



## ANÁLISIS DEL EFECTO DE ALTA TEMPERATURA EN EL FLUJO DE TUBO DE CHOQUE

B. C. Lima<sup>a</sup>, J. F. A. Martos<sup>a</sup>, S. N. P. Laiton<sup>a</sup>, F. J. Costa<sup>a</sup>, A. C. Oliveira<sup>b</sup>, P. G. P. Toro<sup>b</sup>, I. S. Rego<sup>b</sup>

<sup>a</sup>ITA - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, Praça Marechal Eduardo Gomes, nº 50 Vila das Acácias CEP. 12.228-900 São José dos Campos, SP - Brasil. <http://www.ita.br/>

<sup>b</sup>IEAv - Instituto de Estudos Avançados, Trevo Coronel Aviador José Alberto Albano do Amarante, nº 1 Putim CEP. 12.228-001 São José dos Campos, SP – Brasil. <http://portal.ieav.cta.br/>

**Palabras claves:** *shock tube, moving shock wave, transient simulation, real gas effect*

### Resumen

Un tubo de choque es una herramienta de laboratorio ampliamente utilizado en la industria aeroespacial, aeronáutica, estudios de dinámica de gas, procesos físico-químicos en gases de alta temperatura, estudio de explosiones, calibración dinámica de sensores de presión entre otros usos.

Los tubos de choque son constituidos básicamente por dos reservorios conectados, con presiones diferentes e de sección transversal constante. Para mantener la presión diferente en cada uno de los reservorios es introducida una membrana física, llamada diafragma, que normalmente es una película fina metálica. Uno de estos reservorios contendrá gas en alta presión y es llamado de Driver, el otro reservorio con gas en baja presión es llamado de Driven.

Al romper el diafragma de manera instantánea es formada, en la misma posición del diafragma, una onda de choque normal no estacionaria (debido a la razón de presión entre el Driver y el Driven) llamada onda de choque incidente que se moverá en dirección a el extremo opuesto del Driven. Esta onda de choque incidente perturbará el flujo en la sección de baja presión, anteriormente en reposo, produciendo calentamiento, compresión e aceleración del gas.

Posteriormente, al encontrar el extremo cerrado del Driven la onda de choque incidente es completamente reflejada en dirección al Driver. Esta onda ahora llamada de onda de choque reflejada comprimirá e calentará nuevamente el gas del Driven, anteriormente acelerado por la onda de choque incidente, llevándolo bruscamente al estado de reposo. El gas atrás de la onda de choque reflejada generalmente estará en alta entalpia debido a la alta temperatura. El objetivo de este trabajo es investigar el flujo interno de un tubo de choque por medio de la teoría de dinámica de los gases y simulaciones de la dinámica de fluidos computacional (CFD), con el fin de analizar la influencia de los efectos de gas real (alta temperatura).

## 1. INTRODUÇÃO

Experimentos em solo para pesquisas do setor aeroespacial sempre foram necessário para validação de cálculos analíticos, simulações computacionais, antes da qualificação em voo, que são, em geral, demorados e caros. Tubos de choque começaram a ser utilizados em 1899 pelo cientista francês chamado de Paul Vieille estudando a propagação de chamas em tubos. O fato de conseguir proporcionar escoamentos de altas velocidades com altas entalpias, faz com que os tubos de choque sejam ferramentas versáteis para ensaios em solo utilizados em várias áreas como física, química, além de testes aerodinâmicos e estruturais [1].

Recentemente, começou-se a realizar trabalhos na área de biomedicina com estudos sobre a influência e consequências de espécimes afetadas por onda de choque [2]. Além de utilizar o tubo de choque para validações de modelos matemáticos, pois a grande quantidade de fenômenos físicos que ocorrem simultaneamente torna e sua geometria simplificada ajudam nesta tarefa. Por exemplo a validação de um código 3D baseado em volumes finitos, feito por K. Mohamed para estudar a injeção de hidrogênio e oxigênio no interior de um injetor de scramjet [3].

As altas pressões e temperaturas atingidas na região de estagnação no final do reservatório de baixa pressão do tubo de choque, permitem que uma tubeira de Laval (convergente/divergente) seja utilizada para expandir o gás do repouso a velocidades hipersônicas nas condições de temperatura, densidade e pressão desejadas [4]. Desta forma, quando os tubos de choque não são capazes de alcançar as velocidades desejadas nos estudos aerodinâmicos, são utilizados os tuneis de choque.

A alta temperatura do escoamento encontrado na seção de estagnação, pode estimular vários efeitos como ativação do modo vibracional das moléculas ou até mesmo a dissociação dos gases. Estes fenômenos físicos encontrados em gases em altas temperaturas podem acarretar em erros consideráveis nos cálculos. Este trabalho visa realizar estudo sobre a influência dos efeitos de alta temperatura em tubos de choque. Para isto foi criado rotinas computacionais em Python e para validação dos cálculos foi feito simulações numéricas (CFD – Dinâmica dos Fluidos Computacional) utilizando o software ANSYS Fluent.

## 2. METODOLOGIA

### 2.1. Operação de um Tubo de Choque

Tubos de choques são constituídos basicamente por dois reservatórios conectados, com pressões distintas e de seção transversais constantes. Para conseguir manter pressões diferentes em ambos os reservatórios é introduzido uma membrana física chamada diafragma (ver Figura 1), que normalmente é uma fina película metálica. Um destes reservatórios irá conter o gás em alta pressão chamado de Driver, e o reservatório o gás de trabalho em baixa pressão chamado de Driven.

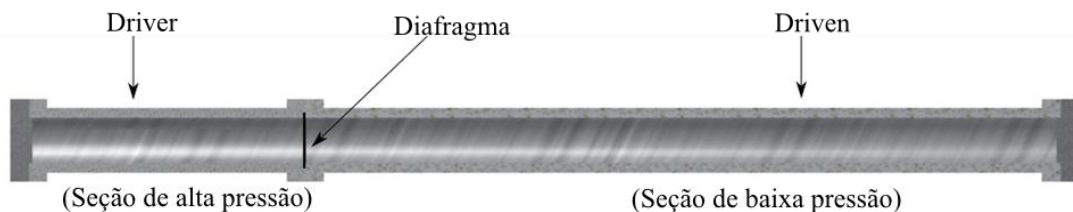


Figura 1: Configuração básica (vista em corte) de um tubo de choque

Ao romper o diafragma de maneira instantânea, uma onda de choque normal denominada onda de choque incidente, será formada instantaneamente na mesma posição do diafragma, induzida pela razão de pressão entre as seções Driver e Driven, locomovendo-se em direção a extremidade da seção Driven com velocidade  $u_s$ . Esta onda de choque incidente irá perturbar o gás de trabalho estacionário na seção driven aquecendo-o até uma temperatura  $T_2$ , comprimindo-o até uma pressão  $P_2$  e acelerando este gás até uma velocidade  $u_2$  num processo irreversível, até aumentando sua entropia até  $s_2$  (ver Figura 2).

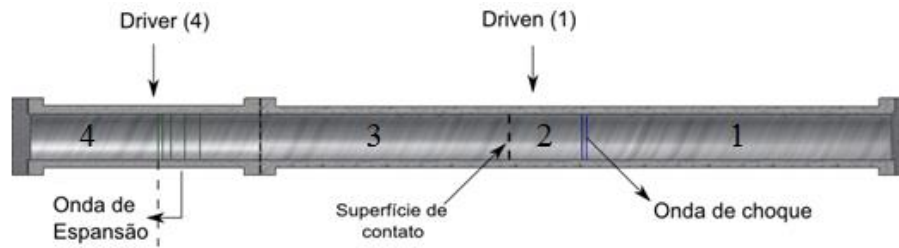


Figura 2: Fenômenos transientes em um Tubo de Choque, onde os índices (2) e (3) indicam os estados dos escoamentos induzidos pela onda de choque e expansão, respectivamente e o índice (s) a onda de choque incidente.

Neste mesmo instante, uma membrana fina e não-difusiva, denominada de superfície de contato, surgirá separando o escoamento induzido pela onda de choque incidente do gás acelerado pelas séries de ondas de expansões. Isto acontece pois há um grande gradiente entre as propriedades termodinâmicas de cada, não permitindo que estes difundem entre si. A superfície de contato irá se locomover com a velocidade  $u_2$  (velocidade do escoamento induzido pela onda de choque incidente).

Juntamente a estes fenômenos transientes, uma série de ondas de expansão irá ser formada no reservatório de alta pressão (seção driver), pois o gás ali pressurizado tentará expandir até equalizar sua pressão (com a pressão do gás da seção Driven) afim de encontrar o equilíbrio termodinâmico. Esta onda de expansão irá se locomover no sentido da extremidade fechada da seção Driver, onde a frente da onda de expansão se move com a velocidade do som estacionário na seção Driver ( $a_4$ ), enquanto que a cauda da onda de expansão se move com a mesma velocidade do gás que experimentou a passagem da onda de choque  $u_2$ . O gás estacionário na seção Driver será resfriado até uma temperatura  $T_3$  e rarefeito até uma pressão  $P_3$  num processo isentrópico. Portanto, é possível concluir que  $T_4 = T_1$ ,  $P_2 = P_3$  e  $u_2 = u_3$ , porem temos que  $T_1 \neq T_2 \neq T_3$  (ver Figura 3).

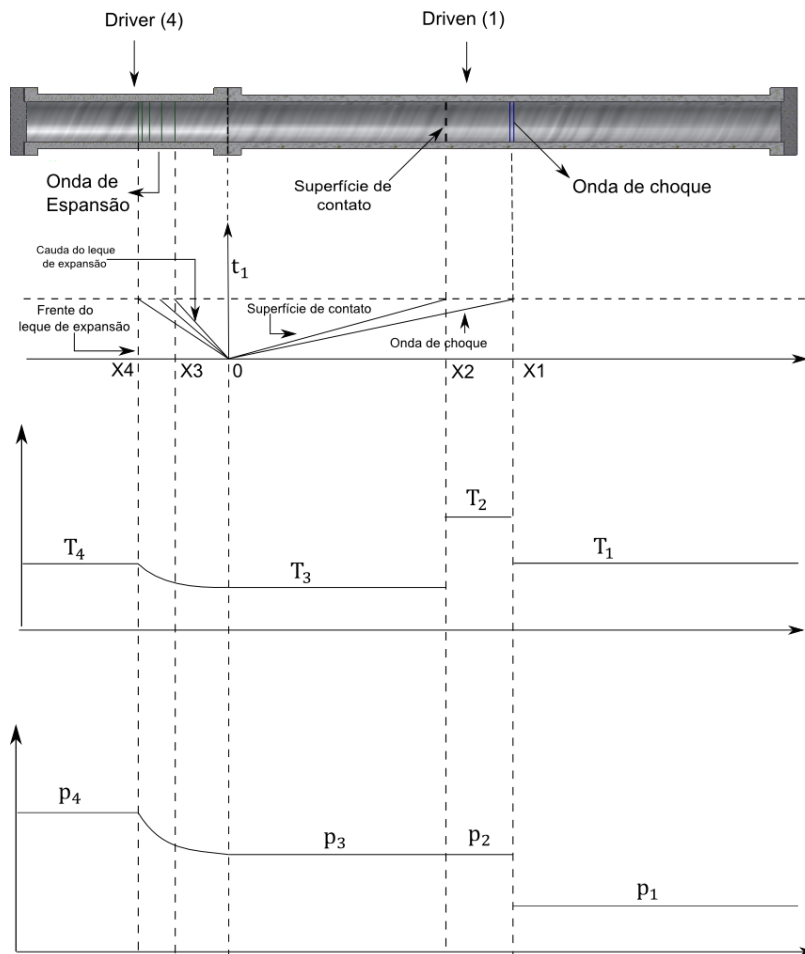


Figura 3: Diagrama das ondas de choque e de expansão num tubo de choque.

## 2.2. Equações de Governo em Tubos de Choque Incidente

O escoamento em um tubo de choque é governado pelas equações conhecidas de Equações de Navier-Stokes. Estas equações representam os princípios de conservação de massa, momento e energia do fluido, além da 2ª lei da termodinâmica para um escoamento não isentrópico através de uma onda de choque normal móvel. São:

- Princípio da Conservação da Massa (representada pela equação da continuidade);
- Princípio da Conservação da Quantidade de Movimento Linear (representada pela 2ª Lei de Newton);
- Princípio da Conservação da Energia (1ª Lei da Termodinâmica);
- Aumento da Entropia (representada pela Segunda Lei da Termodinâmica).

A partir das seguintes considerações: O escoamento é permanente  $\partial/\partial t=0$ , adiabático ( $\dot{q} = 0$ ) (a temperatura do escoamento através do choque cresce por conversão da energia cinética em interna) e sim por conversão de energia cinética. O escoamento é unidirecional, desprezando a variação das propriedades no sentido do eixo  $y$ . O escoamento é invíscido, sendo assim as forças cisalhantes serão desprezadas nos volumes de controle, antes e depois da onda de choque, onde há dissipação viscosa. As forças de corpo (gravidade, atração intermolecular...) serão desprezadas. A manipulação algébrica a seguir é melhor discutida em [5], [6]. Desta forma teremos as seguintes equações:

Equação da continuidade para o escoamento em um tubo de choque.

$$\rho_1 u_s = \rho_2 (u_2 - u_s) \quad (1)$$

Equação do momentum para o escoamento em um tubo de choque.

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 (u_2 - u_s)^2 \quad (2)$$

Equação da energia para o escoamento em um tubo de choque.

$$h_1 + \frac{u_1^2}{2} = h_2 + \frac{1}{2} (u_2 - u_s)^2 \quad (3)$$

## 2.3. Equacionamento Para Gás Ideal

Para gás caloricamente perfeito, isto é, o gás respeitando a equação do estado. Considera-se o calor específico à pressão constante ( $C_p$ ) e o calor específico a volume constante ( $C_v$ ) constantes. Por outro lado, para o gás termicamente perfeito considera-se que o calor específico à pressão constante ( $c_p$ ) e o calor específico a volume constante ( $c_v$ ), como funções da temperatura. Em ambas as condições a razão de calores específicos é dada por:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (3)$$

Onde a constante do gás é obtida por:

$$R = C_p - C_v \quad (4)$$

As relações da energia interna e da entalpia são dadas por:

$$e = c_v T \quad (5)$$

$$h = c_p T \quad (6)$$

Equação do estado:

$$p = \rho RT \quad (7)$$

Manipulando as equações (1), (2) e (3) e considerando as equações válidas para gás caloricamente perfeito (equações (3), (4), (5), (6) e (7)), obtém-se as razões de pressão, massa específica e temperatura para o escoamento após a onda de choque incidente:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma_1 M_s^2 - (\gamma_1 - 1)}{\gamma_1 + 1} \quad (8)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma_1 + 1)M_s^2}{(\gamma_1 - 1)M_s^2 + 2} \quad (9)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma_1 M_s^2 - (\gamma_1 - 1)}{\gamma_1 + 1} \frac{(\gamma_1 - 1)M_s^2 + 2}{(\gamma_1 + 1)M_s^2} \quad (10)$$

## 2.4. Relações da Onda de Choque Refletida

Quando a onda de choque incidente encontra a extremidade fechada do final do Driven, ela é completamente refletida e irá induzir o escoamento a montante a chegar ao repouso após a sua passagem. Uma vez estagnado, as propriedades termodinâmicas do gás (temperatura, pressão e densidade) a jusante da onda de choque refletida serão aumentadas consideravelmente.

Utilizando a mesma metodologia aplicada para encontrar as razões das propriedades através da onda de choque incidente, pode se aplicar para encontrar as razões das propriedades através da onda de choque que foi refletida. Realizando a manipulação algébrica encontramos:

$$\frac{p_5}{p_2} = \frac{2\gamma_1 M_r^2 - (\gamma_1 - 1)}{\gamma_1 + 1} \quad (11)$$

$$\frac{\rho_5}{\rho_2} = \frac{(\gamma_1 + 1)M_r^2}{(\gamma_1 - 1)M_r^2 + 2} \quad (12)$$

$$\frac{T_5}{T_2} = \frac{p_5}{p_2} \frac{\rho_2}{\rho_5} = \frac{[2\gamma_1 M_r^2 - (\gamma_1 - 1)] [(\gamma_1 - 1)M_r^2 + 2]}{(\gamma_1 + 1)^2 M_r^2} \quad (13)$$

## 2.5. Modelamento para gás em equilíbrio termodinâmico em Tubos de Choque

Foi utilizado o Método de Tannehill e Mugge [7] para realizar a correção das propriedades do escoamento. Este é um método prático que funciona apenas para o ar atmosférico, usados para corrigir as propriedades do ar em equilíbrio termodinâmico, pelo processo de correlação polinomial.

Foi considerado que o choque deverá ser forte o suficiente para forçar que a excitação modo vibracional e que ocorram as reações químicas a montante da onda de choque. Presumimos que o escoamento a montante da onda de choque esteja em equilíbrio químico e termodinâmico, isto é que não haverá mais reações químicas ou mudança de propriedades termodinâmicas ao longo do tempo.

Lembrando que os gases em condições de alta temperatura não seguem mais a equação do estado (7), as equações de governo ((1), (2) e (3)) podem ser usadas para escoamentos quimicamente reativos. Mas sabendo que elas não possuem soluções exatas, é preciso completar alguns termos delas utilizando gráficos, tabelas ou métodos de correlação polinomial, o método de Tannehill e Mugge nos fornece uma equação da entalpia (14) corrigida:

$$h = h(p, \rho) \quad (14)$$

## 2.6. Simulações numéricas (Dinâmica dos Fluidos Computacionais – CDF)

Para realizar as simulações numéricas foi utilizado o Solver ANSYS Fluent configurado como modelo transiente, com o método de Roe's Averaged Method [8], de segunda ordem implícita no espaço e primeira ordem no tempo, pelo método de volumes finitos. Foi utilizado modelo de gás invíscido, pois, não é do escopo do trabalho estudar fenômenos viscosos.

Como não foram considerados efeitos viscosos, utilizou-se uma malha estruturada e unidimensional (ver Figura 4), a malha tinha em torno de três mil elementos. O Tubo ensaiado tinha 2 metros de comprimento (um metro para a seção Driver e um metro para a seção Driven) e dez centímetros de largura.

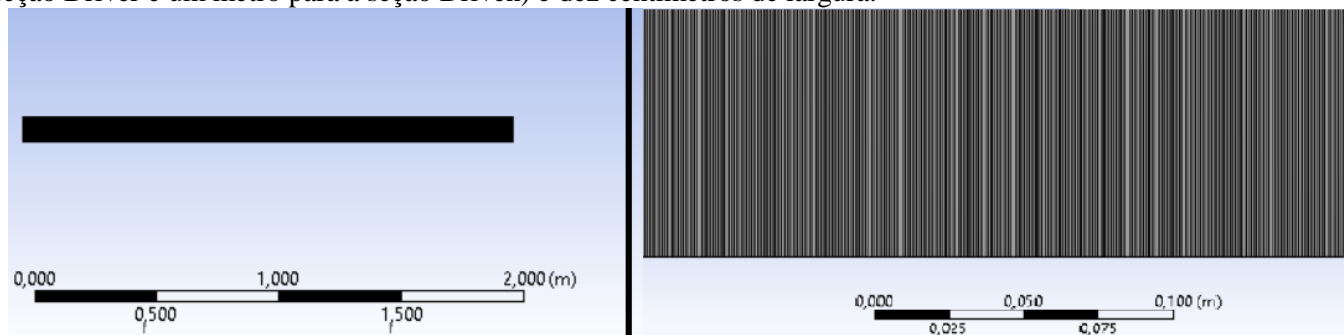


Figura 4 – Malha estruturada utilizada nas simulações.

A convergência de malha foi alcançada através da redução do tamanho do elemento até que variações das propriedades termodinâmicas ficassem inferior a 2%. Além disso, os resíduos foram mantidos baixos do que 1E-6 em os passos de tempo. Simulações foram realizadas para as razões de pressão através do diafragma de: 10, 20, 30, 40 e 50.

Para a correção da temperatura foi utilizado o modelo de Redlick-Kwong, que em 1949, os pesquisadores O. Redlich e J.N.S. Kwong, desenvolveram um modelo empírico derivado da equação de Van der Waals [9]. O principal objetivo foi o de fornecer um modelo mais preciso, em geral na região acima da temperatura crítica onde era encontrado erros consideráveis. Ainda nos dias atuais, o modelo de gás real de Redlich-Kwong e suas variantes são comumente aplicados, devido ao fato de ser relativamente simples de usar suas equações.

A equação de Van der Wall é escrita como:

$$p = \frac{R_s T}{v-b} - \frac{a}{\sqrt{T}v(v+b)} \quad (15)$$

Onde os valores de a e b foram obtidos experimentalmente.

## 3. RESULTADOS E DISCURSÕES

Para realizar este estudo foi desconsiderado efeitos de forças dissipativas, logo, não considerado efeitos como a camada limite, rompimento não instantâneo do diafragma, formato circular do tubo, entre outros.

Utilizando o método de correção polinomial de Tanihill e Muggi [7], foi realizado cálculos para razões de pressão entre o Driver e o Driven de: 10, 20, 30, 40 e 50. A análise foi realizada em duas etapas, a primeira foi estudar a influência dos efeitos de altas temperaturas a jusante da onda de choque incidente, a seguinte etapa foi realizar uma análise idêntica a jusante da onda de choque refletida.

A comparação entre a pressão do escoamento a montante da onda de choque incidente, foi realizada para todos os cinco casos onde foram variadas as pressões através do diafragma. Pode se notar que os valores ficaram próximos para todos os casos (Ideal, Equilíbrio e CFD), veja a tabela 1. A pressão a montante da onda de choque refletida, variando a pressão através da do diafragma, também não sentiu os efeitos de gás real, veja na Tabela 2. A pressão é a propriedade termodinâmica que menos sente os efeitos de altas temperaturas no escoamento.

Razão de pressão através do diafragma	Ideal	Equilíbrio	CFD
10	4,689 [Atm]	4,589 [Atm]	4,596 [Atm]
20	6,935 [Atm]	6,876 [Atm]	6,818 [Atm]
30	8,59 [Atm]	8,568 [Atm]	8,547 [Atm]
40	9,929 [Atm]	9,939 [Atm]	9,91 [Atm]
50	11,064 [Atm]	11,101 [Atm]	11,14 [Atm]

Tabela 1 – Valores da pressão a montante da onda de choque incidente.

Razão de pressão através do diafragma	Ideal	Equilíbrio	CFD
10	16,019 [Atm]	15,835 [Atm]	15,43 [Atm]
20	29,21 [Atm]	29,254 [Atm]	28,53 [Atm]
30	39,873 [Atm]	40,051 [Atm]	39,26 [Atm]
40	48,89 [Atm]	49,152 [Atm]	48,19 [Atm]
50	56,744 [Atm]	57,06 [Atm]	56,145 [Atm]

Tabela 2 – Valores da pressão a montante da onda de choque refletida.

A diferença entre as temperaturas para o escoamento através da onda de choque incidente, pode ser visto na Tabela 1 que existe uma diferença pouco considerável (próximo de 3%), para todos os cinco casos (razão através do diafragma) e modelos: ideal, equilíbrio e simulação numérica. Como a densidade é uma propriedade termodinâmica sensível ao comportamento da temperatura, é possível notar que seu valor também teve uma diferença em percentual próximo a da temperatura, veja na Tabela 4.

Razão de pressão através do diafragma	Ideal	Equilíbrio	CFD
10	516,126 [K]	506,21 [K]	509,38 [K]
20	631,556 [K]	614,312 [K]	625,12 [K]
30	715,63 [K]	715,754 [K]	721,33 [K]
40	783,31 [K]	752,802 [K]	764,52 [K]
50	840,55 [K]	804,425 [K]	829,23 [K]

Tabela 3 - Valores da temperatura a montante da onda de choque incidente

Razão de pressão através do diafragma	Ideal	Equilíbrio	CFD
10	3,166 [Kg/m <sup>3</sup> ]	3,129 [Kg/m <sup>3</sup> ]	3,085 [Kg/m <sup>3</sup> ]
20	3,826 [Kg/m <sup>3</sup> ]	3,876 [Kg/m <sup>3</sup> ]	3,822 [Kg/m <sup>3</sup> ]
30	4,183 [Kg/m <sup>3</sup> ]	4,279 [Kg/m <sup>3</sup> ]	4,176 [Kg/m <sup>3</sup> ]
40	4,417 [Kg/m <sup>3</sup> ]	4,558 [Kg/m <sup>3</sup> ]	4,47 [Kg/m <sup>3</sup> ]
50	4,558 [Kg/m <sup>3</sup> ]	4,765 [Kg/m <sup>3</sup> ]	4,653 [Kg/m <sup>3</sup> ]

Tabela 4 - Valores da densidade a montante da onda de choque incidente.

Para os resultados da pressão não houve uma variação de valores acima de 1%, comprovando que a pressão não é uma propriedade termodinâmica sensível aos efeitos de alta temperatura. Já para a densidade e a temperatura é possível notar que ouve uma variação mais considerável, chegando próximo de 3%. Estas variações ainda estão dentro dos padrões toleráveis.

Veja nas Tabela 5 e 6, a temperatura e a densidade após a passagem da onda de choque refletida. Nesta comparação é possível notar uma diferença considerável entre os valores.

Razão de pressão através do diafragma	Ideal	Equilíbrio	CFD
10	772,3 [K]	739,1 [K]	755,04 [K]
20	1033,966 [K]	966,86 [K]	998,02 [K]
30	1225,25 [K]	1126,778 [K]	1196,94 [K]
40	1379,454 [K]	1252,697 [K]	1340,97 [K]
50	1509,959 [K]	1357,368 [K]	1452,16 [K]

Tabela 5 - Valores da temperatura a montante da onda de choque refletida.

Razão de pressão através do diafragma	Ideal	Equilíbrio	CFD
10	7,227 [Kg/m <sup>3</sup> ]	7,397 [Kg/m <sup>3</sup> ]	7,17 [Kg/m <sup>3</sup> ]
20	9,842 [Kg/m <sup>3</sup> ]	10,449 [Kg/m <sup>3</sup> ]	10,11 [Kg/m <sup>3</sup> ]
30	11,339 [Kg/m <sup>3</sup> ]	12,276 [Kg/m <sup>3</sup> ]	11,97 [Kg/m <sup>3</sup> ]
40	12,439 [Kg/m <sup>3</sup> ]	13,553 [Kg/m <sup>3</sup> ]	13,113 [Kg/m <sup>3</sup> ]
50	13,094 [Kg/m <sup>3</sup> ]	14,521 [Kg/m <sup>3</sup> ]	14,2 [Kg/m <sup>3</sup> ]

Tabela 6 - Valores da densidade a montante da onda de choque refletida.

Analisando os dados obtidos para a temperatura e densidade após a onda de choque refletida, vemos que com o aumento da temperatura a diferença entre o modelo analítico e o simulado divergiram. Esta divergência ficou mais acentuada quando a temperatura atingiu valor superior a 1000 K. Comparando os valores dos cálculos ideais e os valores em equilíbrio térmico para a temperatura através da onda de choque refletida, veja na Tabela 7, é possível notar que o erro entre eles é proporcional ao aumento da temperatura.

Razão de pressão através do diafragma	Ideal	Equilíbrio	Erro
10	772,3 [K]	739,1 [K]	4,30 %
20	1033,966 [K]	966,86 [K]	6,49 %
30	1225,25 [K]	1126,778 [K]	8,04 %
40	1379,454 [K]	1252,697 [K]	9,19 %
50	1509,959 [K]	1357,368 [K]	10,11 %

Tabela 7 – Erro entre os cálculos analíticos e em equilíbrio térmico para a temperatura após a passagem da onda de choque refletida.

Esta diferença se deve pela ativação dos modos vibracionais das moléculas que é em torno de 1000K, este erro cresce com o aumento da temperatura, pois, a estas condições começa o fenômeno de dissociação das moléculas dos gases.

#### 4. CONCLUSÃO

Neste trabalho podemos notar, como esperado, a pressão é a propriedade termodinâmica que menos sente os efeitos de gás em alta temperatura. A densidade assim como a temperatura, são bastante sensíveis a estes efeitos quando o escoamento está submetido a temperaturas acima de 1000 K. O gás após a passagem da onda de choque incidente não é influenciado pelos efeitos de gás real (efeitos de alta temperatura), devido ao gás de trabalho estar exposto a temperaturas moderadas (abaixo de 1000 K). O que não acontece com o gás que sofre a passagem da onda de choque refletida, onde o gás chegaria a experimentar temperaturas acima de 1500K (para o caso ideal). Na condição refletida, os valores ideais chegaram a apresentar uma diferença de aproximadamente 10%, quando corrigido pelo método de Tanihill e Muggim. Esta divergência de valores, acima dos limites toleráveis, demonstra a necessidade de corrigir a temperatura do escoamento na seção de estagnação de um tubo de choque. Devido a divergência dos valores encontrados entre as simulações numéricas



(CFD) e cálculos de gás em equilíbrio térmico, faz se necessário uma comprovação experimental para ver qual modelo se aproxima melhor da realidade.

## REFERÊNCIAS

- [1] A. F. Mantovani, P. D. Romanelli, P. G. P. Toro, and M. A. S. Minucci, “SHOCK TUBE OPERATION , FLOW MODELING AND THEORETICAL,” 2011.
- [2] I. Cernak, “The importance of systemic response in the pathobiology of blast-induced neurotrauma,” *Front. Neurol.*, vol. DEC, no. December, pp. 1–9, 2010.
- [3] K. Mohamed and M. Paraschivoiu, “Real Gas Numerical Simulation of Hydrogen Flow,” *2nd Int. Energy Convers. Eng. Conf.*, no. August, pp. 1–14, 2004.
- [4] B. C. Lima, P. G. P. Toro, and A. M. dos Santos, “Analytic Theoretical Analysis of the Incident and the,” in *22nd International Congress of Mechanical Engineering*, 2013, no. Cobem, pp. 1862–1873.
- [5] A. Ferri, *Fundamental Data Obtained from Shock-Tube Experiments*. Pergamon Press, 1961.
- [6] I. I. Glass and J. G. Hall, “Shock Tubes,” in *Handbook of Supersonic Aerodynamics*, Volume 6., Washigton: Navord Report 1488, 1959.
- [7] C. Tannehill and P. H. Mugge, “IMPROVED CURVE FITS FOR THE THERMODYNAMIC PROPERTIES OF EQUILIBRIUM AIR SUITABLE FOR NUMERICAL COMPUTATION USING TIME-DEPENDENT OR SHOCK-CAPTURING METHODS,” WASHINGTON,D. C., 1974.
- [8] P. L. Roe, “Approximate Riemann Solvers , Parameter and Difference Schemes,” *J. Comput. Phys.*, vol. 372, no. 43, pp. 357–372, 1981.
- [9] O. Redlich and J. N. S. Kwong, “On the Thermodynamics of Solutions. V. An Equation of State. Fugacities of Gaseous Solutions.,” *Chem. Rev.*, vol. 44, no. 1, pp. 233–244, Feb. 1949.