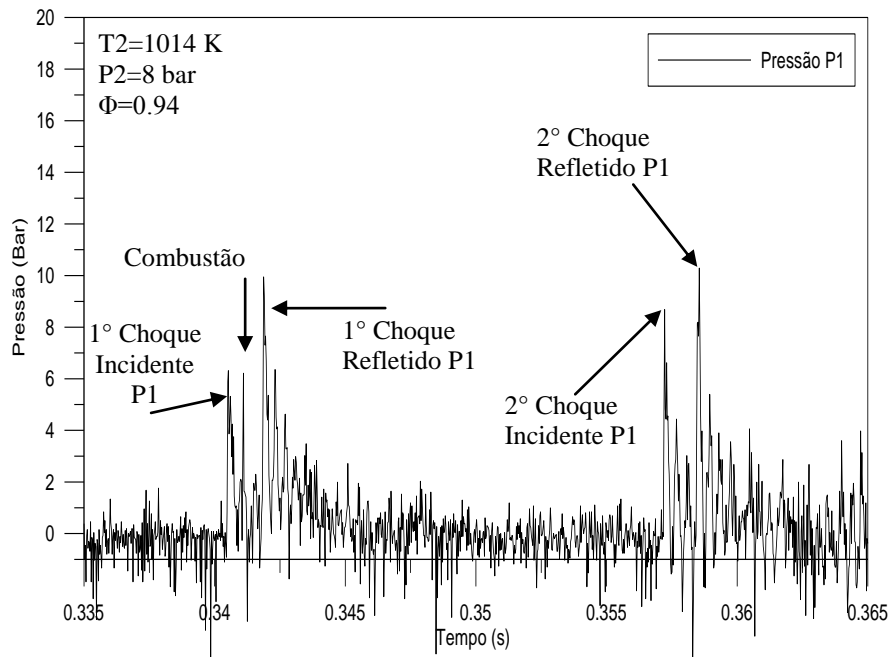
Figura 5.73 - Detalhe do segundo teste com Diesel referência em um intervalo de 1,5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.74 mostra o terceiro teste com Diesel de referência em um intervalo de 30 milissegundos.

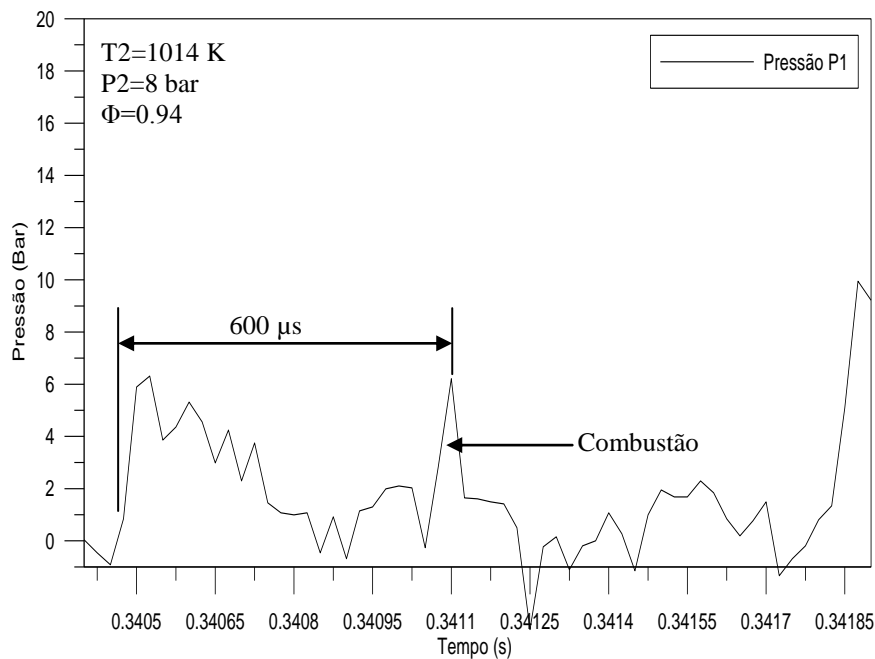
Figura 5.74 – Terceiro teste com Diesel de referência em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.75 apresenta detalhes do terceiro teste com Diesel de referência em um intervalo de 1.5 milissegundos.

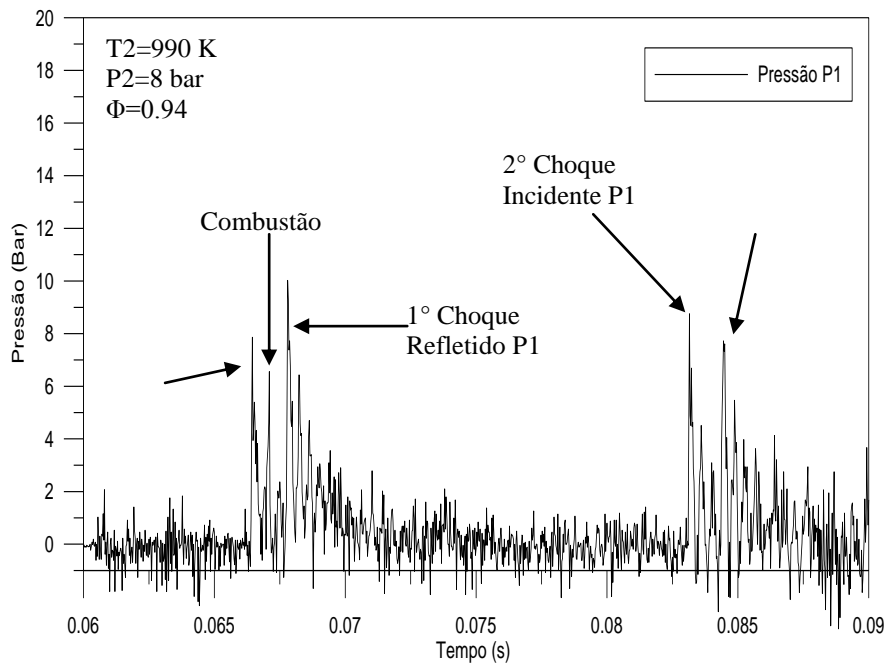
Figura 5.75 - Detalhe do terceiro teste com Diesel referência em um intervalo de 1,5 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.76 mostra o quarto teste com Diesel de referência em um intervalo de 30 milissegundos.

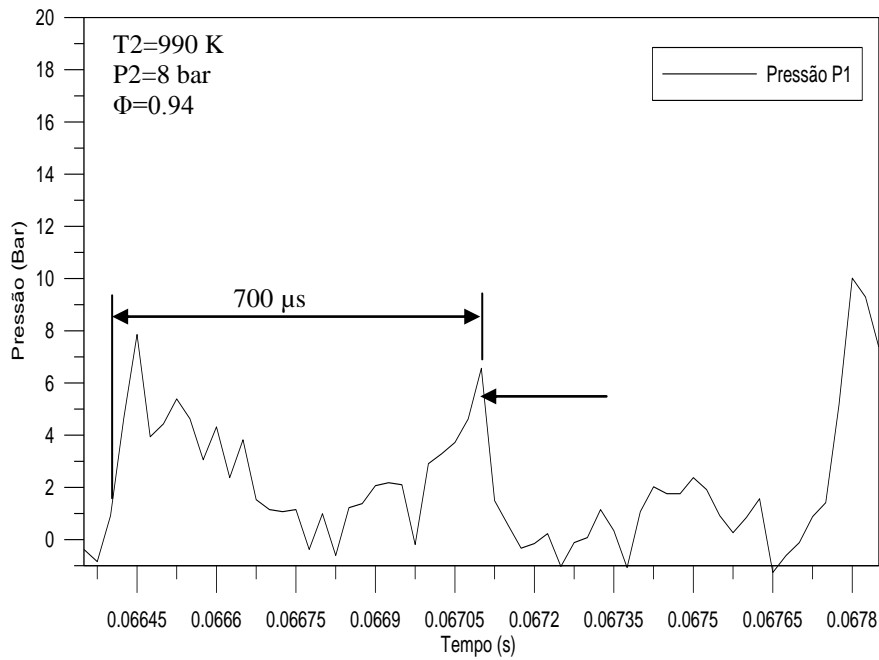
Figura 5.76 – Quarto teste com Diesel de referência em um intervalo de 30 milissegundos.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.77 apresenta detalhes do quarto teste com Diesel de referência em um intervalo de 1.5 milissegundos.

Figura 5.77 - Detalhe do quarto teste com Diesel referência em um intervalo de 1,5 milissegundos.

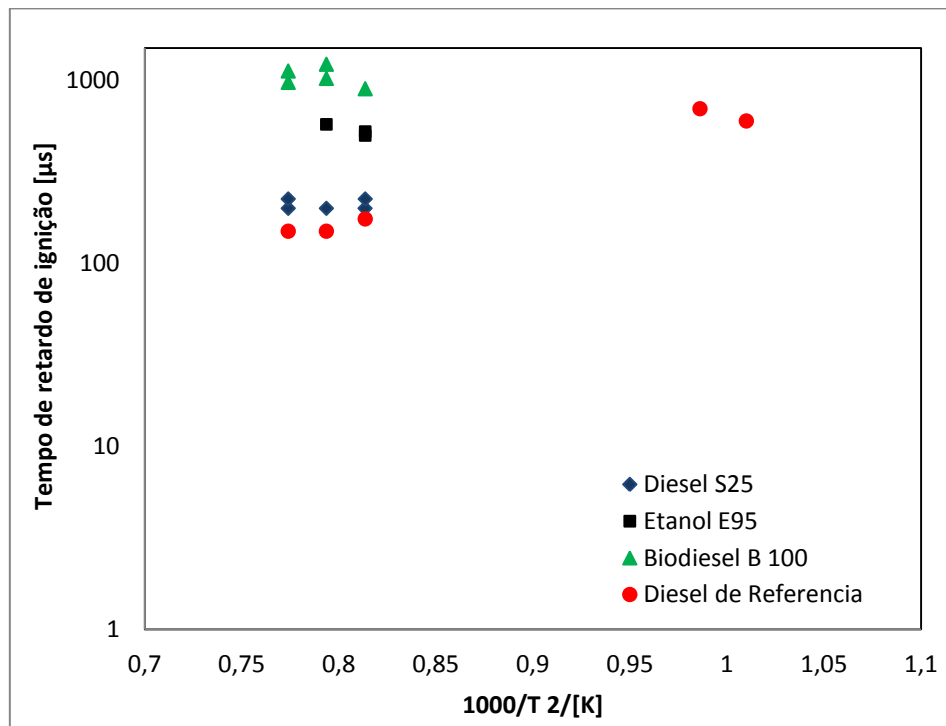


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

Os tempos de retardo medidos para o Diesel de referência variaram de 150 a 175 μs para choque incidente de 12 bar e 600 a 700 μs para choque de 8 bar. Já era esperado se obtiver nos testes com Diesel de referência menores tempos de retardo do que os encontrados no Diesel S25 e biodiesel B100. Em relação ao S25, o Diesel de referência apresenta menor porcentagem de enxofre e consequentemente apresenta maior número de cetano e menor tempo de retardo de ignição. Em relação ao biodiesel B100, o Diesel de referência possui maior número de cetano $52,4 \pm 2$ contra 41 ± 3 .

A Figura 5.78 apresenta os tempos de retardo de ignição do Diesel S25, Etanol com 5% de aditivo, biodiesel B100 e Diesel de referência em função da temperatura do choque.

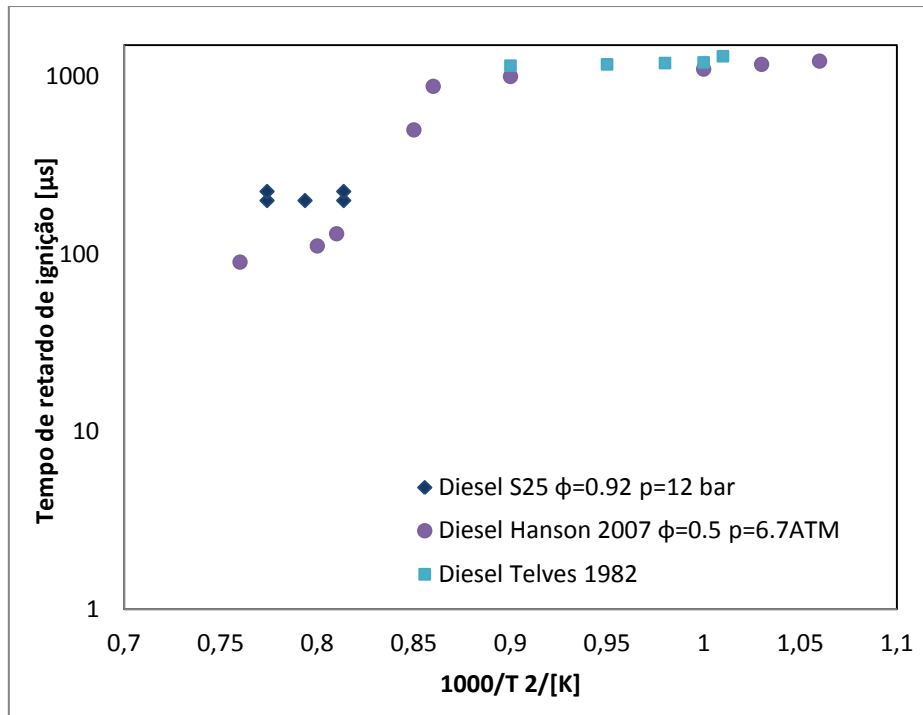
Figura 5.78 - Tempos de retardo de ignição do Diesel S25, Etanol com 5% de aditivo, biodiesel B100 e Diesel de referência em função da temperatura do choque.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.79 confronta os tempos de retardo de ignição do Diesel S25 medidos no presente trabalho com os tempos de Diesel medidos por Hanson em 2007 e Telves em 1982.

Figura 5.79 – Comparação dos tempos de retardo de ignição do Diesel S25 com o Diesel medido por Hanson em 2007 e Telves em 1982.

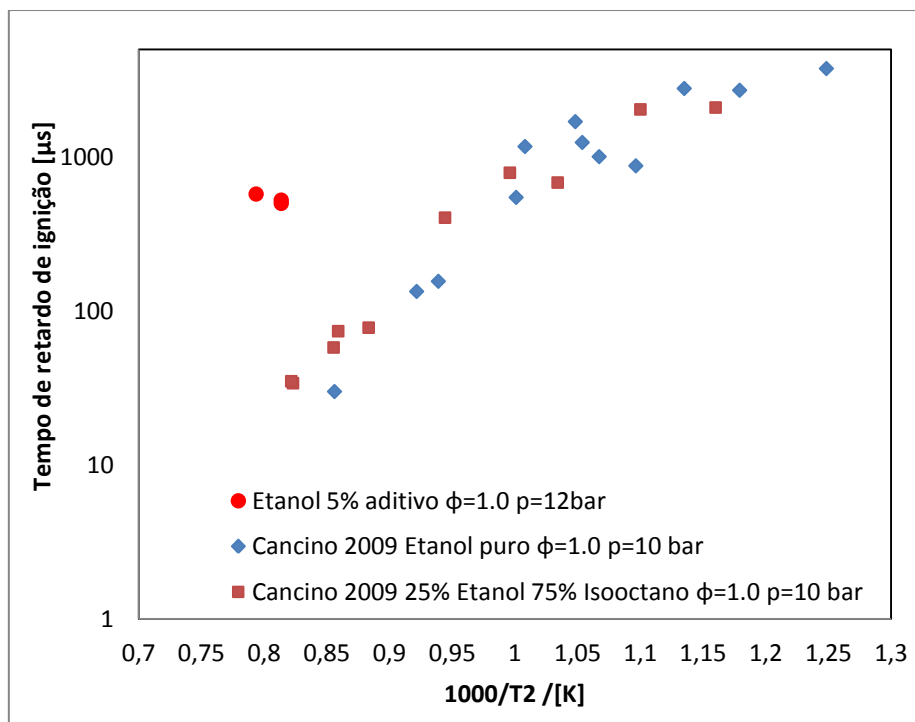


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.79 mostra uma pequena dispersão dos resultados, que pode ser explicada pelos seguintes fatores: Nos testes realizados por Hanson em 2007 foi utilizado o gás Hélio como fluido para rompimento da membrana. O gás Hélio possui peso molecular de 4,003 kg/kmol enquanto nos testes realizados com Diesel S25 foi utilizada uma mistura dos gases Nitrogênio e Argônio cujos pesos moleculares são respectivamente 28,01 e 39,94 kg/kmol. Quanto menor o peso molecular de um gás, maior será a razão de pressão entre as seções *Driver* e *Driven*. Quanto maior a razão de pressão, maiores serão o número de Mach e a temperatura do choque. Nos experimentos de Hanson foi utilizada uma razão de equivalência de 0,5, nos testes com Diesel S25 foi utilizado uma razão de equivalência de 0,92. Em relação aos experimentos de Telves não foi encontrado detalhes de qual gás e razão de equivalência utilizada.

A Figura 5.80 confronta os tempos de retardo de ignição do etanol com 5% de aditivo medidos no presente trabalho com os tempos de retardo medido do etanol puro e etanol misturado com iso-octano por Cancino em 2009.

Figura 5.80 – Comparação dos tempos de retardo de ignição do etanol aditivado com etanol puro e etanol misturado com iso-octano.

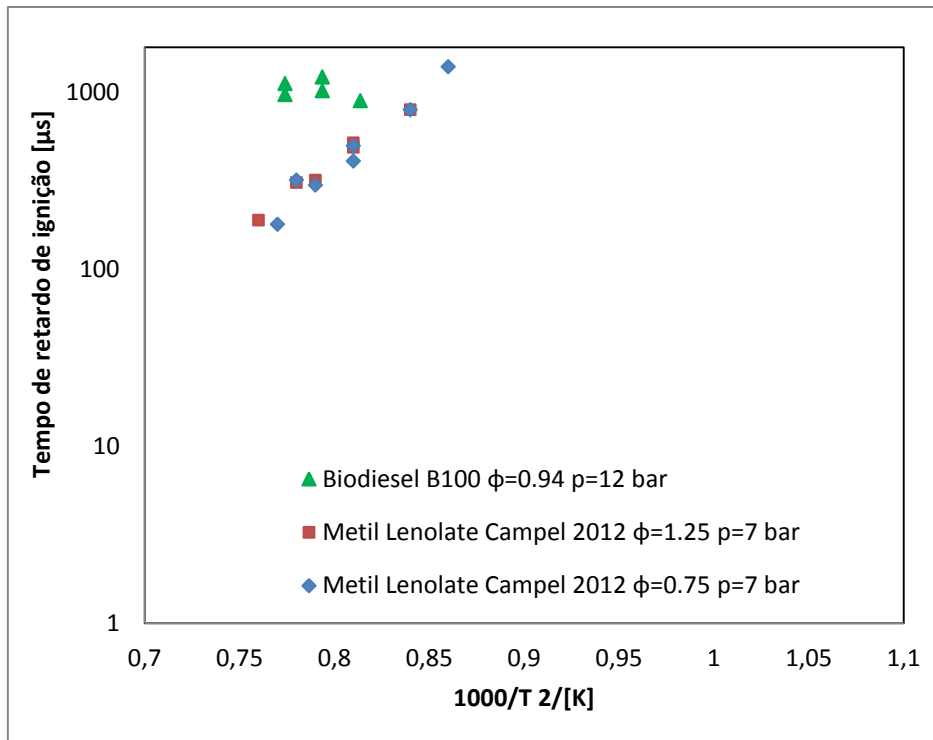


Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013)

Não foi encontrada nenhuma literatura que abordasse teste em Tubo de Choque com etanol aditivado. Cancino em 2009 realizou trabalhos com etanol puro e etanol com iso-octano, conforme mostrado na Figura acima. Cancino utilizou gás Hélio como fluido de trabalho para rompimento da membrana, que conforme comentado anteriormente produz maiores número de Mach e maior temperatura do choque. A dispersão observada nos tempos de retardo pode estar relacionada com os fatores mencionados e as diferenças referentes às propriedades dos combustíveis utilizadas nos experimentos. Não foi fornecida nenhuma informação a respeito das propriedades físicas químicas do aditivo incorporado ao etanol.

A Figura 5.81 confronta os tempos de retardo de ignição do biodiesel B100 medidos no presente trabalho com os tempos de retardo medidos por Campbell com metil linoléico em 2012. As condições iniciais (pressão do choque incidente e razão de equivalência) na qual foram conduzidos os testes explica a dispersão observada nos resultados.

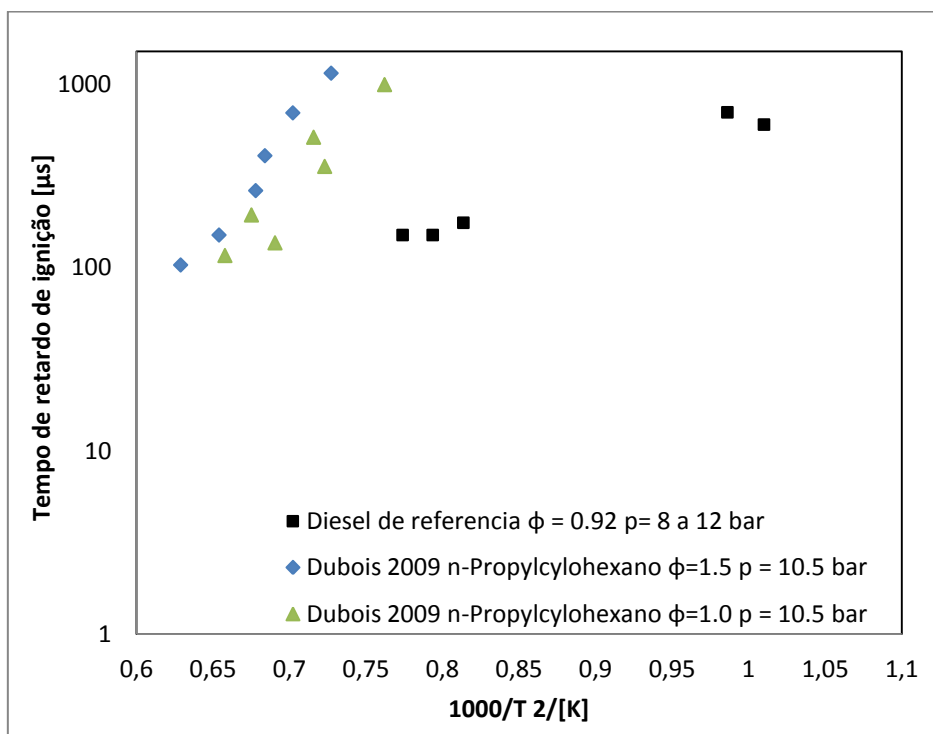
Figura 5.81 – Comparação dos tempos de retardo de ignição do biodiesel B100 com metil linolaté.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A Figura 5.82 confronta os tempos de retardo de ignição do Diesel de referencia com número de cetano de 52.4 com n-propylcyclohexano com número de cetano de 52.

Figura 5.82 – Comparação dos tempos de retardo de ignição do Diesel de referencia com n-propylcyclohexano.



Fonte: Laboratório de Combustão da UFMG (2013).

A finalidade foi comparar tempos de retardo de ignição de combustíveis com número de cetanos próximos (Diesel de referencia 52,4 e n-propylcyclohexano 52). Porém, os experimentos realizados por Dubois com o n-propylcyclohexano foram conduzidos em temperaturas mais elevadas em relação aos testes com Diesel de referencia.

6. Conclusões.

O Tubo de Choque foi construído, instrumentado e colocado em operação para medição do tempo de retardo de ignição. Porém para se obtém medições mais precisas necessita-se instrumentar o Tubo de Choque com sensores de pressão e temperatura com maior sensibilidade a detecção da chama.

Mediu se os tempos de retardo de ignição do Diesel S25 e o Diesel de referência, os valores encontrados foram respectivamente (200 a 225 μ s) e (150 a 175 μ s para pressão de 12 bar e 600 a 700 μ s para pressão de 8 bar). Os valores medidos estão coerentes, uma vez que o Diesel de referencia possui maior número de cetano que o Diesel S25. O número de cetano é inversamente proporcional ao tempo de retardo de ignição, ou seja, quanto maior o número de cetano menor o tempo de retardo de ignição.

Mediu se o tempo de retardo de ignição do etanol com 5% de aditivo, os valores encontrados encontram se na faixa de 500 a 575 μ s.

Mediu se o tempo de retardo de ignição do biodiesel B100, os valores encontrados encontram se na faixa de 900 a 1225 μ s.

Não convém utilizar os combustíveis etanol aditivado e o biodiesel B100 como substitutos do Diesel em motores ignição por compressão sem que haja grandes alterações nos motores. Os tempos de retardos de ignição desses combustíveis são no mínimo de três a quatro vezes maiores que o tempo de retardo do Diesel de referencia. Isso poderia causar graves falhas de funcionamento dos motores sendo necessário realizar alterações na construção dos mesmos, como por exemplo, aumento da taxa de compressão.

7. Propostas para trabalhos futuros.

Medir os tempos de retardo de ignição utilizando instrumentação óptica e utilizando sensores de pressão com detecção de chama.

O presente trabalho foi realizado com taxa de aquisição máxima de 40000 Hz. Para obtenção de resultados mais precisos propõe se medir os tempos de retardo de ignição utilizando uma taxa de aquisição acima de 100000 Hz.

Medir e comparar os tempos de retardo de ignição de etanol puro, gasolina e etanol aditivado.

Medição do tempo de retardo de ignição etanol aditivado com vários níveis de aditivação.

No presente trabalho os testes com combustão foram conduzidos com pressões de rompimento das membranas de 12, 21 e 33 bar. Propõe se realizar ensaios com outras as pressões e assim poder fazer um ajuste mais preciso dos testes. Para tal pode se realizar os ensaios com membranas de espessuras mais grossas ou reduzir área de rompimento da membrana.

Temperatura e razão de equivalência influenciam diretamente o tempo de retardo de ignição. Propõe realizar testes variando esses parâmetros a assim poder mapear a influencia desses parâmetros no tempo de retardo de ignição.

O presente trabalho foi utilizado Nitrogênio misturado com Argônio como fluido de trabalho. Propõe se medir os tempos de retardo de ignição utilizando o gás Helio. Esse gás possui menor peso molecular em relação aos gases Nitrogênio e Argônio. Com o gás Helio poderá se obter maior número de Mach e conseqüentemente alcançar maior temperatura do choque. Assim poderá comparar os resultados desses testes com os testes realizados por outros autores que comumente utilizam o gás Helio como fluido de trabalho.

8. Referências bibliográficas.

ABNT - ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS - NBR 10522: Abreviação na descrição bibliográfica – Procedimento 1988.

ABNT - ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS - NBR 6023: Informação e documentação – Referências – Elaboração. 1989.

ABNT - ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS - NBR 10520: Informação e documentação – Citações em documentos – Apresentação. 1992.

ABNT - ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS - NBR 14724: Informação e documentação - Trabalhos acadêmicos – Apresentação. Abril de 2011.

Antonio, M. C. N. Efeito do Pistão Gasoso em Tubo / Túnel de Choque Quando Operado na Condição de Equilíbrio de Interface. Tese apresentada a Divisão de Pós- Graduação do Instituto Tecnológico de Aeronáutica como parte dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Ciências no Curso de Engenharia Aeronáutica na área de Aeronáutica, propulsão e Energia, São Jose dos Campos, Brasi, 1997.

Campbell, M.F.; Davidson, D.F.; Hanson, R.K. and Westbrook, C.K.. Ignition delay times of methyl oleaté and methyl linoleaté behind reflected shock waves, Stanford, California, USA, 2012.

Cancino, L. R. Auto ignition of gasoline surrogaté mixtures at intermediaté temperatures and high pressures: Experimental and numerical approaches. Proceeding of the Combustion institute, Duisburg, Germany, 2009.

Cancino, L. R. Desenvolvimento e Aplicação de Modelos Cinéticos detalhados para Etanol e Combustíveis Hidrocarbonetos Contendo Etanol. Tese submetida à Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia Mecânica, Santa Catarina, 2009.

Cancino, L.R.; Fikri M.; Oliveira, A.A.M.; Schulz, C.. Auto ignition of gasoline surrogaté mixtures at intermediaté temperatures and high pressures: Experimental and numerical approaches, Duisburg, Germany, 2009.

Davidson, D. F.; Oehlschlaeger, M. A.; Herbon, J. T. and Hanson, R. K.. Shock Tube measurements of Iso-Octane ignition times and oh concentration time histories. High Temperature Gasdynamics Laboratory Mechanical Engineering Department Stanford University, Stanford, California, USA, 2004.

Davidson, D. F. and Hanson, R. K.. “Fundamental Kinetics Database Utilizing Shock Tube Measurements, Vol. 1: Ignition Delay Time Measurements” Mech. Eng. Dept. Report, Stanford University, available at <http://hanson.stanford.edu/>. California, USA, November 2005.

Davidson, D. F. and Hanson, R. K.. “Fundamental Kinetics Database Utilizing Shock Tube Measurements, Vol. 2: Concentration Time-History Measurements” Mech. Eng. Dept. Report, Stanford University, California, USA, December 2006.

Dubois, T.; Chaumeix, N. and Paillard, C. E.. Experimental and Modeling Study of n-Propylcyclohexane Oxidation under Engine-relevant Conditions. Total Raffinage Marketing, Direction des Recherches and CNRS Orleans-ICARE, Aérothermique, Réactivité et Environnement. Received December 5, 2008. Revised Manuscript Received March 4, 2009.

Gonzales, C. A. Q. Propagação de ondas de combustão em gases de nobres Abel e de Van der Waals. Dissertação de Mestrado do curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais / Combustão e Propulsão, São Jose dos Campos, 2009.

Hanson, R.. Shock tube measurements of ignition processes and spray-shock wave interactions. Work submitted by: Professor R. K. Hanson, PI Department of Mechanical Engineering Stanford University, Stanford, California, 2001.

Horning, D. C.. A study of the high-temperature auto ignition and thermal decomposition of hydrocarbons. Work supported by TDA Research, Inc., Air Force Office of Scientific Research, Office of Naval Research, and Army Research Office, Stanford, California, 2001.

Nagamatsu, H. T. Shock Tube Technology and Design. Fundamental data obtained from shock-tube experiments. p. 86. (Edited by Ferri) Pergamon Press, New York, 1961.

Nicholas N. K.. A Shock Tube Technique for Blast Wave Simulation and Studies of Flow Structure Interactions in Shock Tube Blast Experiments. Thesis presented to the Faculty of The Graduate College at the University of Nebraska In Partial Fulfillment of Requirements for the Degree of Master of Science. Major: Engineering Mechanics. Under the Supervision of Professor Ruqiang Feng. Lincoln, Nebraska August 2011.

Marcos, M. B.; Minucci, M. A. S.; Burger, D.; Ferraz, E. O.; Toro, P. G. P. e Santos, A. M.. Compressor a Pistão Livre para Tubos e Túneis de Choque. Instituto Técnico Aeroespacial, São José. dos Campos, Brazil, 2001.

Maurice, J. Z. and Joe, D. H.. Gas Dynamics volume 1. School of Mechanical Engineering Purdue University, Canada, 1976.

Maurice, J. Z. and Joe, D. H.. Gas Dynamics volume 2 Multidimensional Flow. School of Mechanical Engineering Purdue University, Canada, 1977.

McMillan, R.J. Shock tube investigation of pressure and ion sensors used in pulse detonation engine research. Thesis of Degree of Master of Science in Aeronautical Engineering, Ensign, USNR 2004.

Yokomae, T.. Planar Laser-Induced Fluorescence (plif) of $H_2 - O_2$ Combustion. Presented to the faculty of the graduate school of the University of Texas at Arlington in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science in aerospace engineering the University of Texas at Arlington, August, 2003.