

DINÂMICA DE COMBUSTORES SUPERSÔNICOS

ABCM

ABCM

CARLOS FREDERICO E. ALVES
Instituto de Atividades Espaciais - IAE
LEON R. SINAY e DEMÉTRIO BASTOS NETTO
Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE

RESUMO

A possibilidade do emprego de Estado-Reatores a combustão supersônica ("scramjets") como meio de propulsão eficaz em regime de voo hipersônico é reconhecida há mais de duas décadas. Recente levantamento do estado-da-arte revela uma série de aspectos que carecem de cuidados especiais oferecendo áreas onde as oportunidades de P&D são óbvias e urgentes. Em particular este é o caso do Combustor Supersônico. Este trabalho propõe um modelo para a sua dinâmica e discute aspectos de sua otimização.

INTRODUÇÃO

A propulsão de veículos espaciais na atmosfera e das aeronaves hipersônicas de grande alcance ("aerospace plane") muito provavelmente será realizada por sistemas alimentados a ar, dos quais o mais forte candidato é o estado-reator a combustão supersônica ("scramjet"). Este ciclo opera numa faixa de número de Mach de Voo, M_0 , muito mais ampla que os demais ciclos alimentados a ar ($4 \leq M_0 \leq 25$) [1] e obviamente possui impulsão específica, I_s , muito maior que quaisquer motores foguete convencionais.

Assim é que o ciclo de propulsão, baseado na liberação de calor num escoamento supersônico, evoluiu de tal modo nas últimas décadas, que existem hoje uma plêiade de projetos de propulsores fundamentados neste princípio além de variações como aquela do DCR ("Dual Combustor Ramjet") que procuram incorporar ao combustor supersônico a flexibilidade do estado-reator a combustão subsônica no que tange a alimentação do sistema com combustíveis de simples armazenamento [1-3].

Um modo simples de se considerar o estado-reator a combustão supersônica é dividi-lo em seções como indicado na Figura 1. Cada componente (A Tomada de Ar (0-1), o Duto de Conexão (1-2), o Combustor (2-4) e a Tuberia (4-5)) pode ser analisado separadamente e resultados experimentais incorporados onde necessário. Este trabalho se dedica apenas ao estudo de aspectos da dinâmica do combustor.

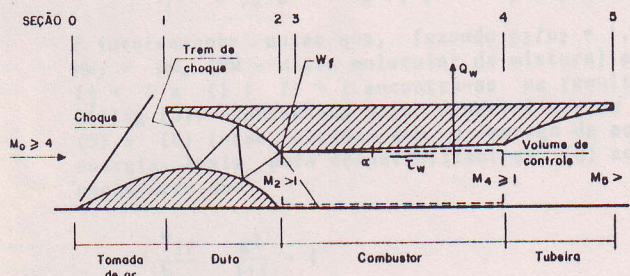


Fig. 1 - Esquema de um Estado-Reator a Combustão Supersônica.

ANÁLISE DO COMBUSTOR

Nesta região (Figura 1, Seções 2-4) o campo de escoamento é complexo, envolvendo eventos que, acoplados e de natureza fortemente não lineares, dificultam sobremaneira a descrição completa e precisa do fenômeno global, pois lá interagem num trem de ondas de choque, a injeção do combustível (em condições sônicas ou supersônicas), camadas limites e de cisalhamento, zonas de separação de camada limite, entre outros. Assim a obtenção de soluções completas das equações de Navier-Stokes - envolvem um tempo de computação enorme e pouco conveniente numa fase de anteprojeto. Daí, a análise aqui é feita considerando um volume de controle entre as seções 2 e 4. Nestas seções o escoamento pode ser considerado unidimensional. A seção 3 corresponde às condições que podem existir atrás de uma onda de compressão simples cujas propriedades à montante são aquelas da seção 2. A intensidade desta onda pode variar desde uma onda de Mach (isto é, sem choque), por uma família de ondas de choque oblíquos até, no limite, uma onda de choque normal. Isto posto, as equações de conservação para o escoamento através o volume de controle podem ser escritas:

$$\rho_2 u_2 A_2 + \dot{w}_f = \rho_4 u_4 A_4 \quad (1)$$

$$p_2 A_2 + \int_2^4 p_w \sin \alpha dA_w - p_4 A_4 - \int_2^4 \tau_w \cos \alpha dA_w + p_f A_f \cos \beta =$$

$$= \rho_4 u_4^2 A_4 - \rho_2 u_2^2 A_2 - \rho_f u_f^2 A_f \cos \beta \quad (2)$$

$$h_2 + \frac{u_2^2}{2} + f(h_f + \frac{u_f^2}{2}) = (1+f)(h_4 + \frac{u_4^2}{2}) + \frac{1}{\dot{w}_2} \int_2^4 \dot{q}_w dA_w \quad (3)$$

$$p_4 = p_4(\rho_4, h_4) \quad (4)$$

onde ρ - densidade, u - velocidade, p - pressão, h - entalpia, $\dot{w}$ - vazão em massa, α - o ângulo de divergência do combustor, β - o ângulo de injeção do combustível, τ - a tensão de cisalhamento, f - razão combustível/ar, $(\dot{w}_f/\dot{w}_2)$, $\dot{q}$ - fluxo de calor e os subscritos denotam: 2 e 4, seções 2 e 4 respectivamente, f - combustível e w - parede.

As equações (1) a (3) podem ser resolvidas com a escolha de uma equação de estado apropriada, equação (4), e se forem conhecidas expressões para a distribuição de pressões na parede, para o cisalhamento e a taxa de transferência de calor.

A equação de estado é obtida assumindo-se equilíbrio termodinâmico na seção 4 (Fig. 1) e usando-se o código NASA SP-273 [4] com a composição do ar previamente estabelecida e a descrição apropriada do combustível empregado.

Já a distribuição de pressões na parede, a técnica usada é a de se tomar

$$p_w \Lambda^{1/\epsilon-1} = \text{const} \quad (5)$$

onde ϵ é uma constante arbitrária, $-\infty \leq \epsilon \leq \infty$, como amplamente usado no tratamento analítico de escoamentos em dutos de área variável com adição de calor [5,6].

No que tange os efeitos de atrito e transferência de calor, aquelas integrais nas equações (2) e (3), embora passíveis de determinação rigorosa pela solução das equações da camada limite, podem com a vantagem da simplicidade, receber tratamento de correlação de dados, desde que se assuma como válida a analogia de Reynolds para este tipo de escoamento [6].

Das equações acima [usando-se (1), (2), (4) com $p_4 = p_4 R_4 T_4$ e (5)] obtém-se

$$\frac{p_4}{p_2} = \left[\frac{(1+\gamma_2 M_2^2) - (1-\epsilon) p_3/p_2 - f^*}{\epsilon + \gamma_4 M_4^2} \right]^2 \left(\frac{p_3}{p_2} \right)^{1-\epsilon} \quad (6)$$

$$\frac{\Lambda_4}{\Lambda_2} = \left[\frac{(1+\gamma_2 M_2^2) - (1-\epsilon) p_3/p_2 - f^*}{\epsilon + \gamma_4 M_4^2} \right]^{1-\epsilon} \left(\frac{p_3}{p_2} \right)^{\epsilon-1} \quad (7)$$

$$\frac{T_4}{T_2} = \left[\frac{(1+\gamma_2 M_2^2) - (1-\epsilon) p_3/p_2 - f^*}{\epsilon + \gamma_4 M_4^2} \right]^2 \frac{\gamma_4 R_4}{\gamma_2 R_2} \frac{M_4^2}{M_2^2} \frac{1}{(1+f)^2} \quad (8)$$

onde γ é a razão dos calores específicos, M o número de Mach, R a constante específica do gás e

$$-f^* = \left[-\int_2^4 \tau_w \cos \alpha d\Lambda_w + p_f \Lambda_f \cos \beta + p_f u_f^2 \Lambda_f \cos \beta \right] \frac{1}{p_2 \Lambda_2} \quad (9)$$

É interessante notar que, fazendo $p_3/p_2 = 1$, $\gamma_2 = \gamma_4 = \gamma$, $MW_2 = MW_4$ (MW - massa molecular da mistura) e tomando $f^* = 0$ e $(1+f) \sim 1$ encontra-se os resultados de Billig [5]. Entretanto vale observar que as equações (5) a (8) foram obtidas sem o emprego da equação da energia. Assim para compatibilizar-se (8) com (3) é necessário que:

$$f \frac{h_{Tf}}{h_{T2}} = \frac{K^2}{1+f} - 1 \quad (10)$$

onde o subscrito T se refere às condições de estagnação e K^2 é definido por

$$K^2 = \frac{2+(\gamma-1)M_4^2}{2+(\gamma-1)M_2^2} \cdot \frac{M_4^2}{M_2^2} \cdot \left[\frac{\epsilon+\gamma M_4^2}{\epsilon+\gamma M_2^2} \right]^2 \quad (11)$$

Como $fh_{Tf}/h_{T2} > 0$ então $f < K^2 - 1$. Este resultado impõe um vínculo ao problema. Se as simplificações acima não forem empregadas então a relação de compatibilidade pode ser escrita:

$$\frac{\gamma_2 R_2}{\gamma_4 R_4} \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_2 - 1} \left[1 + f \frac{h_{Tf}}{h_{T2}} - \frac{Q_1}{h_{T2}} \right] = \frac{2 + (\gamma_4 - 1) M_4^2}{2 + (\gamma_2 - 1) M_2^2},$$

$$\cdot \left[\frac{(1+\gamma_2 M_2^2) - (1-\epsilon) p_3/p_2 - f^*}{\epsilon + \gamma_4 M_4^2} \right] \frac{\gamma_4 R_4}{\gamma_2 R_2} \frac{M_4^2}{M_2^2} (1+f)^{-1} \quad (12)$$

$$\text{onde } Q_1 = \frac{1}{\dot{w}_2} \int_2^4 \dot{q}_w d\Lambda_w$$

Fazendo [6]

$$Q_1 = \frac{\bar{Q}}{A_w} \frac{\dot{w}_2}{A_2}$$

onde $\bar{Q}/A_w$ é o fluxo médio de calor nas paredes do combustor, este parâmetro pode ser adimensionalizado pela diferença das entalpias médias do gás e da parede do combustor, Δh ,

$$\Delta h = h_{T2} + fh_{Tf} + 0.5 f \eta_c \Delta h_f - \bar{h}_w \quad (13)$$

onde $\bar{h}_w$ é a entalpia do ar na temperatura média da parede, η_c a eficiência do processo de combustão, Δh_f o poder calorífico inferior do combustível e o fator 0.5 é usado na intenção de prover um valor médio para todo o combustor [6]. Com base nas correlações de dados experimentais envolvendo diversos combustíveis e geometrias de combustores numa faixa ampla de condições iniciais, $Q_1/\Delta h$ pode ser plotado vs os parâmetro $f \eta_c \Delta h_f$. Uma aproximação daquelas correlações fornece a relação

$$Q_1/\Delta h = 9 \times 10^{-4} + 2.83 \times 10^{-7} f \eta_c \Delta h_f \quad (14)$$

onde $\Delta h_f = [J/g]$.

Se, como já mencionado, a analogia de Reynolds for válida para escoamentos com reações exotérmicas, então [6]:

$$(\bar{Q}/A_w)/(\bar{h}_f - \bar{h}_w) = \bar{\tau}_w/\bar{u} \quad (15)$$

onde $\bar{\tau}_w = (1/A_w) \int_2^4 \tau_w \cos \alpha d\Lambda_w$, $\bar{h}_f$ é o valor médio da entalpia de recuperação do gás, e $\bar{u}$, o valor médio da velocidade no combustor, pode ser tomado como $\bar{u} \sim u_2$, assumindo-se que os efeitos de desaceleração devidos aos choques e à adição de calor são compensados pela divergência do combustor.

Escolhe-se $\bar{h}_f = C_1 \bar{h}_T$ onde $C_1 = (1+\bar{r})[(\bar{\gamma}-1)/2]M^2/[1+[(\bar{\gamma}-1)/2]M^2]$ onde $(\bar{\gamma})$ - valores médios, e $\bar{r} \approx Pr^{1/3}$, Pr o número de Prandtl. (Para $2 < M < 4$, $\bar{r} \approx 0.9$ e $C_1 \approx 0.93$, numa ampla faixa de combustíveis) e

$$\bar{h}_T = h_{T2} + fh_{Tf} + C_2 f \eta_c \Delta h_f$$

onde para o hidrogênio como combustível, $C_2 = 0.9$ e $\Delta h_f = 388185 J/g$

Na solução das equações de conservação e estado, mesmo com as simplificações acima nem o valor de ϵ nem o de p_3/p_2 são necessariamente conhecidos a priori. Entretanto, ao considerar-se que na vizinhança da seção 4 o escoamento é unidimensional e que lá está o final do combustor e mais, que o escoamento na tubeira (seções 4-5) é isentrópico, então é mister tomar-se os vínculos

$$\frac{dT}{T} = 0, A = A_4 \quad (16)$$

e

$$\left(\frac{\partial p}{\partial A}\right)_{\epsilon=\text{const}} = \left(\frac{\partial p}{\partial A}\right)_{\text{isentrópico}} \cdot A + A_4 \cdot (17)$$

Da equação (7),

$$M = \frac{(p_2/p_3)(\gamma_4^{-1} + (\gamma_2/\gamma_4)M_2^2) - (1-\epsilon)/\gamma_4 - f_2^* p_2/p_3}{(A_4/A_2)^{1/1-\epsilon}} - \frac{\epsilon}{\gamma_4} \quad (18)$$

De novo, como na equação (8) mas para um volume de controle entre a seção 2 e uma seção x à juzante da seção 4, tem-se

$$\frac{T_T}{T_2} = \frac{2+(\gamma-1)M^2}{2+(\gamma-1)M_2^2} \left[\frac{(1+\gamma_2 M_2^2) - (1-\epsilon)p_3/p_2 - f_2^*}{\epsilon + \gamma M^2} \right],$$

$$\frac{\gamma_4 R_4}{\gamma R} \frac{M^2}{M_2^2} \frac{1}{(1+f)^2} \quad (19)$$

$$\text{onde } f_2^* = 1 - \int_2^x \tau_w \cos \alpha dA_w - p_f A_f \cos \beta - \rho_f u_f^2 A_f \cos \beta \quad \frac{1}{p_2 A_2}$$

dai

$$\frac{dT_T}{T_T} = \left[\frac{(\gamma-1)M^2}{2+(\gamma-1)M^2} + 1 - \frac{2\gamma M^2}{\epsilon + \gamma M^2} \right] +$$

$$+ \frac{M^2}{\gamma} \left[1 - \frac{2\gamma M^2}{\epsilon + \gamma M^2} \right] \frac{d\gamma}{dM^2} - \left[\frac{M^2}{MW} \frac{dMW}{dM^2} + \frac{2M^2}{1+f} \frac{df}{dM^2} \right] -$$

$$- \left[\frac{M}{(1+\gamma_2 M_2^2) - (1-\epsilon)p_3/p_2 - f_2^*} \right]^2 \frac{df_2^*}{dM^2} \frac{dM^2}{M^2} \quad (20)$$

Considerando-se as variações de γ , MW , f_2^* e f como desprezíveis (aliás é interessante notar que o sinal negativo desta última corresponde ao efeito de apenas adição de massa no escoamento, efeito que sabidamente reduz a temperatura de estagnação), tem-se então o resultado obtido por Billig [5]:

$$\frac{dT_T}{T_T} = \left[\frac{\epsilon[1+(\gamma-1)M^2] - \gamma M^2}{[1+(\gamma-1)M^2](\epsilon + \gamma M^2)} \right] \frac{dM^2}{M^2} \quad (21)$$

aplicando-se a condição (16) obtém-se

$$M_4 = \left[\frac{\epsilon}{\epsilon + \gamma_4(1-\epsilon)} \right]^{1/2} \quad (22)$$

ou

$$\epsilon = \gamma_4 M_4^2 / [1 + (\gamma-1)M_4^2] \quad (23)$$

Este resultado é análogo ao "ponto de entupimento" nos processos de aquecimento de Rayleigh e de atrito de Fanno [1]. Waltrup [6] chama esta condição de limite de entropia.

Vale notar que (22) e (23), ao contrário do que propõe Billig [1], são obtidos sem quaisquer outras restrições quando apenas se impõe o vínculo da relação (17).

Finalmente é simples a obtenção de (22) e (23) partindo-se apenas do vínculo (17);

Da equação (5)

$$\left. \frac{\partial p}{\partial A} \right|_{\epsilon=\text{const}} = - \frac{\epsilon}{\epsilon-1} p_2 A_2^{\epsilon/\epsilon-1} \left(\frac{p_3}{p_2} \right) A_4^{(1-2\epsilon)/(\epsilon-1)} \quad (24)$$

por outro lado, é fácil mostrar que, em condições de isentropia,

$$\left(\frac{\partial p}{\partial A}\right)_{\text{isent}} = - \frac{p_{t4}}{A_4} \left(\frac{p_4}{p_{t4}} \right)^{2/\gamma} \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_{t4}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \cdot$$

$$\cdot \left[\frac{2}{\gamma} \left(\frac{p_4}{p_{t4}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - \frac{\gamma+1}{\gamma} \left(\frac{p_4}{p_{t4}} \right)^{1/\gamma} \right]^{-1} \quad (25)$$

e (22) e (23) seguem-se imediatamente ao igualar-se (24) a (25),

Por outro lado embora seja perfeitamente aceitável tomar-se $\partial\gamma/\partial M^2$, $\partial MW/\partial M^2$, $\partial f/\partial M^2$ e $\partial f_2^*/\partial M^2$ tendendo à zero quando $A \rightarrow A_4$, só assim o vínculo (16) estará contido no vínculo (17), que, de per se, fornece (22) ou (23).

Assim (16) com as simplificações acima mencionadas e (17) são totalmente equivalentes, ambas conduzindo ao mesmo resultado (Equações 22 ou 23) que, substituído em (18) fornece:

$$\frac{\epsilon}{\epsilon + \gamma_4(1-\epsilon)} = \frac{p_2 (\gamma_4^{-1} + \frac{\gamma_2}{\gamma_4} M_2^2) - (1-\epsilon)/\gamma_4 + f_2^* p_2/p_3}{(A_4/A_2)^{1/1-\epsilon}} - \frac{\epsilon}{\gamma_4} \quad (26)$$

Obter-se-á então uma solução única para uma dada quantidade de calor liberada no combustor para a qual também corresponderá um único valor de p_2/p_3 .

CONCLUSÕES

Assim é possível a determinação e otimização da dinâmica dos combustores supersônicos. Dentre os muitos aspectos que ainda não foram analisados encontram-se as possíveis variações temporais do fenômeno estudado, bem como de perturbações que simulem condições de voo real.

Aqui verificou-se a existência de um vínculo forte não mencionado na literatura (Equação 10) que limita o campo de soluções possíveis e mostrou-se que as aproximações normalmente sugeridas [5] para a obtenção das relações (22) e (23) não se fazem necessárias quando se utiliza apenas o vínculo imposto pela relação (17).

O objetivo deste trabalho foi o de analisar e identificar apenas alguns aspectos do combustor de um estado-reator a combustão supersônica e apresenta um problema atual no qual necessidades e oportunidades de pesquisa existem em todos os componentes deste sistema de propulsão que poderá em breve ser utilizado para impulsionar veículos espaciais e aeronaves hipersônicas.

REFERÊNCIAS

- [1] Billig, F.S. - "Combustion Processes in Supersonic Flow". J. of Propulsion and Power, 4 (3): 209-216 (1988).
- [2] Waltrup, P.J. - "Liquid-Fueled Supersonic Combustion Ramjets: A Research Perspective". J. of Propulsion and Power, 3 (6): 515-524 (1987).
- [3] Ferri, A. - "Supersonic Combustion Progress". Aeronautics and Astronautics, 2 (8): 32-37 (1964).
- [4] Gordon, S. and McBride, B.J. - "Computer Program for Calculations of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance Incident and Reflected Shocks and Chapman Jouguet Detonations", NASA SP-273 (1971).

- [5] Billig, F.S. "Design of Supersonic Combustors based on pressure - Area fields". Eleventh Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pa, pp:755-769 (1967).
- [6] Waltrup, P.J., Billig, F.S. and Stockbridge, R.D. - "A procedure for Optimizing the Design of Scramjet Engines" J. of Spacecraft and Rockets, 16 (3): 163-171 (1979).

ABSTRACT

The possible use of supersonic combustion ramjets (scramjets) as an efficient propulsion means for hypersonic flight has been known for several decades. A recent survey on the state-of-the-art points out several subjects in the development of scramjets that need special care thus showing areas where the R&D opportunities are obvious and urgent. In particular this is the case of the Supersonic Combustor. This work deals with some aspects of its optimization.