

PROPAGAÇÃO DE CHAMAS PRÉ-MISTURADAS GERADAS POR FONTES DE ENERGIA DOS TIPOS PONTUAL, LINEAR E PLANA, NO LIMITE ASSIMPTÓTICO DE ALTA ENERGIA DE ATIVAÇÃO

Fernando Fachini Filho, Demétrio Bastos Netto, Leon Sinay

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE, C.Postal 01, 12630-000 Cachoeira Paulista - SP, Brasil

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \rho D \rho_0 Y^2 \exp(-E/RT) \quad (2)$$

Amable Liñán

E.T.S.I. Aeronáuticos, Universidad Politécnica de Madrid, 28040 - Plaza Cardenal Cisneros 3, Madrid, España

Introdução

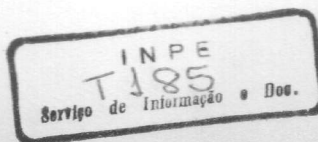
Analisaremos os processos que controlam a propagação de uma chama tipo pré-misturada formada pela liberação instantânea de uma certa quantidade de energia a partir de fontes idealmente caracterizadas como pontuais, lineares ou planas.

Nesta forma de liberação de energia, a temperatura dos gases atinge valores elevados e a ignição da mistura ocorrerá somente se a quantidade de energia for suficiente para aquecer até a temperatura da chama uma zona de largura igual a espessura da mesma, que envolve a zona de reação e a zona de transporte. Ocorrendo tal condição, a chama se estabelece e começa a propagar-se na direção dos gases não queimados, deixando atrás de si produtos da combustão com temperatura superior à da chama, porque a energia inicial não teve tempo para ser transportada para o meio. Nas etapas iniciais, a velocidade de propagação é controlada pelo processo de condução de calor da zona atrás da chama para a zona adiante da mesma. Este controle é tanto mais duradouro quanto maior for a quantidade da energia liberada em relação ao calor de combustão.

Existe um valor para a relação entre a energia liberada e o calor de combustão que faz a chama alcançar uma posição fixa, embora este estado estacionário, contudo, seja instável (Zel'dovich et alli 1985). Nos casos esférico e cilíndrico esta posição é chamada de raio de Zel'dovich.

Para quantidades de energia abaixo deste valor, os efeitos transitórios do transporte de massa dos reagentes e o transporte de calor controlam a propagação da chama. Neste caso a chama não é abastecida com uma quantidade suficiente de reagentes e, para manter sua temperatura, é obrigada a retroceder para a região mais quente, causando a redução na taxa de transporte de reagentes dada a inexistência de combustível na retaguarda da chama. Entretanto, como as reações químicas são fortemente dependentes da temperatura, a chama não se extingue apesar de retroceder, até que, colapsando na origem, deixará de existir.

Se a energia for suficiente para fazer a chama ultrapassar o raio de Zel'dovich, ela se propagará indefinidamente, dependendo apenas da taxa da reação química. Neste caso



sua velocidade de propagação tende para a velocidade da chama plana adiabática e sua temperatura para seu valor adiabático.

Formulação Matemática

Nesta análise supomos que a fração mássica de um dos reagentes é muito pequena, o que simplifica o problema tornando desnecessário o acompanhamento da evolução das demais substâncias. Além disto, focalizaremos a atenção no caso termo-difusivo, deixando pois de considerar os efeitos convectivos. Assim o sistema de equações de conservação se simplifica para

$$\rho_0 \frac{\partial Y}{\partial t} = \rho_0 D \frac{n}{r} \frac{\partial Y}{\partial r} + \rho_0 D \frac{\partial^2 Y}{\partial r^2} - B \rho_0 Y^l \exp(-E/RT), \quad (1)$$

$$\rho_0 c_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{n}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + k \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + q B \rho_0 Y^l \exp(-E/RT), \quad (2)$$

onde Y é a fração mássica, T a temperatura, ρ_0 a densidade dos gases do ambiente, E a energia de activação, D o coeficiente de difusão, k o condutividade térmica, R a constante universal dos gases, B o fator de frequência, l a ordem global da reação e q o calor liberado pela combustão por unidade de massa consumida do reagente Y e onde n , inteiro, determina a geometria em consideração ($n = 0, 1, 2$ corresponde às frentes plana, cilíndrica e esférica, respectivamente).

As equações (1) e (2) devem ser integradas com as condições de contorno

$$\int_0^{\bar{r}} \rho_0 c_p (T - T_0) r^n dr = a, \quad \text{para } \bar{r} \rightarrow 0, \quad \text{em } t = 0, \quad (3)$$

$$T - T_0 = Y - Y_0 = 0 \quad \text{para } r \rightarrow \infty \quad \text{em } t \geq 0, \quad (4)$$

e com a condição inicial

$$T - T_0 = Y - Y_0 = 0 \quad \text{para } r > 0 \quad \text{em } t = 0 \quad (5)$$

onde o subscripto zero se refere às condições do ambiente e onde o parâmetro a pode representar a energia (se $n = 2$), a densidade linear de energia (se $n = 1$) ou a densidade superficial de energia (se $n = 0$), definindo obviamente o tipo de fonte, se volumétrica, plana ou linear, respectivamente.

Este problema tem como solução:

$$Y = 0, \quad \text{para } r \leq r_f \quad \text{e} \quad Y > 0, \quad \text{para } r > r_f, \quad (6)$$

onde a posição da chama, r_f , deverá ser determinada. As outras quantidades desconhecidas são a temperatura em r_f , designada por T_f , e a velocidade da propagação da frente de chama, \dot{r}_f . Como estamos supondo um alto valor para a energia de ativação, a região onde ocorre a maior parte da reação possui uma espessura muito pequena, o que justifica considerar, em primeira aproximação, a chama como infinitamente estreita e com isto, descontínuas as derivadas da temperatura e da fração mássica.

Como esta abordagem não permite que se resolva o problema de uma forma fechada, torna-se necessário examinar as aproximações da solução em ordem superior e para isto deve-se analisar a estrutura da chama.

Introduzem-se agora as seguintes variáveis:

$$\tau = \frac{t U_p^2}{\alpha_0}, \quad x = \frac{r}{\delta_p}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_0} \quad \text{e} \quad y = \frac{Y}{Y_0},$$

onde U_p é a velocidade da chama plana adiabática (Liñan e Williams, 1993, Williams, 1985)

$$U_p^2 = \alpha_0 B \exp(-\beta/1 + Q) \left(\frac{(1+Q)^2}{Q\beta} \right)^{l+1} \frac{2\Gamma(l+1)}{Y_0^{l-1}}, \quad (17)$$

e δ_p , a espessura da chama, é dada por $U_p \delta_p / \alpha_0 = 1$, onde $\alpha_0 = k/c_p \rho_0$ é a difusividade térmica e $\beta = E/RT_0$. Além disso, na expressão acima, $Q = qY_0/c_p T_0$, e $\Gamma(l+1)$ é a função gama.

Com estas novas variáveis, o problema (1)-(5) e suas condições de contorno e inicial, ficam

$$\frac{\partial y}{\partial \tau} = \frac{n}{x} \frac{\partial y}{\partial x} + \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \frac{1}{2\Gamma(l+1)} \exp(\beta/1 + Q) \left(\frac{Q}{\epsilon_{ad}} \right)^{l+1} y^l \exp(-\beta/1 + \theta) \quad (7)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{n}{x} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{Q}{2\Gamma(l+1)} \exp(\beta/1 + Q) \left(\frac{Q}{\epsilon_{ad}} \right)^{l+1} y^l \exp(-\beta/1 + \theta) \quad (8)$$

$$\int_0^{\bar{x}} \theta x^n dx = A, \quad \text{para } \bar{x} \rightarrow 0, \quad \text{em } \tau = 0, \quad (9)$$

$$\theta = y - 1 = 0 \quad \text{para } x \rightarrow \infty \quad \text{em } \tau \geq 0 \quad (10)$$

$$\theta = y - 1 = 0 \quad \text{para } x > 0 \quad \text{em } \tau = 0, \quad (11)$$

onde $\epsilon_{ad} = (1+Q)^2/\beta$.

Multiplicando-se a equação (7) pelo fator Q e somando-a com (8), suprime-se o termo de reação química e o resultado pode ser expresso pela função $H = Qy + \theta$, a entalpia total, satisfazendo a equação

$$\frac{\partial H}{\partial \tau} = \frac{n}{x} \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial^2 H}{\partial x^2}, \quad (12)$$

com as condições de contorno

$$\int_0^{\bar{x}} H x^n dx = A, \quad \text{para } \bar{x} \rightarrow 0, \quad \text{em } \tau = 0, \quad (13)$$

$$H = Q \quad \text{para } x \rightarrow \infty \quad \text{em } \tau \geq 0 \quad (14)$$

e a condição inicial

$$H = Q \quad \text{para } x > 0 \quad \text{em } \tau = 0. \quad (15)$$

O problema (12)-(15) tem solução por similaridade,

$$H = \frac{h(\eta)}{\tau^{(n+1)/2}}$$

(onde $\eta = r/\sqrt{\tau}$), que substituída no problema acima resulta em

$$H = Qy + \theta = \frac{A}{C_n} \frac{\exp(-x^2/4\tau)}{\tau^{(n+1)/2}} + Q, \quad (16)$$

onde a constante C_n é distinta para as diferentes geometrias, ou seja,

$$C_n = \begin{cases} \sqrt{\pi}, & n = 0 \\ 2, & n = 1 \\ 2\sqrt{\pi}, & n = 2 \end{cases} \quad (21)$$

A seguinte relação entre a temperatura da chama θ_f e a posição da chama é deduzida impondo-se as condições $y = 0$ e $\theta = \theta_f$, para $x = x_f$, na equação (16):

$$\theta_f = \frac{A \exp(-x_f^2/4\tau)}{C_n \tau^{(n+1)/2}} + Q. \quad (17)$$

Análise da zona de reação (Liñán, 1974)

Como se considera a energia de ativação bastante elevada (i.e., $\beta \gg 1$), a zona onde ocorrem a maioria das reações químicas tem uma espessura da ordem ε , definida como $(1 + \theta_f)^2/\beta$. Assim é natural o emprego da variável

$$\zeta = \frac{x - x_f}{\varepsilon}. \quad (23)$$

Como a temperatura nesta zona difere da temperatura da chama na ordem também de ε , é conveniente utilizar a variável

$$\Theta = \frac{\theta - \theta_f}{\varepsilon}. \quad (25)$$

A fração mássica na chama varia também numa ordem ε . Logo, pela mesma argumentação escolhe-se a variável

$$\phi = \frac{y}{\varepsilon}.$$

Assim substituindo estas novas variáveis na equação (7), encontramos

$$\frac{d^2 \phi}{d\zeta^2} = \frac{D}{2\Gamma(l+1)} \phi^l \exp(\Theta), \quad (18)$$

onde

$$D = \exp[\beta/(1+Q) - \beta/(1+\theta_f)] Q^{l+1} (\varepsilon/\varepsilon_{ad})^{l+1}$$

é o número de Damköhler.

O sistema de equações (7) e (8) é desacoplado mediante a utilização da equação (16), que, expressa nas variáveis da chama, fica:

$$Q\phi + \Theta = -\frac{A}{2C_n} \frac{x_f \exp(-x_f^2/4\tau)}{\tau^{(n+3)/2}} \zeta = -F_n(\tau) \zeta \quad (19)$$

As condições de contorno para a equação (18) são expressas de modo a garantir a continuidade da função ϕ com as soluções da região onde as reações químicas estão em estado de equilíbrio, $r < r_f$, e da região onde as reações químicas estão em estado congelado, $r > r_f$. Como a solução no lado em equilíbrio é $y = 0$, [ver (6)], então a função ϕ deve satisfazer a condição

$$\phi = 0 \quad \text{para} \quad \zeta \rightarrow -\infty. \quad (20)$$

E como a solução do lado congelado determina o fluxo mássico do reagente y para a chama, definido como $m(\tau)$, então a função ϕ deve ser tal que:

$$\phi = m(\tau) \zeta \quad \text{para} \quad \zeta \rightarrow \infty. \quad (21)$$

O problema (18)-(21) pode ser apresentado numa forma mais conveniente para realizar a integração. Para tal fazemos as transformações,

$$\Phi = Q\phi \text{ e } \bar{\zeta} = Q m(\tau) \zeta - \frac{1}{u} \ln \left[\frac{1}{m(\tau)^2} \left(\frac{1 + \theta_f}{1 + Q} \right)^{2(l+1)} \exp \left(\frac{\beta}{1 + Q} - \frac{\beta}{1 + \theta_f} \right) \right],$$

onde

$$u = \frac{F_n(\tau)}{Q m(\tau)} = \frac{1}{2C_n} \frac{A}{Q} \frac{\exp(-x_f^2/4\tau)}{\tau^{(n+3)/2}} \frac{x_f}{m(\tau)},$$

que transformam as equações (18)-(21) em:

$$\frac{d^2\Phi}{d\bar{\zeta}^2} = \frac{1}{2\Gamma(l+1)} \Phi' \exp(-\Phi - u\bar{\zeta}), \quad (22)$$

$$\Phi = 0, \text{ para } \bar{\zeta} \rightarrow -\infty \quad (23)$$

$$\Phi = \bar{\zeta} + p(u), \text{ para } \bar{\zeta} \rightarrow \infty, \quad (24)$$

onde

$$p(u) u = \ln \left[\frac{1}{m(\tau)^2} \left(\frac{1 + \theta_f}{1 + Q} \right)^{2(l+1)} \exp \left(\frac{\beta}{1 + Q} - \frac{\beta}{1 + \theta_f} \right) \right]. \quad (25)$$

A solução do problema (22)-(24) fornece os valores de p em função de u , que substituído na equação (25) determina uma relação entre x_f , θ_f e $m(\tau)$. Assim, combinando as equações (17) e (25) encontra-se $x_f(\tau)$ e $\theta_f(\tau)$ como funções de $m(\tau)$ que por sua vez é determinado pelo problema correspondente à região onde as reações químicas estão congeladas.

Análise do limite assintótico $\beta \gg 1$

Conforme mencionado, o presente trabalho se propõe a examinar a propagação de chamas pré-misturadas no limite assintótico $\beta \gg 1$, o que permite reduzir o número de parâmetros do problema.

Com valores de $\beta \gg 1$, a reação química ocorre numa região muito estreita, que será tão mais estreita quanto maior for β . Consequentemente, a temperatura desta região tem valores muito próximos do valor adiabático, $1 + Q$, exceto nos instantes iniciais da propagação da chama. Assim, é justificado fazer a transformação

$$\hat{\theta}_f = (\theta_f - Q)(1 + Q)^2 \beta.$$

O problema nesta nova variável é formulado como

$$\hat{\theta}_f = \frac{\Lambda \bar{A}}{C_n} \frac{\exp(-x_f^2/4\tau)}{\tau^{(n+1)/2}} \quad (26)$$

$$u = \frac{\bar{A}}{2C_n} \frac{\exp(-x_f^2/4\tau)}{\tau^{(n+3)/2}} \frac{x_f}{m(\tau)} \quad (27)$$

$$p(u) u = \ln \left(\frac{\exp(\hat{\theta}_f)}{m(\tau)^2} \right) \quad (28)$$

onde o parâmetro Λ está definido como

$$\Lambda = \frac{Q\beta}{(1 + Q)^2} \quad (34)$$

e o parâmetro \bar{A} ,

$$\bar{A} = \frac{A}{Q}.$$

Análise da região dos gases não-queimados.

As reações químicas na região dos gases não-queimados estão em estado congelado dado o baixo valor da temperatura dos gases. Assim, o termo fonte (ou sumidouro, dependendo da equação de conservação em consideração) tem valores desprezivelmente pequenos. Este evento torna as equações de conservação lineares, simplificando sobremaneira o problema. Outro fato que facilita a investigação da solução é a utilização de uma variável espacial que siga a chama, ou seja,

$$\xi = x - x_f.$$

O problema da zona congelada na variável ξ fica então descrito por

$$\frac{\partial y}{\partial \tau} - \dot{x}_f \frac{\partial y}{\partial \xi} = \frac{n}{(\xi + x_f)} \frac{\partial y}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 y}{\partial \xi^2}, \quad (29)$$

com as condições de contorno

$$\frac{\partial y}{\partial \xi} = m(\tau) \text{ para } \xi = 0, \quad (30)$$

$$y = 0 \text{ para } \xi = 0, \quad (31)$$

$$y = 1 \text{ para } \xi \rightarrow \infty, \quad (32)$$

e com a condição inicial

$$y = 1 \text{ para } \xi > 0, \text{ em } \tau = 0 \quad (33)$$

O sistema de equações formado pela solução do problema (29)-(33) e as equações (17) e (25) resolvem o problema geral da propagação da chama iniciada por fontes do tipo pontual, linear e plana. Pode-se observar que a velocidade de propagação \dot{x}_f é determinada como parte da solução do problema (29)-(33) quando a condição de contorno extra é satisfeita, conferindo assim a \dot{x}_f o caráter de autovalor.

Análise para os instantes iniciais, $\tau \ll 1$.

Inicialmente a chama tem velocidade alta e por isto o termo transiente da equação (29) é muito pequeno em comparação com os termos convectivo e difusivo, justificando desprezá-lo em primeira aproximação nas equações de conservação que descrevem o problema da região congelada (Liñán e Crespo, 1976). Assim, na região onde $0 < y < 1$, temos de acordo com a condição (30) que

$$(x - x_f)m(\tau) \sim 1.$$

Tal região é muito estreita porque $m \gg 1$. Se consideramos ainda que esta região é muito menor que a distância da chama à origem, i.e., $x_f \gg (x - x_f)$, os efeitos geométricos são desprezíveis em primeira aproximação. Assim, a equação (29) reduz-se a

$$-\dot{x}_f \frac{\partial y}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 y}{\partial \xi^2}. \quad (34)$$

Então a solução do problema (34), (30) - (33) é

$$y = 1 - \exp(-\dot{x}_f \xi),$$

e dela tem-se que

$$m(\tau) = \dot{x}_f \quad (35)$$

Contudo, como nos instantes iniciais da chama sua velocidade de propagação é controlada pelos processos de condução do calor e difusão de massa, então sabemos que (Holman, 1983):

$$x_f \sim \tau^{1/2} \quad \text{e} \quad \dot{x}_f \sim \tau^{-1/2}.$$

Considerando tais ordens de magnitude e levando a expressão (35) à expressão (27), encontramos

$$u \sim \tau^{-(n+1)/2} \gg 1, \quad \text{para} \quad \tau \ll 1.$$

No limite assintótico $u \gg 1$, o valor de $p(u)$ é determinado pela expressão (Liñán, 1974)

$$-p(u)u = 2\gamma_E - \ln(2u^2), \quad (36)$$

onde γ_E vale 0.577 (constante de Euler).

Pode-se combinar as expressões (36) e (28) para obter uma outra relação entre a temperatura da chama $\hat{\Theta}_f$ e a posição da chama x_f ,

$$x_f \exp(-x_f^2/4\tau) = \frac{\sqrt{2}C_n}{\bar{A}} \tau^{(n+3)/2} \exp(\gamma_E + \tilde{\Theta}_f/2), \quad (37)$$

que, juntamente com a expressão (26), fornece uma solução aproximada para a determinação dos parâmetros da propagação da chama nas etapas preliminares do processo.

Resultados

Os resultados aqui encontrados mostram também que o processo da ignição de uma chama pré-misturada, através da liberação instantânea de uma determinada quantidade de energia numa região onde uma, duas, ou três de suas dimensões são muito pequenas, não conduz obrigatoriamente à propagação indefinida da chama (Deshaies e outros 1981, Deshaies e Joulin 1984, Joulin 1985, Champion e outros 1986, Tromans e Furzeland 1986). Na figura 1 vemos que, para uma determinada quantidade de energia liberada pela fonte em relação àquela liberada pela reação química, $\bar{A} = 0.3$, a chama, aqui esférica, alcança uma posição de equilíbrio x_{feq} , que é instável (Zel'dovich e outros 1985). Este estado de equilíbrio instável é mantido pela difusão dos reagentes para a chama. Assim a quantidade de calor perdida da chama para o ambiente é igual ao liberado pela queima do reagente chegando à mesma.

As evidências de que a chama é controlada pela difusão quando ela se encontra em $x_f < x_{feq}$ são os fatos de que a temperatura da chama é maior que a temperatura adiabática, i.e., $\theta_f = 1$, e as velocidades de propagação \dot{x}_f terem valores muito grandes nas proximidades da origem, como podemos ver nas figuras 2 e 3.

Para uma quantidade de energia inicial superior ao valor crítico de $\bar{A} = 0,3$, a chama se propaga indefinidamente como aliás pode ser visto na figura 1. É obvio que o valor crítico para \bar{A} depende das propriedades físico-químicas da mistura

Figura 2: Temperatura da chama vs Tempo para vários valores de \bar{A} , caso esférico ($n = 2$).

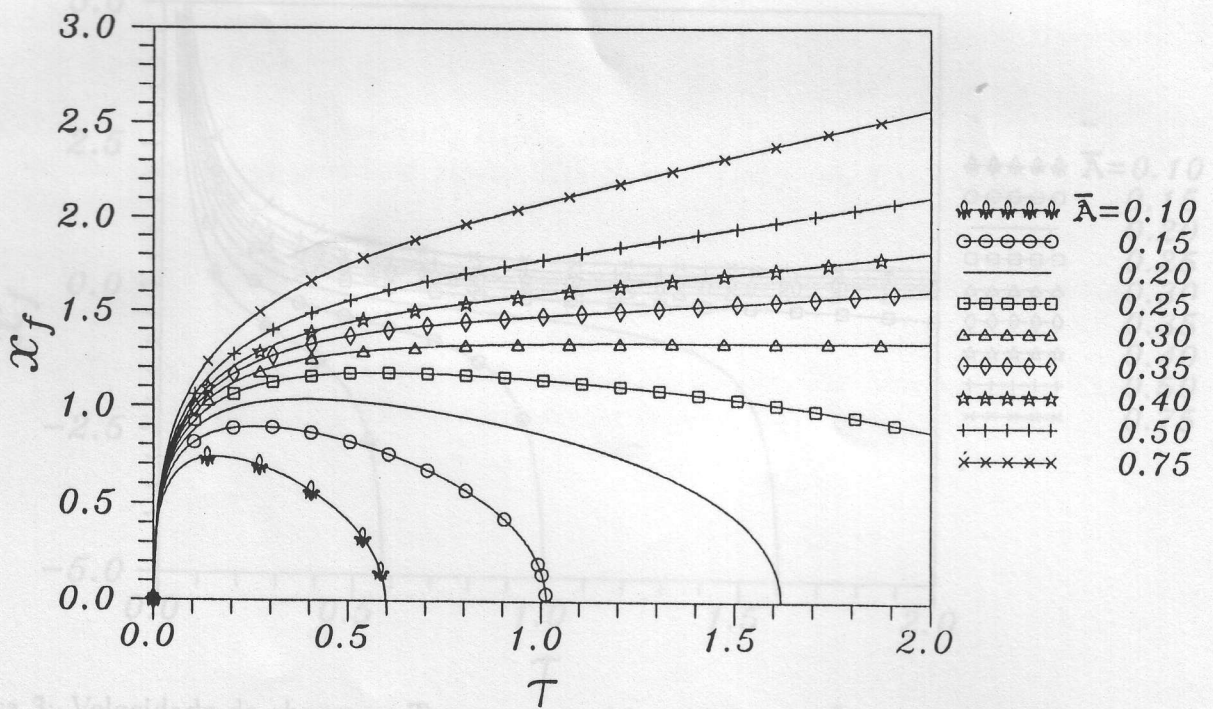


Figura 1: Posição da chama vs Tempo para vários valores de \bar{A} , caso esférico ($n = 2$).

Agradecimentos

Este trabalho foi financiado parcialmente pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo - FAPESP sob os processos números 93/2597-9 e 92/4736-3 e pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq sob o processo número 401.000/88.

BIBLIOGRAFIA

- Cambary, P., e Joulin, G., Stoichiometry effects in the point-to-lean limit of a spherical flame. *Combustion Science and Technology*, vol. 63, pag. 1-10, 1989.
- Champagnon, J., Deshaies, B., Joulin, G. e Kinoshita, K., Numerical simulation of the flame structure versus experiments for lean propane-air mixture. *Proceedings of the 10th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, vol. 1, pag. 101-104, 1986.
- Deshaies, B., Joulin, G., On the initiation of a spherical flame kernel. *Combustion Science and Technology*, vol. 37, pag. 99-110, 1984.
- Deshaies, B. and Joulin, G., Numerical simulation of the structure of a spherical flame kernel. *Proceedings of the 10th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, vol. 20, N° 4, 1981.
- Holman, J.P., *Transferência de Calor*. Editora McGraw-Hill, pag. 124, 1983.

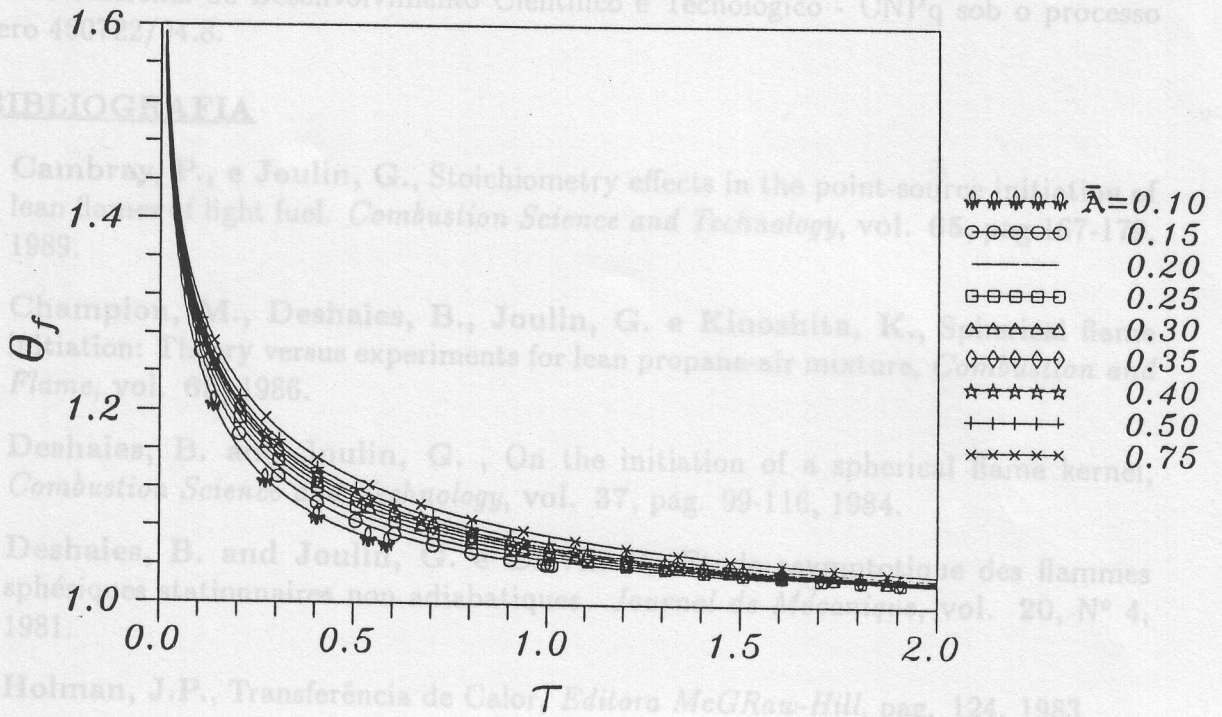


Figura 2: Temperatura da chama vs Tempo para vários valores de \bar{A} , caso esférico ($n = 2$).

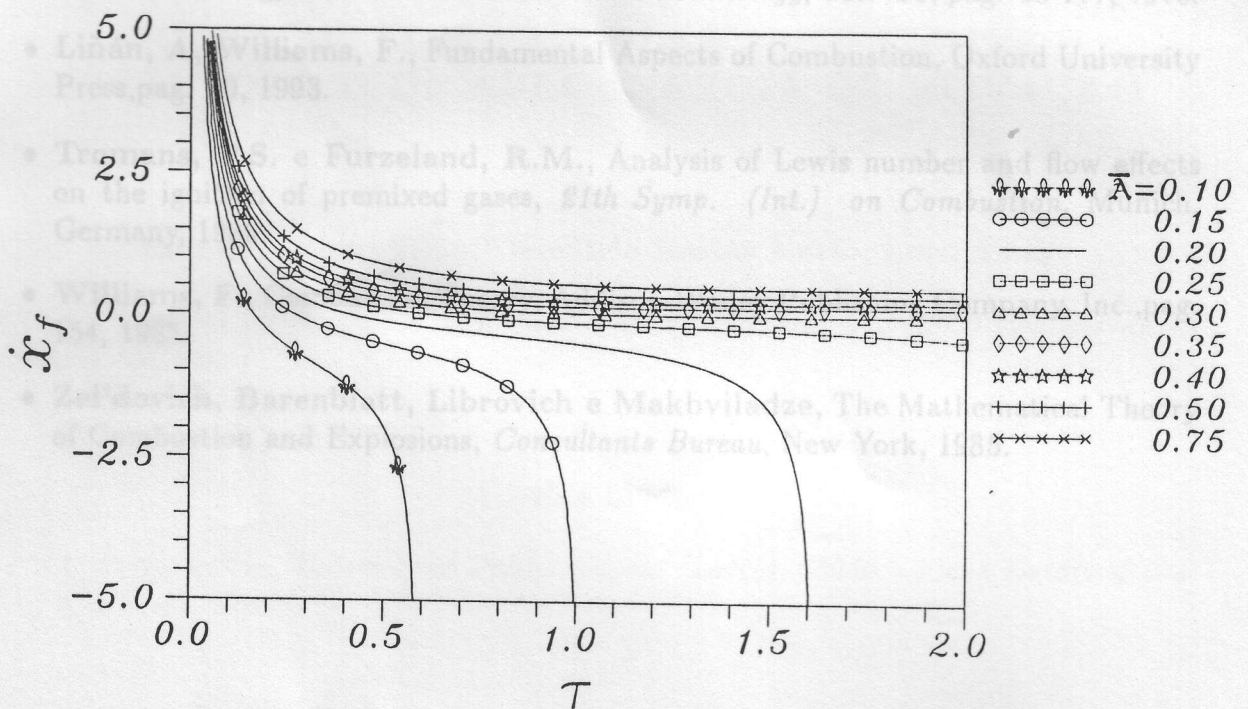


Figura 3: Velocidade da chama vs Tempo para vários valores de \bar{A} , caso esférico ($n = 2$).

Agradecimentos

Este trabalho foi financiado parcialmente pela Fundação ao Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo - FAPESP sob os processos números 93/2597-9 e 92/4736-3 e pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq sob o processo número 460722/94.8.

BIBLIOGRAFIA

- Cambray, P., e Joulin, G., Stoichiometry effects in the point-source initiation of lean flames of light fuel. *Combustion Science and Technology*, vol. 65, pag.167-179, 1989.
- Champion, M., Deshaies, B., Joulin, G. e Kinoshita, K., Spherical flame initiation: Theory versus experiments for lean propane-air mixture, *Combustion and Flame*, vol. 65, 1986.
- Deshaies, B. and Joulin, G. , On the initiation of a spherical flame kernel, *Combustion Science and Technology*, vol. 37, pag. 99-116, 1984.
- Deshaies, B. and Joulin, G. e Clavin P., Etude asymptotique des flammes sphériques stationnaires non adiabatiques. *Journal de Mécanique*, vol. 20, N° 4, 1981.
- Holman, J.P., Transferência de Calor, *Editora McGraw-Hill*, pag. 124, 1983.
- Joulin, G., Point source initiation of lean spherical flames of light reactants: An asymptotic theory. *Combustion Science and Technology*, vol. 45, pag. 99-113, 1985.

- Liñán, A., Crespo, A., An Asymptotic of unsteady diffusion flames for large activation energy. *Combustion Science and Technology*, vol. 14, pag. 95-117, 1976.
- Liñán, A, Williams, F., Fundamental Aspects of Combustion, Oxford University Press, pag. 30, 1993.
- Tromans, P.S. e Furzeland, R.M., Analysis of Lewis number and flow effects on the ignition of premixed gases, *21th Symp. (Int.) on Combustion*, Munich, Germany, 1986.
- Williams, F., Combustion Theory, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., pag. 154, 1985.
- Zel'dovich, Barenblatt, Librovich e Makhviladze, The Mathematical Theory of Combustion and Explosions, *Consultants Bureau*, New York, 1985.

Amable Liñán

I.S.T.A. Aeronáuticos, Universidad Politécnica de Madrid, 28040 - Plaza Cardenal Cisneros 3, Madrid, España

Introdução

Analisaremos os processos que controlam a propagação de uma chama tipo pré-misturada formada pela liberação instantânea de uma certa quantidade de energia a partir de fontes idealmente caracterizadas como pontuais, lineares ou planas.

Nesta forma de liberação de energia, a temperatura dos gases atinge valores elevados e a ignição da mistura ocorrerá somente se a quantidade de energia for suficiente para aquecer até a temperatura da chama uma zona de largura igual a espessura da mesma, que envolve a zona de reação e a zona de transporte. Ocorrendo tal condição, a chama se estabelece e começa a propagar-se na direção dos gases não queimados, deixando atrás de si produtos da combustão com temperatura superior à da chama, porque a energia inicial não teve tempo para ser transportada para o meio. Nas etapas iniciais, a velocidade de propagação é controlada pelo processo de condução de calor da zona atrás da chama para a zona adiante da mesma. Este controle é tanto mais duradouro quanto maior for a quantidade de energia liberada em relação ao calor de combustão.

Existe um valor para a relação entre a energia liberada e o calor de combustão que faz a chama alcançar uma posição fixa, embora este estado estacionário, contudo, seja instável (Zel'dovich et alii 1985). Nos casos esférico e cilíndrico esta posição é chamada de raio de Zel'dovich.

Para quantidades de energia abaixo deste valor, os efeitos transitórios do transporte de massa dos reagentes e o transporte de calor controlam a propagação da chama. Neste caso a chama não é abastecida com uma quantidade suficiente de reagentes e, para manter sua temperatura, é obrigada a retroceder para a região mais quente, causando a redução na taxa de transporte de reagentes dada a inexistência de combustível na retaguarda da chama. Entretanto, como as reações químicas são fortemente dependentes da temperatura, a chama não se extingue apesar de retroceder, até que, colapsando na origem, deixará de existir.

Se a energia for suficiente para fazer a chama ultrapassar o raio de Zel'dovich, ela se propagará indefinidamente, dependendo apenas da taxa da reação química. Neste caso

