

ESTABILIZAÇÃO DA CHAMA EM ESTADO-REACTORES DE COMBUSTOR DUPLO (DCR)

ΔΕCΜ

ΔΕCΜ

WALTER GILL, JOÃO A. CARVALHO JR.,
JERÔNIMO S. TRAVEILHO, HERALDO S. COUTO,
DEMÉTRIO BASTOS NETTO
Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE

RESUMO

O desenvolvimento de veículos hipersônicos aponta os estado-reactores a combustão supersônica ("scramjets") como os sistemas de maior potencial para o avião aeroespacial. Tais ciclos permitem operação numa faixa mais ampla de número de Mach de voo do que qualquer outro com alimentação a ar. Um deles, o estado-reactor de combustor duplo (DCR) oferece as vantagens da combustão supersônica e combustão subsônica. Este trabalho investiga a estabilização da chama em DCR, a liberação da energia nos tempos de residência disponíveis em voo hipersônico e sua interação com o processo de combustão.

1. INTRODUÇÃO

Entre os sistemas de propulsão alimentados a ar o estado-reactor a combustão supersônica ("scramjet") se afigura como forte candidato para emprego nas aeronaves hipersônicas (o "aerospace plane") e na fase atmosférica do voo dos veículos espaciais da próxima década.

De fato, embora existam hoje diversas configurações desse sistema, uma delas, a chamada DCR ("Dual Combustor Ramjet"), sem dúvida surge como uma das mais promissoras [1], com a grande vantagem de incorporar às virtudes da combustão supersônica aquelas do estado-reactor subsônico, que permitem o emprego de combustíveis não exóticos e dispensam aditivos especiais e o uso de chamas piloto. Assim o DCR amplia a faixa de operação dos "scramjets" permitindo operação eficaz em números de Mach de voo, M_0 , de 3 a 10 com combustíveis líquidos e de até $M_0 = 25$ com combustíveis gasosos [1].

O DCR em sua configuração padrão consiste basicamente, como sugerido na Figura 1, numa câmara de pré-combustão (ou "gerador de gases") onde ocorre queima parcial do combustível, em condições de estagnação, com o ar sangrado do escoamento principal. Esta mistura gasosa é então injetada com número de Mach M_0 de volta naquele escoamento onde então se

completa a combustão em regime supersônico, passando daí os gases para uma tubeira divergente no modo clássico dos motores a reação.

Entretanto a complexidade deste processo tem conduzido ao emprego de técnicas de volume de controle e ao uso de uma relação de linearidade entre pressão e seção reta de escoamento [2-5] admitindo-se também o escoamento como unidimensional nas fronteiras daquele volume de controle. Tal procedimento, embora elegante e conveniente, nem sempre é satisfatório, pois é fato conhecido que, no combustor supersônico o transporte é turbulento com reação química. Assim parece pertinente este trabalho, que analisa qualitativamente o inter-relacionamento dos diversos fenômenos envolvidos naquele combustor, comparando tempos de mistura, difusão, indução, dissociação e recombinação, bem como da distribuição espacial das espécies lá presentes. Isto ajudará a se avaliar o nível de confiança nas técnicas e simplificações empregadas.

2. DESCRIÇÃO DO FENÔMENO

Como sugerido na Figura 1, o ar ainda em regime supersônico, pois tanto o choque na proa como o trem de choques no duto de alimentação são oblíquos, encontra a mistura sônica (ou supersônica) da câmara da pré-combustão (gerador de gases), estabelecendo-se assim não apenas uma camada de cisalhamento (iniciada

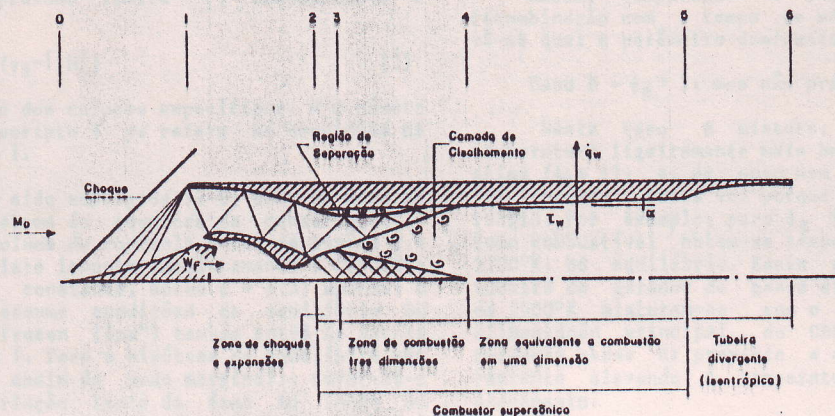


Fig. 1 - Esquema de configuração básica de um estado-reactor tipo DCR.
(τ_w - tensão de cisalhamento na parede, $\dot{q}_w$ - fluxo de calor na parede).

em 3), mas uma região de separação e uma zona de ondas de choque e expansão (entre 2 e 3). Assim a mistura ocorre em condições de plena turbulência concomitantemente com reações químicas definindo uma zona tridimensional de combustão (seções 3 a 4). Observa-se que a espessura da camada de cisalhamento é apenas função de seu comprimento, sendo seu crescimento linear pelo menos logo após sua formação. Essa camada, uma vez formada, induz o processo essencial de difusão turbulenta que seria a oportunidade para a ocorrência das reações químicas. Vale lembrar que, dependendo das relações entre os diversos tempos característicos, é possível ou não a obtenção do equilíbrio químico nessa região. Usualmente assume-se também que, a seguir, ocorre uma zona onde se obtém equilíbrio químico a que pode ser aproximada como de escoamento unidimensional (seção 4 a 5). Atingido o equilíbrio segue-se (ou não) uma tubeira divergente onde o escoamento pode ser tomado como isentrópico (seções 5 a 6). Naturalmente, na seção 5 (saída do combustor/entrada da tubeira) há que se satisfazer as condições [6]:

$$\frac{dT}{T} + 0 \text{ ou } \left(\frac{\partial p}{\partial A}\right)_{\epsilon=\text{const}} = \left(\frac{\partial p}{\partial A}\right)_{\text{isentrópico}} \quad (1)$$

quando $A \rightarrow A_5$

onde: T - temperatura de estagnação; p - pressão estática; A - seção reta do escoamento e ϵ - uma constante arbitrária, definida adiante na próxima seção.

3. DISCUSSÃO DO PROBLEMA

Embora o escoamento num combustor supersônico (seções 2 a 5, Figura 1) seja passível de tratamento através da solução das equações de transporte, as condições lá encontradas (turbulência com reação química) tornam o problema longo e complexo mesmo com o emprego de técnicas numéricas sofisticadas e com o uso de máquinas de processamento paralelo ou vetorial. Assim tal fenômeno tem sido alvo de diversas simplificações, uma das quais, hoje clássica, é aquela de se considerar a relação [2]:

$$p_w A^{\epsilon/\epsilon-1} = \text{constante} \quad (2)$$

(onde o subscrito w se refere às condições na parede do combustor e ϵ é uma constante arbitrária, $-\infty \leq \epsilon \leq \infty$), como válida não apenas entre as seções 4 e 5 da Figura 1, mas entre o plano de saída do gerador de gases (seção 2, Figura 1) e a saída do combustor (seção 4, Figura 1) [2]. É importante notar que a imposição do vínculo (1) da compatibilização dos gradientes de pressão limita ϵ , conduzindo-o à expressão [6]:

$$\epsilon = \gamma_5 M_5^2 / [1 + (\gamma_5 - 1) M_5^2] \quad (3)$$

onde γ_5 é a razão dos calores específicos, M o número de Mach e o subscrito 5 se refere às condições na seção 5 da Figura 1.

A equação (2) tem sido empregada [2-6] como um modo de fechamento do sistema de equações de conservação e estado, para o volume de controle entre as seções 2 e 5 da Figura 1. Isto levanta imediatamente a seguinte consideração: se constante, então $p = p(A)$ apenas, o que a priori assume condições de equilíbrio ou "congelamento" ("frozen flow") também entre as seções 2 e 4 da Figura 1. Para a hipótese de equilíbrio ser aceitável (ainda assim de modo marginal), deverá-se então ter uma variação lenta de área ao longo do combustor de modo que os tempos de relaxação química e de difusão turbulenta de quantidade de movimento e espécies sejam pequenos em relação ao tempo de residência do escoamento na região, o que implica em

combustores excessivamente longos. Isto por vez leva a perdas maiores de calor através das paredes com a consequente (e indesejável) queda de temperatura de estagnação. Isto é, se a distância entre 2 e 4 (Figura 1) for pequena comparada com a distância entre 4 e 5 (Figura 1), então esta última teria de ser excessivamente longa, com as implicações acima mencionadas (mais adiante essas distâncias serão relacionadas com os diversos tempos característicos). Um análise simples do problema de mistura de jatos livres turbulentos sugere que a distância entre 3 e 4 (Figura 1), d_{3-4} , deverá ser [7]

$$d_{3-4} \approx 5r_4 \quad (4)$$

onde r_4 é o raio do combustor na seção 4 (Figura 1).

Esta distância apenas assegura que a camada de cisalhamento atinge as paredes do combustor, não garantindo absolutamente a unidimensionalidade do escoamento.

4. COMPARAÇÃO DE TEMPOS CARACTERÍSTICOS COM E SEM ESTEQUIOMETRIA

Considere-se agora o gás no interior da câmara de pré-combustão (gerador de gás) como tendo razão de equivalência ϕ_g , aqui definida como

$$\phi_g = (\dot{w}_f/\dot{w}_a)/(\dot{w}_f/\dot{w}_a)_{\text{estequiométrica}}$$

(onde $\dot{w}$ - vazão mássica e os subscritos a e f se referem ao ar e ao combustível, respectivamente). Então:

Caso A - $\phi_g \sim 1$

Neste caso, o combustível e o oxidante já estão na proporção estequiométrica, mas nem toda a energia química foi liberada, devido à alta temperatura da mistura. Por exemplo, para $M_0 \approx 7.0$, usando-se hidrogênio como combustível, temperaturas da ordem de 3500°K, ou superiores são obtidas no equilíbrio, no interior do gerador de gases (para $\phi_g \sim 1$).

Esses gases saem do equilíbrio na expansão através da tubeira, indo se misturar já numa temperatura da ordem de 3100°K com a corrente principal de ar que está a cerca de 600°K na região entre 2 e 4 na Figura 1.

Portanto, a mistura desses gases com o ar estará a temperatura bem inferior aos 3100°K, ocasionando a recombinação de espécies e portanto liberação de energia ocasionando aumento desta temperatura.

Assim, comparando o tempo químico para a recombinação com o tempo de mistura com o jato frio, vê-se qual o parâmetro dominante do problema.

Caso B - $\phi_g > 1$, mas não próximo de um

Neste caso a mistura, rica, encontra-se à temperatura ligeiramente mais baixa que aquela do caso acima ($\phi_g \sim 1$), e, de novo nem toda a energia química foi liberada, desta vez porque nem todo o combustível reagiu. Por exemplo, para $\phi_g \sim 1.3$ com $M_0 \approx 7.0$ e H como combustível obtém-se temperaturas da ordem de 3300°K, no equilíbrio. Esses gases após expansão na tubeira do gerador de gases até temperatura da ordem de 2900°K misturam-se com o ar a cerca de 600°K da alimentação principal do CDR. A presença do oxidante nesse ar propicia a queima do combustível restante elevando a temperatura de estagnação do escoamento.

Assim, embora ocorram fenômenos distintos nos dois casos, é fundamental a mistura com o jato frio para a liberação do restante da energia química.

Uma vez estabelecida a camada de cisalhamento, o tempo de difusão turbulento depende da espessura da mesma e da velocidade relativa dos jatos envolvidos. Esta aproximação perfeitamente aceitável no caso da mistura de jatos incompressíveis de mesma densidade [7], será estendida para a presente análise, pois o comportamento quantitativo do problema da mistura de jatos supersônicos ainda é pouco entendido [2].

Assim o tempo característico para difusão turbulenta t_{dt} é dado por:

$$t_{dt} = \frac{l^2}{D_{dt}} \quad (5)$$

onde l é um comprimento característico transversal à camada de cisalhamento, aqui tomado como sua própria espessura, δ , e D_{dt} é o coeficiente de difusão turbulenta.

D_{dt} pode ser estimado a partir da Analogia de Reynolds [7],

$$D_{dt} = 0.014 \delta V_r \quad (6)$$

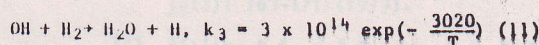
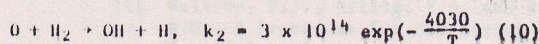
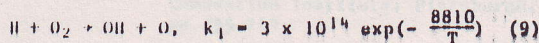
onde V_r é a velocidade relativa dos jatos.

Assim

$$t_{dt} = \frac{70\delta}{V_r} \quad (7)$$

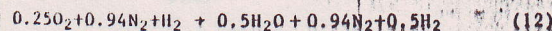
Como δ é função da distância ao longo da camada de cisalhamento, t_{dt} também é função desta distância,

No caso do emprego de hidrogênio como combustível, assumindo-se um sangramento de ar para o gerador de gases como de 25% da vazão total interceptada pelo DCR e tomando-se $\phi_g = 2.0$ no interior do gerador de gases, pode-se estimar o tempo característico de reação na fase supersônica (isto é, na camada de cisalhamento), t_{ch} , escolhendo-se como principais reações



Onde os k_i ($i=1,2,3$) são as taxas de reação [9], em $\text{cm}^3/\text{mol}\cdot\text{sec}$ e $T(^{\circ}\text{K})$ a temperatura no início da reação. Para um Mach de voo $M_0 \sim 7.0$, pode-se estimar [1,2] $T = 1425^{\circ}\text{K}$ e $p = 11.07 \text{ psia}$.

No gerador de gases, para cada mol de H_2 injetado,



A concentração de H_2 na camada de cisalhamento pode ser estimada lembrando-se que no seu início ela consiste praticamente de gases do gerador e no seu final apenas de ar "frio" (isto é, da corrente principal). Assim toma-se massas iguais dos dois jatos (o que corresponde a um valor que certamente ocorre próximo ao meio da camada).

Assim,

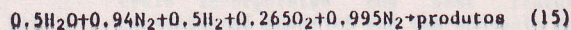
$$[H_2] = X_{H_2} n_T \quad (13)$$

onde $[E]$ - concentração da espécie E , X_E - fração molar da espécie E e n_T - número total de moles por cm^3 , que, para p em psia e T em $^{\circ}\text{K}$, é dado por

$$n_T = \frac{1}{22400} \frac{298}{T} \frac{p}{14.7} \quad (14)$$

ou seja, $n_T = 7.03 \times 10^{-6} \text{ mol/cm}^3$, para $T = 1425^{\circ}\text{K}$ e $p = 11.07 \text{ psia}$, como acima sugerido.

Dai, como a massa molecular do ar é de 28.8 g/mol e como do gerador de gases (Equação 12), tem-se por mol de H_2 , 36.3 g . Então, assumidas as massas iguais para os dois jatos, tem-se para o ar $n_{ar} = 36.3 \text{ g} / (28.8 \text{ g/mol}) = 1.26 \text{ moles}$ de ar na camada de cisalhamento, dos quais 0.265 moles de O_2 e 0.995 moles de N_2 . Assim na camada de cisalhamento,



Dai

$$X_{H_2} = \frac{0.5}{3.20} = 0.156, \quad X_{O_2} = \frac{0.26}{3.20} = 0.083$$

e (13) fornece $[H_2] = 1.05 \times 10^{-6} \text{ mol/cm}^3$, semelhante mente, $[O_2] = 5.62 \times 10^{-7} \text{ mol/cm}^3$. Tais concentrações praticamente não variam no início das reações.

As equações (9) a (11) permitem escrever (desprezando-se por simples comparação as reações reversas),

$$\frac{d[H]}{dt} = -k_1[H][O_2] + k_2[O][H_2] + k_3[OH][H_2] \quad (16)$$

$$\frac{d[O]}{dt} = -k_2[H_2][O] + k_1[H][O_2] \quad (17)$$

$$\frac{d[OH]}{dt} = -k_3[OH][H_2] + k_1[H][O_2] + k_2[O][H_2] \quad (18)$$

O sistema acima mostra que as concentrações $[H]$, $[O]$ e $[OH]$ tem soluções do tipo $[E] = [E]_0 e^{at}$ onde $[E]_0$ é a concentração da espécie E em $t = 0$. Assim, a constante de tempo pode ser facilmente inferida, obtendo-se $a = 6.6082 \times 10^5 \text{ seg}^{-1}$.

Como $t_{ch} = a^{-1}$, $t_{ch} \sim 1.5 \mu\text{sec}$ para o problema em pauta. Note-se que t_{ch} aumenta com o crescimento de $[H]$, isto porque este radical é consumido na reação $H + O_2 \rightarrow HO_2$, que pode ser importante. Entretanto, mesmo assim, $t_{ch} \sim 10 \mu\text{sec}$.

Dai, a queima de H_2 em combustores supersônicos não apresenta maiores problemas. O combustível extra queima como uma chama de difusão turbulenta, o que aliás foi verificado por Cookson et al. [10].

Já no caso de hidrocarbonetos (C_nH_{2m}) a estabilidade é mais problemática. Aqui novamente dois casos devem ser salientados:

$$\text{Caso A)} \quad 1 < \phi \leq \frac{2n+m}{n+m}$$

Neste caso o excesso de combustível é queimado formando-se CO e H_2O . Essa mistura é conhecida por ser explosiva na presença do ar. No entanto tal reação leva alguns milissegundos para ocorrer [8]. Este tempo (de indução) é comparável ao tempo de difusão no começo da camada de cisalhamento (como pode ser visto na equação (7), para $V_r \sim 1000 \text{ m/sec}$ e $\delta \sim 0.1 \text{ m}$). É importante lembrar que o intervalo entre os limites de flamaabilidade para o CO é menor do que aquele para o H [8]. Por esses motivos essa difusão pode ocasionar extinção da chama (e mais, a própria difusão reduz a temperatura da mistura).

$$\text{Caso B)} \quad \phi > \frac{2n+m}{n+m}$$

Aqui, além de CO tem-se hidrocarboneto que não reage (passível de ser pirolisado). A combustão dessa mistura é ainda mais demorada do que aquela do caso acima, pois o hidrocarboneto precisa primeiro ser transformado em aldeído para então formar-se o CO que será consumido posteriormente. Nesse caso a

possibilidade de ocorrer extinção aumenta, por um lado devido ao combustível poder se difundir mais ainda e, por outro, porque o intervalo entre os limites de flâmabilidade dos hidrocarbonetos é menor que o do CO [8]. Cookson et al [10], por exemplo, no estudo da queima em jato supersônico não conseguiram queimar metano, tendo tido sucesso apenas com o hidrogênio.

O caso em que $\phi \sim 1$ não apresenta maiores problemas pois como já mencionado, aí ocorre apenas recombinação.

CONCLUSÕES

Assim a importância do tipo de combustível para a validação dos modelos ora empregados na descrição da dinâmica do DCR é fundamental.

Como se viu na análise acima o hidrogênio ocasiona chama sempre difusiva, daí a estrutura do escoamento no combustor é sempre tridimensional e turbulenta.

Por outro lado, ao empregar-se um hidrocarboneto como combustível, dependendo do caso, a chama pode ser pré-misturada, o que valida a hipótese de região no combustor onde o modelo unidimensional é aceitável. Por outro lado é neste caso que podem aparecer instabilidades de combustão.

REFERÊNCIAS

- [1] Billig, F.S., Waltrup, P.J. and Stockbridge, R.D., Integral Rocket Dual-Combustion Ramjets: A New Propulsion Concept, J. of Spacecraft and Rockets, 17(5):416-424 (1980).
- [2] Waltrup, P.J., Liquid Fueled Supersonic Combustion Ramjets: A Research Perspective, J. of Propulsion and Power, 3(6):515-524 (1987).
- [3] Billig, F.S., Design of Supersonic Combustors Based on Pressure - Area Fields. Eleventh Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pa, 1967, pp.755-769.
- [4] 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).
- [5] Billig, F.S. and Dugger, G.L. The interaction of Shock Waves and Heat Addition in the Design of Supersonic Combustors. Twelfth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1969, pp. 1125-1139.
- [6] Alves, C.F.E., Sinay, L.R. e Bastos-Netto, D. Dinâmica de Combustores Supersônicos. Trabalho submetido ao ENCIT88, Águas de Lindóia, SP, Dez. 1988.
- [7] Schlichting, H. Boundary-Layer Theory. McGraw-Hill Book Co., N.Y., 1968, 6th Ed., Chapter 24, Sections C-2, p.690.
- [8] Strehlow, R.A. Combustion Fundamentals, McGraw-Hill Book Co., N.Y., 1984, 1st Ed., Chapter 6, p.218.
- [9] Slutsky, S., Tamagno, J. and Trentacoste, N. Supersonic Combustion in Premixed Hydrogen-Air Flows, AIAA Journal, 3 (9):1599-1603 (1965).
- [10] Cookson, R.A., Flanagan, P. and Penny, C.S. A Study of Free-Jet and Enclosed Supersonic Diffusion Flames. Twelfth Symposium

(International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1969, pp. 1115-1124.

ABSTRACT

The latest developments in supersonic combustion Ramjets (scramjets) suggest that these engines will propel the hypersonic vehicles of the next decade. As a matter of fact, these engines have the advantage of allowing operation over a much wider flight Mach number range than any other airbreathing engine cycles. One of them, the Dual Combustor Ramjet (DCR) seems to be quite promising as this hybrid engine cycle incorporates the best features of the conventional scramjet and the subsonic dump combustor. This work investigates the DCR flame stabilization, its energy release in the available hypersonic flight residence times and its interaction with the flame structure.