

CONEM 2016
CONGRESSO NACIONAL DE
ENGENHARIA MECÂNICA

21-25
AGOSTO DE 2016
FORTALEZA - CEARÁ

ESTUDO NUMÉRICO DO ESCOAMENTO E DAS CARACTERÍSTICAS PROPULSIVAS DO CONJUNTO COMBUSTOR-BOCAL DE UM SCRAMJET OPERANDO A HIDROGÊNIO

Thales Coelho Leite Fava, thalesclf550@unifei.edu.br¹

Helcio Francisco Villa Nova, helcio.villanova@unifei.edu.br¹

¹Instituto de Engenharia Mecânica - Universidade Federal de Itajubá, Avenida BPS, 1303, 37500-903 Itajubá, Brasil

Resumo: Recentes ensaios de voo de sistemas de transporte hipersônicos demonstram o contínuo interesse da comunidade internacional no desenvolvimento de tais sistemas. O Scramjet é apontado como o sistema mais promissor para o transporte hipersônico a ar-aspirado. Este trabalho visou a descrição do escoamento supersônico reativo no interior do Scramjet e a avaliação de sua performance propulsiva. Modelou-se a geometria do combustor e do bocal de um Scramjet movido à hidrogênio com uma abordagem quasi-bidimensional. Discretizou-se o domínio de estudo com uma malha numérica estruturada. Adotou-se um aplicativo de CFD para a realização de cálculos transientes do escoamento. Os cálculos foram realizados com modelos de turbulência SST $k-\omega$ e de combustão Eddy Dissipation. Observou-se que o combustível injetado possui a tendência de ficar nas proximidades das paredes. O aumento da vazão de combustível faz com que a região de combustão se afaste das paredes do combustor, reduzindo as temperaturas nestas. Em função do baixo processo de mistura, aumentando-se a vazão de combustível acima de certo nível, tem-se diminuição nas eficiências térmica e de combustão, bem como no impulso específico. Este fato ocorre, pois parte do combustível é eliminada sem queimar com os gases de exaustão. Mostrou-se que os picos de pressão nas paredes são causados por multirreflexões da onda de choque formada na rampa de saída da cavidade. O impingimento da parede por recolamento de camada cisalhante também atua na formação dos picos de pressão nas paredes. A pressão nas paredes e a distribuição transversal de temperatura do Scramjet são bem descritas pela modelagem de parede adiabática. Contudo, esta superestima a eficiência térmica, o empuxo e o impulso específico em relação à modelagem de paredes convectivas. A modelagem quasi-bidimensional empregada mostrou-se válida para o estudo do Scramjet, enquanto propiciou menor esforço computacional comparada a uma modelagem tridimensional.

Palavras-chave: combustão supersônica, propulsão hipersônica, Scramjet.

1. INTRODUÇÃO

O Scramjet, Supersonic Combustion Ramjet, é apontado por Lv *et al.* (2015) como o mais promissor sistema propulsivo para velocidades hipersônicas. Segundo Van Wie *et al.* (2005), velocidades hipersônicas são aquelas superiores a Mach 5. Segundo estes autores, os foguetes tem sido o sistema mais utilizado nesta faixa de velocidades. Contudo, o Scramjet, sendo um sistema a ar-aspirado, permite maior impulso específico, pois não transporta oxidante.

O combustor do Scramjet é o componente mais pesado deste sistema, pois segundo Bushnell (2005): 1) Deve possuir comprimento suficiente para que haja a mistura e queima completa da mistura ar/combustível; 2) Deve ser robusto para suportar as enormes cargas aerodinâmicas e térmicas. Ben-Yakar e Hanson (2001) afirmam que, em voos hipersônicos, o escoamento na entrada do combustor é obrigatoriamente supersônico, caso contrário haveria dissociação do nitrogênio/oxigênio do ar e geração de elevado arrasto. De acordo com Bushnell (1995), há um número expressivo de variáveis para otimização de um combustor Scramjet visando os mais diversos objetivos. Dentre estes últimos estão a diminuição da massa/dimensões do combustor e a maximização do empuxo/impulso específico.

Neste trabalho, é desenvolvido um estudo numérico do escoamento e da performance propulsiva do conjunto combustor-bocal de um motor Scramjet. O estudo realizado busca permitir o desenvolvimento de linhas de otimização geométrica. A geometria estudada é a mesma descrita por Kumar *et al.* (2005), no qual não foi estudada sua otimização.

2. MODELAGEM COMPUTACIONAL

A Fig. 1 apresenta a geometria quasi-bidimensional com as dimensões do combustor e bocal, bem como o posicionamento dos injetores de combustível. A largura do combustor (dimensão ortogonal à Fig. 1) é de 0,5 mm. A injeção transversal de combustível é realizada por meio de um injetor na parede inferior e outro na parede superior (DETALHE A – Fig. 1). Este tipo de injeção produz uma condição de choque e recirculação, aumentando a mistura do combustível com o ar. A onda de choque formada é descrita em detalhes por Gruber *et al.* (1995).

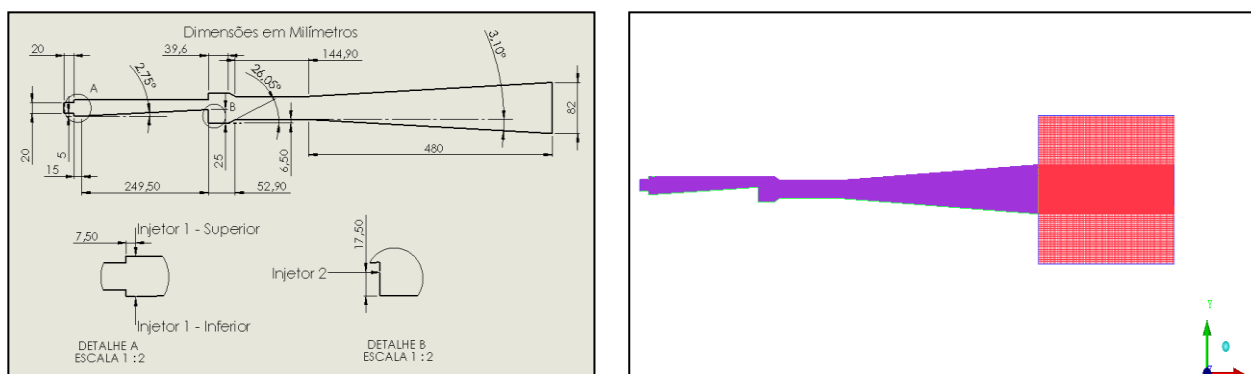


Figura 1. Geometria do Scramjet e malha numérica.

A jusante do Injetor 1, posicionou-se uma montagem conhecida como injetor em rampa, que consiste em uma rampa com a finalidade de aumentar as taxas de mistura por meio da geração de vorticidade. Resultados experimentais de Fuller *et al.* (1998) mostraram que a adição de vorticidade por meio de uma rampa pode aumentar em até 34% a mistura do ar com o combustível. Na parede vertical do injetor em rampa, localiza-se um injetor longitudinal de hidrogênio (DETALHE B – Fig. 1). Riggins *et al.* (1995) afirmam que a injeção longitudinal de combustível pode contribuir expressivamente para o empuxo. Todos os injetores possuem seção quadrada de lado 0,5 mm.

A jusante do Injetor 2 posicionou-se uma cavidade para estabilização da combustão e aumento do tempo de residência do combustível no Scramjet. Uma discussão detalhada sobre o uso de cavidades em Scramjets é realizada por Ben-Yakar e Hanson (2001). Utilizou-se uma rampa no bordo de fuga da cavidade, pois segundo Zhang *et al.* (1998) esta forma de bordo de fuga suprime as oscilações de pressão na cavidade e reduz o arrasto gerado por esta.

O duto de seção constante entre a cavidade e o bocal homogeneiza o escoamento para que o empuxo seja gerado simetricamente em torno do eixo principal do Scramjet pela expansão dos gases no bocal.

Desenhou-se de forma quasi-bidimensional o combustor e o bocal do Scramjet, utilizando-se o aplicativo ICEM. Com este programa, computou-se a malha numérica estruturada multibloco, a qual contava com 340000 elementos e 270000 nós. Como mostrado pela Fig. 1, um domínio numérico suplementar (vermelho) foi criado no fim do bocal com o objetivo de simular uma região do espaço e facilitar a implementação da condição de contorno de saída.

As condições do escoamento foram inseridas no programa Ansys – CFX. A modelagem da turbulência foi realizada com o modelo Shear Stress Transport – SST $k-\omega$, a qual foi complementada com o modelo de combustão Eddy Dissipation Model – EDM. Poinot e Veynante (2012) ressaltam que com esta modelagem da combustão, a estrutura da chama e o escoamento estão desacoplados e as reações químicas se processam de maneira instantânea quando o combustível encontra o oxidante. O esquema Upwind, com precisão de primeira ordem, foi utilizado para a discretização dos termos advectivos por sua robustez. Para o esquema de integração dos termos transientes, adotou-se o método de Euler, implícito, com precisão de segunda ordem no tempo.

Conforme Kang *et al.* (2011), a modelagem das paredes como superfícies adiabáticas não descreve acuradamente a distribuição de pressão estática nas paredes do Scramjet. Portanto, além desta modelagem, adotou-se a consideração das paredes como superfícies convectivas com $h = 1368,5 \text{ W/(m}^2\cdot\text{K)}$ (Kang *et al.* (2011)) e temperatura exterior de 300 K.

Todos os casos foram computados com abordagem transiente (URANS) com passo de tempo de 10^{-5} s . As condições iniciais foram obtidas com abordagem estacionária (RANS).

Foram estudados 8 casos, cujas condições de contorno são mostradas nas Tab. 1 e Tab. 2.

Tabela 1. Condições de contorno gerais.

Condições de Contorno	Entrada	Saída	Injetor 1 (2 bicos)	Injetor 2 (1 bico)
Tipo	Supersônica	Supersônica	Subsônica	Subsônica
Pressão estática	40,3 kPa abs	-	-	-
Velocidade normal	1880 m.s^{-1}	-	-	-
Temperatura estática	786 K	-	300 K	300 K
Fração mássica de O_2	0,2	-	-	-
Fração mássica de N_2	0,8	-	-	-
Fração mássica de H_2	0	-	1	1

Tabela 2. Condições de contorno específicas.

Casos	Injetor 1 (2 bicos)	Injetor 2 (1 bico)	ϕ_g	Paredes
1	0,01 g. s ⁻¹	0,01 g. s ⁻¹	0,2379	Adiabáticas
2	0,01 g. s ⁻¹	0,01 g. s ⁻¹	0,2379	Convectivas
3	0,01 g. s ⁻¹	0,005 g. s ⁻¹	0,1784	Adiabáticas
4	0,01 g. s ⁻¹	0,005 g. s ⁻¹	0,1784	Convectivas
5	0,01 g. s ⁻¹	0,028 g. s ⁻¹	0,4521	Convectivas
6	0,028 g. s ⁻¹	0,035 g. s ⁻¹	0,7495	Convectivas
7	0,028 g. s ⁻¹	0,040 g. s ⁻¹	0,8090	Convectivas
8	0,028 g. s ⁻¹	0,056 g. s ⁻¹	1	Convectivas

ϕ_g é a razão de equivalência global combustível/ar. A Eq. (1) define esta quantidade conforme Poinot e Veynante (2012) e especifica sua definição para a reação de combustão do hidrogênio com o oxigênio.

$$\phi_g = \frac{v'_O W_O \dot{m}_F^1}{v'_F W_F \dot{m}_O^2} = \frac{0,5 * 31,9988}{1 * 2,02} * \frac{\dot{m}_{H_2}^1}{\dot{m}_{O_2}^2} = 7,92 * \frac{\dot{m}_{H_2}^1}{\dot{m}_{O_2}^2} \quad (1)$$

v'_O , v'_F , W_O , W_F , $\dot{m}_F^1$ e $\dot{m}_O^2$ são os coeficientes estequiométricos da reação de combustão, a massa molecular e a vazão mássica do oxidante (O) e do combustível (F), respectivamente.

Os resultados foram analisados no tempo total de $t = 0,0109399$ s. Um tempo característico bastante utilizado em Scramjets é o tempo de residência τ_r definido por Ben-Yakar (2001) como a razão entre o comprimento do Scramjet l_c (0,96 m) e uma velocidade característica do escoamento v_c . Esta velocidade pode ser obtida pela média das velocidades sobre o plano longitudinal médio do Scramjet. Para os casos estudados v_c é de 1650 m.s⁻¹, o que fornece um tempo de residência de 0,0005818 s. O passo de tempo é 60 vezes inferior ao tempo de residência, mostrando-se suficientemente pequeno para descrever o escoamento. O tempo total é cerca de 19 vezes superior ao tempo de residência. Isto assegura que o transitório inicial decorrente da solução inicial seja eliminado pelo processo iterativo.

3. RESULTADOS

3.1. Distribuição Transversal de Temperatura e das Frações Mássicas de Hidrogênio e de Oxigênio

A Fig. 2 mostra os contornos de temperatura definidos para o Caso 1 com $\phi_g = 0,2379$. Os contornos foram realizados sobre o plano transversal médio do Scramjet.

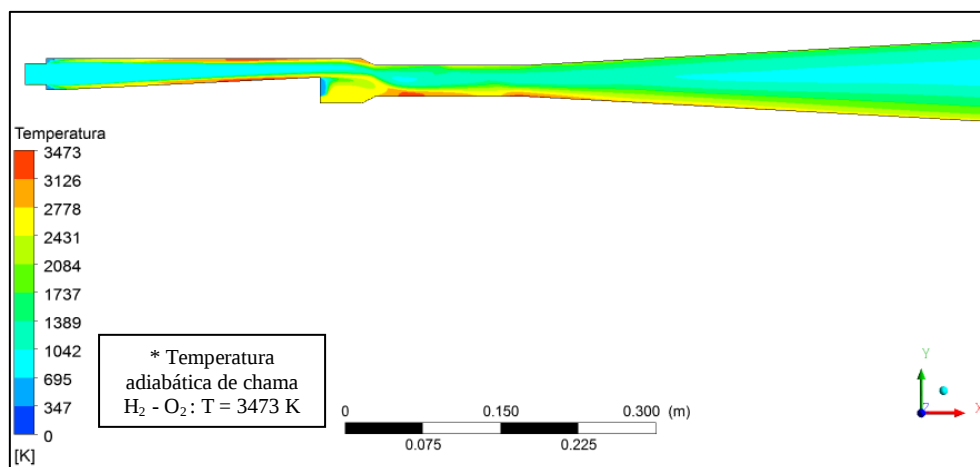


Figura 2. Contornos de temperatura sobre o plano transversal médio para o Caso 1.

Pode ser observado qualitativamente que o escoamento compõe-se de um núcleo mais “frio” e de uma camada reativa, com altas temperaturas, nas proximidades da parede. Manna *et al.* (2008) afirmam que a injeção de combustível a partir das paredes geram uma região reativa que ocupa apenas uma pequena parte da seção do combustor (próxima das paredes), de forma que nem todo o ar entrando no Scramjet pode participar da combustão. Estes autores indicam ainda que a zona de reação nas vizinhanças das paredes induz uma carga térmica excessiva na estrutura do combustor.

Para investigar quantitativamente este efeito, inferiu-se as distribuições verticais (em y) de temperatura ao longo do comprimento do combustor, as quais são mostradas nas Fig. 3 (b), (c), (d), (e) e (f). A parede inferior está localizada em $y/H = 0$ e a superior, em $y/H = 1$ conforme Fig. 3 (a). H é a altura do combustor na coordenada x correspondente.

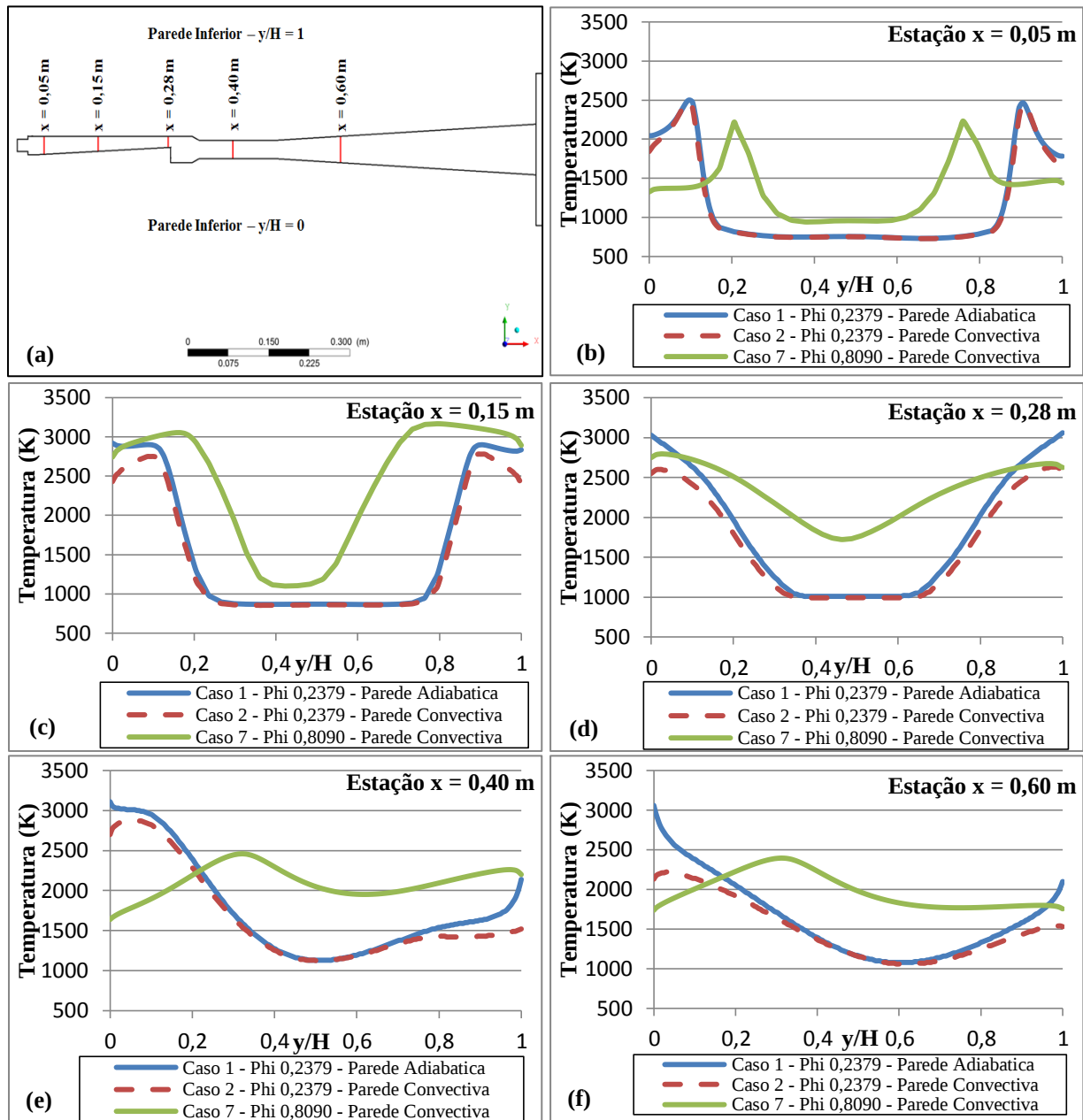


Figura 3. Distribuição de temperatura em função da altura do combustor nas estações $x = 0,05\text{ m}$, $0,15\text{ m}$, $0,28\text{ m}$, $0,40\text{ m}$ e $0,60\text{ m}$ para os Casos 1, 2 e 7.

A Fig. 3 (b) indica que para os Casos 1 e 2, em $x = 0,05\text{ m}$, as temperaturas mais baixas estão contidas em um núcleo localizado no intervalo $y/H = 0,2 - 0,8$. Com o aumento na vazão de combustível, denotado pelo Caso 7, a Fig. 3 (b) mostra que o núcleo com temperaturas mais baixas diminui, ficando restrito a $y/H = 0,35 - 0,65$.

Em virtude dos processos de mistura e de difusão de calor proveniente da camada quente nas proximidades das paredes, o núcleo com temperaturas mais baixas sofre redução para todos os casos conforme mostrado pelas Fig. 3 (c) e (d). Este processo é de maior intensidade para o Caso 7, que possui maior vazão de combustível injetado.

Após $x = 0,28\text{ m}$, como indicado pelas Fig. 3 (e) e (f), observa-se que uma distribuição simétrica de temperatura não é mais formada. Isto ocorre devido a dois fatores: 1) A cavidade rompe com a simetria geométrica do combustor; 2) A injeção longitudinal de combustível ocorre dentro da cavidade, próximo da parede inferior. O fator 2 também explica porque as maiores temperaturas se localizam nas vizinhanças da parede inferior para os Casos 1 e 2 nas Fig. 3 (e) e (f). O combustível possui a tendência de ficar restrito a uma pequena região nos entornos da parede em que é injetado.

Comparando as condições de paredes adiabática e convectiva (Casos 1 e 2) para uma mesma vazão de injeção nas Fig. 3 de (b) até (f), nota-se que as distribuições de temperatura concordam razoavelmente bem em grande parte da

altura do canal. Conforme esperado, a escolha da condição de contorno de parede convectiva em detrimento de parede adiabática tem efeito sobre a distribuição de temperatura apenas nas vizinhanças das paredes. O fato das maiores temperaturas localizarem-se nesta região também atua reforçando o processo convectivo. Os desvios ficam retidos nas regiões compreendidas por $y/H = 0-0,2$ e $0,8-1$. As maiores desvios entre as temperaturas preditas com as duas condições ocorrem em $x = 0,60$ m, principalmente nas adjacências da parede inferior.

Contudo, há uma questão não respondida: Por quê, mesmo com o aumento da injeção de combustível do Caso 7, este apresenta temperaturas nas vizinhanças da parede inferior menores que o Caso 2 em $x = 0,40$ m e em $x = 0,60$ m?

Para responder a esta pergunta, analisam-se as distribuições de frações mássicas de hidrogênio e oxigênio dos Casos 2 e 7. Esta análise é mostrada na Fig. 4 (b) até (f). A Fig. 4 (a) mostra as estações de inferência das variáveis.

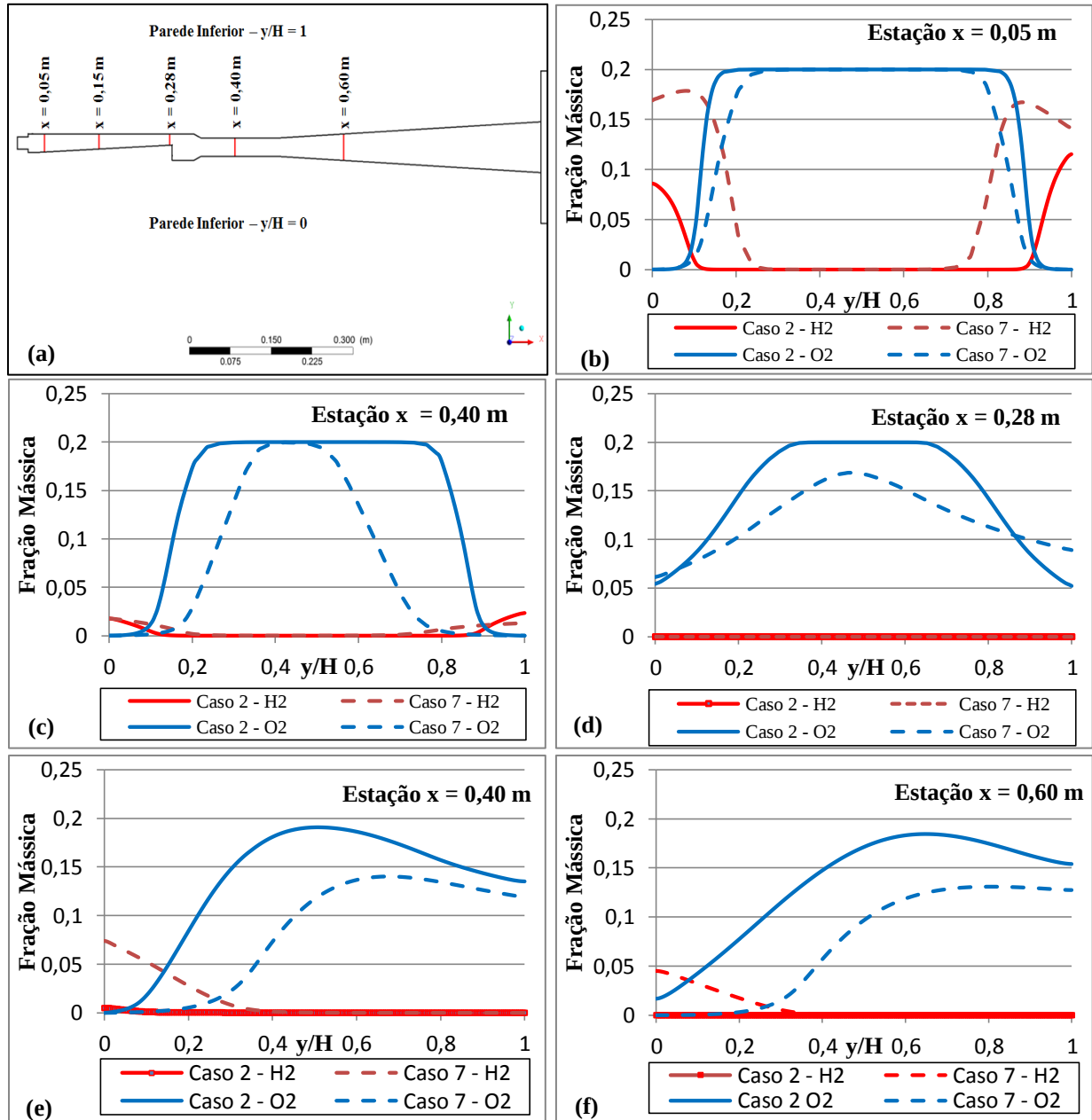


Figura 4. Distribuição de frações mássicas de hidrogênio e oxigênio com altura do combustor para os Casos 2 e 7.

Observa-se da Fig. 4 (e), em $x = 0,40$ m, que a distribuição de fração mássica de hidrogênio na parede para o Caso 2 é praticamente nula. Na Fig. 4 (e), para o Caso 7, com o aumento na vazão de combustível, a fração mássica na parede tem um valor de 0,075, com um decaimento aproximadamente linear em direção ao centro do canal. A zona reativa (ZR) é denotada pela coexistência de frações mássicas não nulas de hidrogênio e oxigênio. Para o Caso 7, em $x = 0,40$ m, a ZR localiza-se no intervalo $y/H = 0,15 - 0,30$ de acordo com a Fig. 4 (e). A Fig. 3 (e), em $x = 0,40$ m, indica que o Caso 7 apresenta pico de temperatura em $y/H = 0,3$. Nota-se que o pico de temperatura corresponde à extremidade do oxidante (oxigênio) da ZR, assemelhando-se ao comportamento de um chama difusiva conforme Poinot e Veynante (2012). Visto os altos números de Reynolds presentes no interior do Scramjet, a chama não pode ser difusiva. Contudo,

esta pode ser tratada como uma chama não pré-misturada, dado que os escoamento de hidrogênio e oxigênio estão segregados. O fato do aumento da vazão de combustível deslocar a ZR para o interior do canal do combustor é o responsável pelas temperaturas indicadas pelo Caso 7 serem inferiores ao do Caso 2 conforme indicado pela Fig. 3 (e) na parede inferior. Outro efeito que atua abaixando a temperatura na parede inferior no Caso 7 é o arrefecimento causado pelo excesso de hidrogênio não queimado. Este arrefecimento é notado para o Caso 7 nas Fig. 3 (b), (e) e (f).

Para avaliar as características locais da mistura ar/combustível, define-se a razão de equivalência local da mistura ar/combustível ϕ . ϕ toma a forma da Eq. (1) com a substituição de $\dot{m}_{H_2}^1$ e $\dot{m}_{O_2}^2$ por Y_{H_2} e Y_{O_2} . Y_{H_2} e Y_{O_2} são as frações mássicas de hidrogênio e de oxigênio. A Fig. 5 denota como varia ϕ para os Casos 2 e 7 em $x = 0,40$ m.

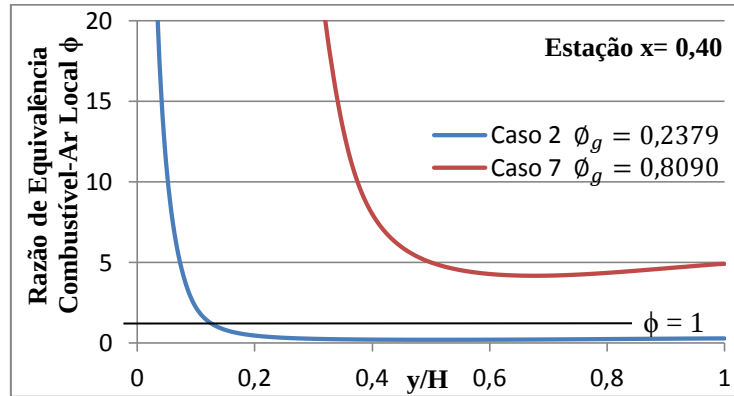
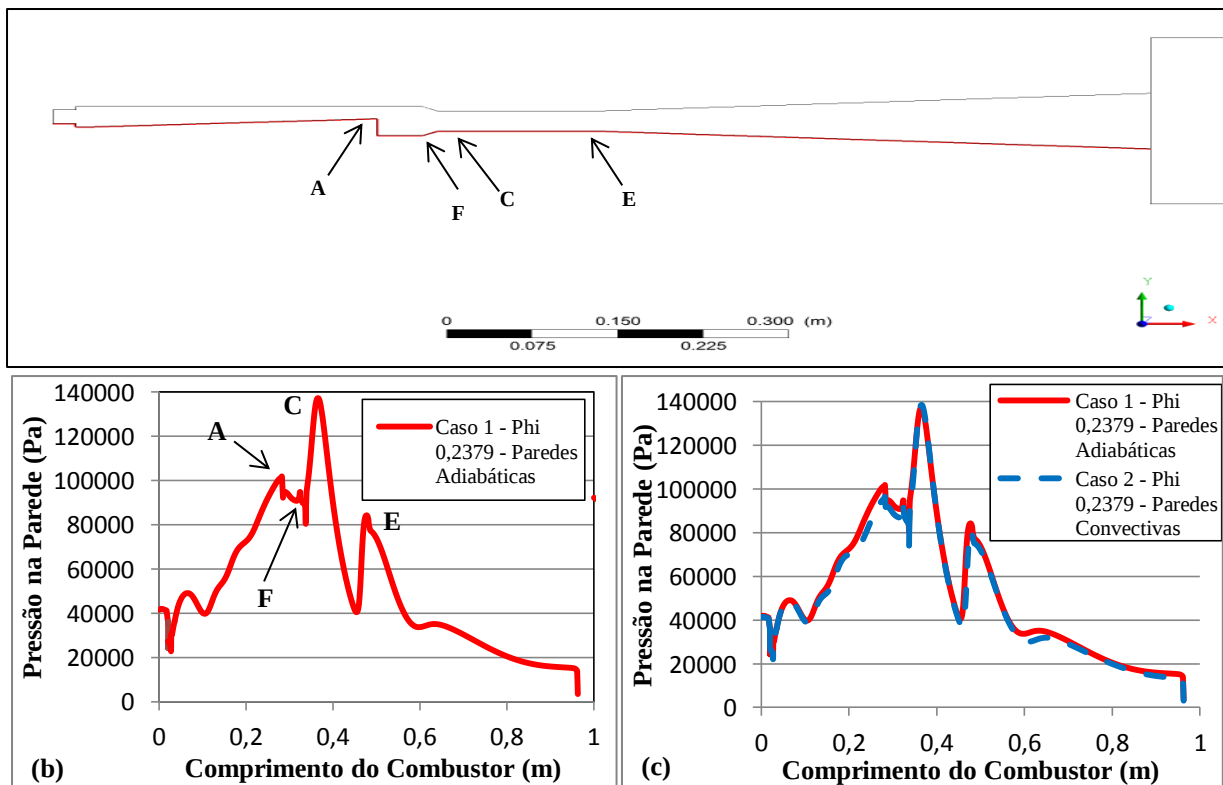


Figura 5. Razão de equivalência local combustível/ar para os Casos 2 e 7 em $x = 0,40$ m.

Observa-se que em $x = 0,40$ m o Caso 2 atinge combustão em nível estequiométrico ($\phi = 1$) em $y/H = 0,15$. Contudo, o Caso 7 não atinge combustão em nível estequiométrico em alguma altura do canal. Tal fato indica excesso de hidrogênio ($\phi > 1$) que pode levar à presença de hidrogênio não queimado nos gases de saída do Scramjet. Estes resultados mostram que mesmo com ϕ_g inferior à proporção estequiométrica, ϕ pode assumir valores elevados. Isto ocorre em função do baixo processo de mistura, reduzindo a eficiência de combustão devido à queima incompleta.

3.2. Distribuição de Pressão Estática nas Paredes

Segundo Trebs *et al.* (2014), a distribuição de pressão estática nas paredes é uma ferramenta que permite um diagnóstico da combustão e da propagação de ondas de choque dentro do Scramjet. A Fig. 6 (b) até (e) apresenta a distribuição de pressão estática para os Casos de 1 a 4. A Fig. 6 (a) mostra a linha em vermelho sobre a qual inferiu-se a pressão. Esta linha está localizada sobre o plano médio da largura do Scramjet.



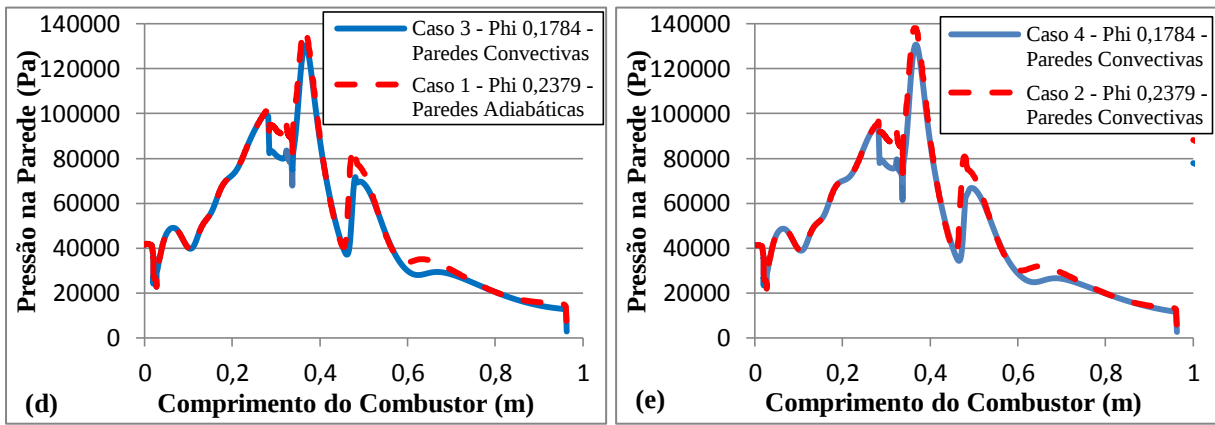


Figura 6. Distribuição de pressão na parede inferior do Scramjet para ϕ_g 0,1784 e 0,2379 com condições de parede adiabática e convectiva.

A análise da Fig. 6 revela 4 picos de pressão estática. O pico em $x = 0,32$ m (Ponto F da Fig. 6 (a)) está localizado na aresta inferior da rampa do bordo de fuga da cavidade. O aumento de pressão é originado de um choque de compressão (Shapiro, 1953) que desvia o escoamento conforme o ângulo da rampa. O pico em $x = 0,27$ m (Ponto A da Fig. 6 (a)) forma-se devido à compressão do escoamento pelo injetor em rampa, que diminui a área de seção transversal, seguido pela descompressão causada pela forte expansão de Prandtl-Meyer na aresta superior do injetor em rampa.

Para avaliar os picos de pressão em $x = 0,36$ m e $0,48$ m, utilizou-se os contornos do gradiente de pressão na direção x . Extremos gradientes de pressão são característicos de ondas de choque. Os contornos desta variável são mostrados na Fig. 7 (a) para o Caso 1. Complementarmente, a Fig. 7 (b) traz os contornos de velocidade para o Caso 1.

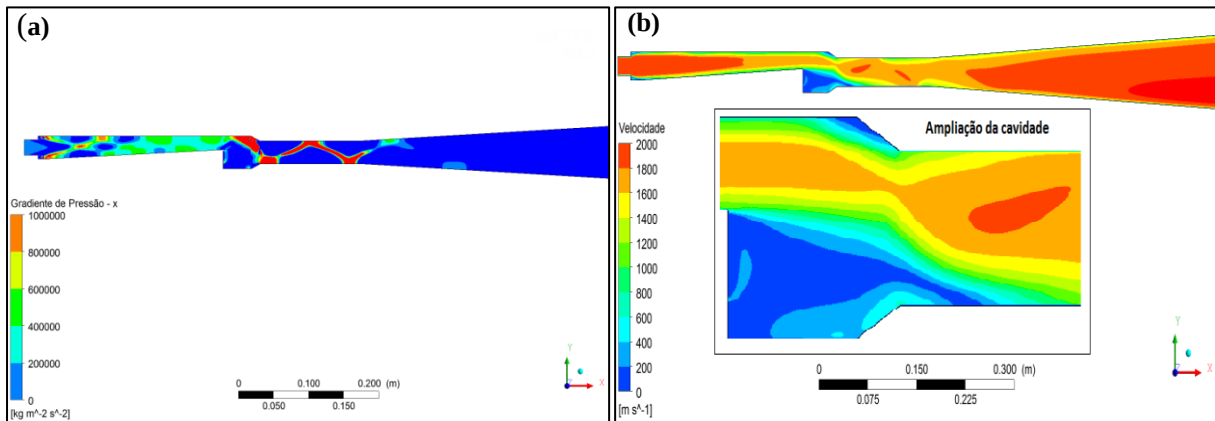


Figura 7. (a) Contornos do gradiente de pressão na direção x do Caso 1; (b) Contornos de velocidade do Caso 1.

Da Fig. 7 (a), nota-se um padrão de multirreflexão de ondas de choque dentro do combustor. Observa-se que a onda de choque origina-se no choque formado no ponto B conforme Fig. 6 (a) (aresta inferior da rampa de saída da cavidade da parede superior). Este choque reflete-se na parede inferior do combustor em $x = 0,36$ m (Ponto C da Fig. 6 (a)), sendo um dos causadores do pico de pressão no Ponto C conforme Fig. 6 (b). A onda de choque é refletida em direção à parede superior e atinge o ponto D, sendo novamente refletida em direção à parede inferior atingindo $x = 0,48$ m (Ponto E). Estas observações correlacionam diretamente os picos de pressão nos pontos C e E com a presença da onda de choque. A utilização de paredes convectivas não afetou o resultado qualitativo dos contornos de gradiente de pressão.

Não somente a reflexão da onda de choque tem papel na formação do pico de pressão do Ponto C. Dos contornos de velocidade do Caso 1 na Fig. 7 (b), nota-se que há o descolamento da camada cisalhante da aresta superior do injetor em rampa e o recolamento desta sobre a parede inferior no Ponto C. A camada cisalhante é evidenciada pelos elevados gradientes de velocidade na direção transversal a ela. Ocorre processo de impingimento do ponto C, resultando em um aumento local de pressão que também contribui para o pico de pressão neste ponto. Nota-se que o recolamento da camada cisalhante ocorre após a cavidade, caracterizando o escoamento na cavidade como aberto e minimizando o arrasto. Ben-Yakar e Hanson (2001) trazem uma revisão detalhada dos regimes de escoamento em cavidades.

A distribuição de pressão nas paredes com condição adiabática e convectiva tem boa concordância. O argumento de Kang *et al.* (2011) de que a condição de paredes adiabáticas é insuficiente para a acurada descrição da distribuição de pressão nas paredes não é confirmado para as condições estudadas neste Scramjet.

As Fig. 6 (d) e (e) mostram que o aumento na vazão de combustível do Caso 1 sobre o 3 e do Caso 2 sobre o 4 causou aumento de pressão na cavidade e nos pontos de reflexão da onda de choque ($x = 0,36$ m, $0,48$ m e $0,60$ m).

3.3 Empuxo por Unidade de Largura, Impulso Específico e Eficiências Associadas

A eficiência propulsiva de sistemas propulsivos a ar-aspirado é definida por El-Sayed (2008) como:

$$\eta_{\text{propulsiva}} = \frac{2}{1 + \frac{u_c}{u_0}} \quad (2)$$

u_0 e u_c são as velocidades do escoamento na tomada de ar e na exaustão dos gases, os quais foram obtidos por médias ponderadas da velocidade pela vazão mássica sobre os planos de entrada do combustor e de saída do bocal.

El-Sayed (2008) fornece para a eficiência térmica de sistemas propulsivos a seguinte formulação:

$$\eta_{\text{térmica}} = \frac{(\frac{\dot{m}_c u_c^2}{2} - \frac{\dot{m}_0 u_0^2}{2})}{\dot{m}_f h} \quad (3)$$

$\dot{m}_c$, $\dot{m}_0$ e $\dot{m}_f$ são as vazões mássicas de gás de exaustão, de ar admitido e de combustível. h é o poder calorífico inferior do combustível. Para a reação de combustão $\text{H}_2\text{-O}_2$, Poinot e Veynante (2012) fornecem h de 120,5 KJ/g

A eficiência de combustão é definida por Heiser e Pratt (1994) como:

$$\eta_{\text{comb}} = 1 - \frac{\dot{m}_{\text{comb não queimado}}}{\dot{m}_{\text{comb injetado}}} \quad (4)$$

$\dot{m}_{\text{comb não queimado}}$ e $\dot{m}_{\text{comb injetado}}$ são as vazões mássicas de H_2 no plano de saída do bocal e total injetada.

O empuxo, de acordo com Shapiro (1953), é dado por:

$$\tau = (p_2 A_2 + \rho_2 A_2 V_2^2) - (p_1 A_1 + \rho_1 A_1 V_1^2) \quad (5)$$

A é a área transversal ao escoamento, p é a pressão, ρ é a massa específica e V é a velocidade do fluido. Toma-se os valores médios das variáveis sobre a área A . τ/B é a razão entre o empuxo e a largura do Scramjet. Para o modelo estudado, B é 0,5 mm. O empuxo de um Scramjet tridimensional pode ser obtido pelo escalonamento de τ/B .

O impulso específico I_{sp} [s] é definido por El-Sayed (2008) como a razão entre o empuxo e a vazão mássica de combustível operada pelo Scramjet dividida pela aceleração da gravidade, ou seja, $\tau/(\dot{m}_{\text{comb}} g)$ com $g = 9,806 \text{ m.s}^{-2}$.

A Tab. 3 mostra o efeito de ϕ_g sobre $\eta_{\text{propulsiva}}$, $\eta_{\text{térmica}}$, η_{comb} , τ/B e I_{sp} . M_{entrada} é o número de Mach na entrada.

Tabela 3. Variáveis de caracterização propulsiva do Scramjet em função de ϕ_g .

Casos	ϕ_g	M_{entrada}	$\eta_{\text{propulsiva}}$	$\eta_{\text{térmica}}$	η_{comb}	τ/B [N/mm]	I_{sp} [s]
1	0,2379	3,38	97,7%	24,6%	100%	1,07471	2739,93
2	0,2379	3,38	98,4%	17,9%	100%	0,86190	2197,38
3	0,1784	3,38	98,3%	24,9%	100%	0,824978	2804,33
4	0,1784	3,38	98,9%	15,6%	100%	0,603818	2052,55
5	0,4521	3,38	97,7%	14,0%	78,6%	1,33837	1795,85
6	0,7495	3,38	97,4%	10,0%	78,5%	1,98312	1605,04
7	0,8090	3,38	97,3%	9,8%	74,3%	2,06009	1544,74
8	1	3,38	97,0%	9,0%	63,0%	2,27628	1381,74

Observando a Tab. 3, todos os casos apresentam alta eficiência propulsiva, o que significa que o incremento de velocidade recebido pelo ar operado pelo Scramjet é baixo. Comparando os Casos 1 com o 2 e o 3 com o 4, inferiu-se que a condição de contorno de parede convectiva não trouxe expressivas mudanças em relação aos valores obtidos com parede adiabática. Contudo, a eficiência térmica, sendo diretamente influenciada pelas temperaturas no interior do Scramjet, é superestimada pelos cálculos com paredes adiabáticas. Da Tab. 3 infere-se que as eficiências propulsiva e de combustão diminuem com o aumento da vazão de combustível. A eficiência térmica cresce com o aumento de ϕ_g de 0,1784 para 0,2379 e decresce para superiores aumentos de ϕ_g . Nota-se que em $\phi_g = 0,1784$ e $\phi_g = 0,2379$, a eficiência de combustão é de 100%. Após $\phi_g = 0,2379$, η_{comb} decresce rapidamente, indicando presença de hidrogênio não queimado na saída do Scramjet. Logo, a causa da queda em $\eta_{\text{térmica}}$ é a deficiência no processo de mistura, que acarreta queima incompleta do combustível. Se houvesse um processo de mistura eficiente, não haveria hidrogênio no gás de saída, visto que todos os casos estudados operam com ϕ_g menor ou igual à proporção estequiométrica.

Comparando os Casos 1 e 2, nota-se que o empuxo foi cerca de 20% superestimado pela modelagem de parede adiabática sobre a modelagem de parede convectiva. Entre os Casos 3 e 4, a superestimação do empuxo foi de 27%. O impulso específico também apresentou valores superiores com paredes adiabáticas. Este resultado mostra que, embora

as distribuições de pressão e de temperatura não tenham se alterado expressivamente com a modelagem convectiva sobre a adiabática, o empuxo e o impulso específico foram superestimados pela última. A Fig. 8 traz o gráfico de τ/B e I_{sp} em função de ϕ_g para os cálculos com paredes convectivas.

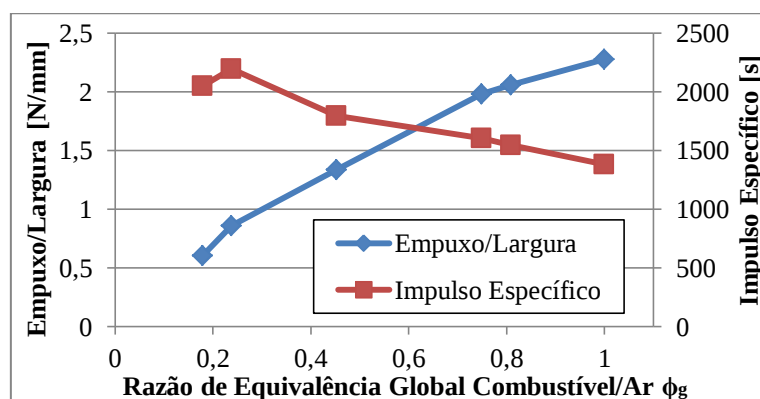


Figura 8. Empuxo/largura e impulso específico em função de ϕ_g para cálculos com paredes convectivas.

Da Fig. 8, nota-se o comportamento crescente e, em seguida, decrescente do impulso específico. A explicação deste fenômeno é a mesma oferecida para o comportamento da eficiência térmica. A declividade da curva de τ/B com ϕ_g é decrescente. Este comportamento ocorre, pois uma fração cada vez maior do combustível injetado não é queimada. A curva mantém-se crescente, pois a fração de combustível queimada também cresce com ϕ_g . Teoricamente, com um processo de mistura ideal, o empuxo máximo possível ocorreria para $\phi_g = 1$. No entanto, espera-se que mesmo com ϕ_g superior a 1, continue havendo aumento no empuxo com o aumento de ϕ_g . Parte deste aumento decorreria do aumento da vazão mássica operada pelo Scramjet e a outra parte decorreria da maior penetração do combustível no escoamento supersônico. Contudo, esta não é uma maneira eficiente de aumentar o empuxo, visto que $\eta_{térmica}$, η_{comb} e I_{sp} deterioram-se rapidamente. Cabe a um processo de mistura eficiente evitar tal deterioração. O Caso 8 com $\phi_g = 1$ apresenta o máximo τ/B . Para um bocal de seção quadrada ($B = 86$ mm), o empuxo é de 196 N.

4. CONCLUSÕES

Implementou-se computacionalmente a geometria do combustor e bocal de um Scramjet operando a hidrogênio. A malha numérica foi gerada com o aplicativo Icem e o programa Ansys-CFX foi utilizado para os cálculos URANS do escoamento reativo supersônico. Objetivou-se o estudo do escoamento e das características propulsivas do Scramjet.

Notou-se que o combustível injetado fica segregado em uma camada nas proximidades das paredes. Na região interfacial entre esta camada e o núcleo do escoamento ocorre a combustão. Mostrou-se que quanto menor ϕ_g , mais próxima das paredes localiza-se a região de combustão. Para elevado ϕ_g , houve redução da temperatura das paredes em função do distanciamento da região de combustão e do arrefecimento destas pelo hidrogênio não queimado.

A razão de equivalência local da mistura combustível/ar cresce mais rapidamente que a razão global dado a deficiência no processo de mistura. Após $\phi_g = 0,45$, a eficiência de combustão cai, visto que há hidrogênio nos gases de saída. Isto leva à queda da eficiência térmica e do impulso específico. Com o aumento da eficiência de mistura: 1) Aumentar-se-ia a eficiência de combustão; 2) O combustor seria mais bem controlado por ϕ_g . Notou-se que enquanto a eficiência de combustão é de 100%, o impulso específico cresce com o empuxo. O máximo empuxo foi 126 N ($\phi_g = 1$).

Mostrou-se que a rampa da parede superior gera uma onda de choque que sofre processo de multirreflexão nas paredes do combustor. Os pontos em que a onda de choque atinge a parede são evidenciados por picos de pressão estática. O maior destes picos ocorreu a jusante da cavidade, devido à soma dos efeitos da reflexão da onda de choque com o impingimento pela camada cisalhante. A intensidade dos picos de pressão aumentou com a vazão de hidrogênio.

Os efeitos da modelagem de parede convectiva, em comparação com a modelagem adiabática, sobre a distribuição de temperatura, ficam restritos às proximidades das paredes. Com relação à distribuição de pressão, as duas modelagens tem boa concordância. A eficiência térmica, o empuxo e o impulso específico são majorados pela condição adiabática.

Esta análise quasi-bidimensional mostrou-se válida no estudo propulsivo e do escoamento no Scramjet, enquanto demandou um esforço computacional expressivamente inferior comparado a uma modelagem tridimensional.

5. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao CNPQ pelo fomento ao projeto 800668/2014-6 que deu origem a este trabalho.

6. REFERÊNCIAS

Ben-Yakar, A. e Hanson, R. K., 2001, "Cavity Flame-Holders for Ignition and Flame Stabilization in Scramjets: An Overview", Journal of Propulsion and Power, Vol. 17, No. 4, pp. 869-877.

- Bushnell, D. M., 1995, "Hypervelocity Scramjet Mixing Enhancement", Journal of Propulsion and Power, Vol. 11, No. 5, pp. 1088-1090.
- El-Sayed, A. F., 2008, "Aircraft Propulsion and Gas Turbine Engines", CRC Press, Boca Raton, EUA, 876 p.
- Fuller, R. P. et al., 1998, "Comparison of Physical and Aerodynamic Ramps as Fuel Injectors in a Supersonic Flow", Journal of Propulsion and Power, Vol. 14, No. 2, pp. 135-145.
- Gruber, M. R. et al., 1995, "Mixing and Penetration Studies of Sonic Jets in a Mach 2 Freestream", Journal of Propulsion and Power, Vol. 11, No. 2, pp. 315-323.
- Heiser, P. e Pratt, D., 1994, "Hypersonic Air Breathing Propulsion", AIAA Inc., Washington, EUA, 587 p.
- Lv, Z. et al., 2015, "Experimental and Numerical Investigation of a Solid-Fuel Rocket Scramjet Combustor", Journal of Propulsion and Power, pp. 1-6.
- Kang, S. H. et al., 2011, "Cowl and Cavity Effects on Mixing and Combustion in Scramjet Engines", Journal of Propulsion and Power, Vol. 27, No. 6, pp. 1169-1177.
- Kumar, S. et al., 2005, "Scramjet Combustor Development". 10 jan. 2016, <<http://www.combustioninstitute-indiansection.com/pdf/SCRAMJET%20COMBUSTOR%20DEVELOPMENT.pdf>>.
- Manna, P. et al., 2008, "Liquid-Fueled Strut-Based Scramjet Combustor Design: A Computational Fluid Dynamics Approach", Journal of Propulsion and Power, Vol. 24, No. 2, pp. 274-281.
- Poinsot, T. e Veynante, D., 2012, "Theoretical and Numerical Combustion", Aquaprint, Bordeaux, França, 588 p.
- Riggins, D. W. et al., 1995, "Investigation of Scramjet Injection Strategies for High Mach Number Flows", Journal of Propulsion and Power, Vol. 11, No. 3, pp. 409-418.
- Shapiro, A. H., 1953, "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow", John Wiley and Sons, Nova Iorque, EUA.
- Trebs, A. et al., 2014, "Ramp Injector Scale Effects on Supersonic Combustion", Journal of Propulsion and Power, Vol. 30, No. 2, pp. 426-437.
- Van Wie, D. M. et al., 2005, "Hypersonic Air Breathing propulsion", John Hopkins APL Technical Digest, Vol. 26, No. 4, pp. 430-437.
- Zhang, X. et al., 1998, "The Effect of Trailing Edge Geometry on Cavity Flox Oscillation Driven by a Supersonic Shear Layer", The Aeronautical Journal of the Royal Aeronautical Society.

7. RESPONSABILIDADE AUTORAL

"Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo deste trabalho".

NUMERICAL STUDY OF FLOW AND PROPULSIVE CHARACTERISTICS OF A HYDROGEN-FUELED SCRAMJET COMBUSTOR AND NOZZLE

Thales Coelho Leite Fava, thalesclf550@unifei.edu.br¹
 Helcio Francisco Villa Nova, helcio.villanova@unifei.edu.br¹

¹Institute of Mechanical Engineering – Federal University of Itajubá, 1303 BPS Ave, 37500-903 Itajubá, Brazil

Abstract. Recent flight tests of Scramjets demonstrate the continuous interest in the development of hypersonic air-breathing transport. This work aimed the study of the reactive supersonic flow inside a Scramjet and the evaluation of its propulsive characteristics. The combustor and nozzle geometries of a hydrogen fueled Scramjet were modeled with a quasi-bidimensional approach. The domain of study was discretized using a structured mesh. The transient calculations were carried out with a CFD software. The SST $k-\omega$ Model and the Eddy Dissipation Model were selected for turbulence and combustion modelling. It was observed that the fuel has the trend to rest in the proximities of the walls. The increase in the fuel injection has the effect of pushing the combustion zone towards the center of the combustor, decreasing the wall temperature. Because of the poor mixture process, the increase of the fuel injection above a certain level acts on the reduction of combustion and thermal efficiencies, as well as on the decrease of specific impulse. This phenomenon is explained by the exhaustion of unburned fuel due to deficiency in the mixture process. The pressure peaks on the walls are caused by a multiple reflection mechanism of the shock wave formed on the cavity trailing edge ramp. The impingement of the walls by the reattachment of shear layer also acts on the formation of the pressure peaks. The wall pressure and the transversal temperature distribution are well described by adiabatic wall modelling. However, this modelling overestimated the thermal efficiency, the thrust and the specific impulse compared to convective wall modelling. Quasi-bidimensional modelling showed to be valuable in the study of a Scramjet combustor and nozzle. It allowed a reduced computational effort compared to a full tridimensional study.

Keywords: hypersonic propulsion, Scramjet, supersonic combustion.