

MODELAGEM DA PROPAGAÇÃO SUPERFICIAL DO FOGO USANDO UM MODELO DE PARÂMETROS CONCENTRADOS

Rodolfo M. Almeida¹, Issamu Muraoka², Fernando M. Ramos³, Elbert E. N. Macau³

¹Programa de Pós-Graduação em Computação Aplicada, São José dos Campos, SP, Brasil, rodolfo@lac.inpe.br

²Divisão de Mecânica Espacial e Controle, INPE, São José dos Campos, SP, Brasil, issamu@dem.inpe.br

³Laboratório Associado de Computação e Matemática Aplicada, INPE, São José dos Campos, SP, Brasil, {fernando, elbert}@lac.inpe.br

Abstract: Este trabalho expõe a metodologia empregada na elaboração de um modelo de propagação superficial do fogo. A abordagem matemática utilizada na modelagem é o método de parâmetros concentrados. Neste método o domínio térmico é dividido em um número finito de volumes, supostamente isotérmicos e com propriedades homogêneas, denominados nós. A cada nó são atribuídas uma temperatura, uma capacidade térmica e eventualmente uma geração interna de calor. Os nós interagem entre si e com o ambiente, trocando calor por condução, convecção e radiação através de uma matriz de condutâncias. Formulando-se a equação de balanço de calor em cada um dos nós, tem-se um sistema de equações diferenciais, cuja solução representa a evolução temporal da temperatura de cada nó do modelo. Baseado nessa ferramenta, pretende-se modelar os fenômenos térmicos presentes na propagação superficial do fogo. A superfície terrestre na qual deseja-se simular a propagação do fogo é subdividida em áreas menores que, associadas às respectivas espessuras de massa combustível, são identificadas como nós. Cada nó troca calor com os seus vizinhos através de condutâncias condutivas e convectivas e interage com as chamas através de condutâncias radiativas. Uma vez atingida a temperatura de ignição, o nó fica sujeito a uma geração interna de calor oriunda da queima da sua massa combustível até o seu esgotamento. Para efeito das trocas radiativas as chamas são modeladas como paredes que se erguem sobre o nó, com inclinação e altura dependentes do vento e da velocidade de combustão. Atribui-se à chama a temperatura do nó sobre o qual ela se forma. O sistema de equações diferenciais, resultante do balanço de calor em cada nó, é resolvido numericamente, tendo como um dos resultados a evolução temporal da chama sobre a superfície. A matriz de condutância, assim como as capacidades térmicas e as gerações internas de calor são atualizadas a cada passo de tempo. Após a implementação do modelo computacional, pretende-se buscar uma forma de validá-lo em escala laboratorial para que posteriormente se possa adaptá-lo para modelar um incêndio florestal.

Keywords: modelo de propagação do fogo, método nodal, transferência de calor.

1. INTRODUÇÃO

O desenvolvimento de habilidades para descrever a propagação do fogo através de um conjunto de regras quantitativas tem sido o objetivo de muitos programas de pesquisa em diversas partes do mundo nos últimos 50 anos. Entidades responsáveis pelo combate a incêndios florestais em muitos países, têm vindo a desenvolver ou financiar pesquisas que visem a elaboração de modelos de propagação para utilizá-los principalmente como ferramenta auxiliar de decisão no combate aos incêndios florestais [1, 2].

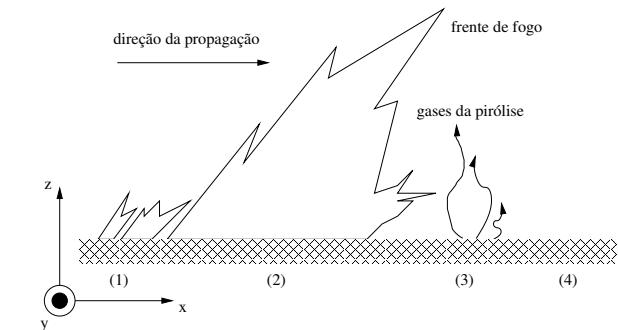


Figure 1 – Diagrama esquemático da propagação superficial do fogo.

A propagação do fogo se dá pela seguinte descrição esquematizada na Figura 1. Durante a propagação superficial do fogo, a fonte de ignição parte das chamas. O calor é transmitido das chamas para as partículas de combustível situadas na superfície que constituem o conjunto denominado *leito de combustível*. A região do leito de combustível de intensa combustão (região (2)) é a chamada *frente de fogo*. A frente de fogo emite calor ao combustível situados nas suas proximidades, a chamada *zona de pirólise* (região (3)), de modo que a temperatura, que inicialmente era a ambiente se eleve. A elevação da temperatura causa primeiramente a evaporação da água contida nas partículas de combustível e posteriormente a volatilização do material seco, produzindo uma mistura inflamável de produtos gasosos e a conversão do combustível sólido remanescente em carvão [9]. Quando a temperatura nas proximidades das partículas atinge um limiar T_{ig} , denominado de temperatura de ignição, os gases inflamáveis emitidos entram em combustão na presença de oxigênio. As-

sim, a chama avança mais uma posição. A propagação do fogo é então considerada como uma série de sucessivas ignições dos combustíveis situados nas vizinhanças da frente de fogo.

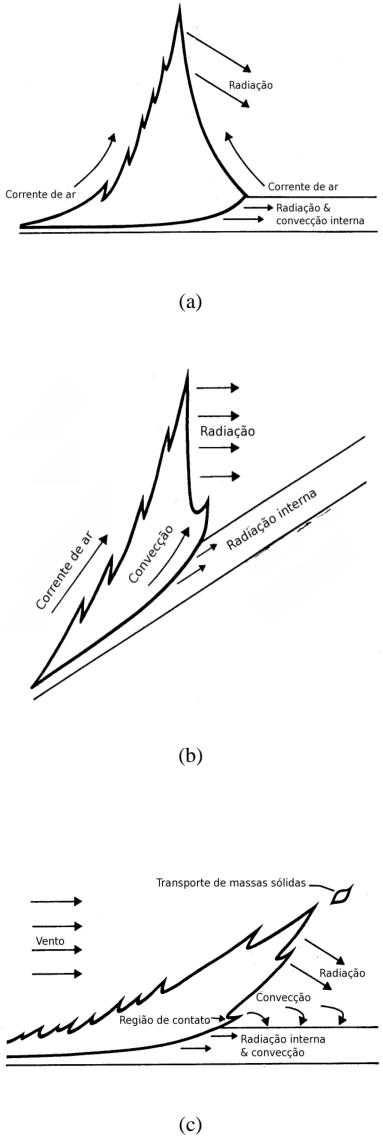


Figure 2 – Diagrama esquemático dos tipos de propagação superficial do fogo.

2. MODELO DE PROPAGAÇÃO SUPERFICIAL DO FOGO

Revisões bibliográficas [4–6] definem que as principais variáveis que influem na propagação do fogo são o vento e a topografia, conforme ilustrações da Figura 2. A radiação térmica emitida pela chama incidente sobre o leito de combustível junto com o calor transportado por convecção forçada pelo vento são os principais mecanismos de transferência de calor presente. Além desses, o mecanismo de transferência de calor por condução pode ocorrer internamente ao leito de combustível, quando sua composição for

de materiais vegetais com baixa carga de combustível, como pequenos galhos e resíduos de humos da decomposição de folhas e madeira.

Sob condições de vento ou em superfícies com aclividade a propagação do fogo se dá com maior intensidade devido a distância entre a chama e o leito de combustível ser reduzida (Figuras 2(b) e 2(c)). Quanto mais próximo da chama estiver do leito de combustível, maior é a quantidade de calor por radiação recebida pela chama. Quanto mais intensa é a velocidade do vento mais calor é transmitido por convecção, onde o ar aquecido nas proximidades da chama deslocado pelo vento e transporta o calor para a parte do leito de combustível na proximidade. A temperatura ambiente, T_∞ , é outro fator que contribui na propagação do fogo. Uma vez sendo pré-aquecido pelo calor emitido pela zona de combustão, o combustível entra em ignição ($T \geq T_{ig}$), produzindo um fluxo de calor interno oriundo da reação de combustão.

Supondo que o leito seja composto por materiais vegetais de baixa carga de combustível dispostos homogêneamente de modo a se comportar termicamente como uma placa condutora de expressura τ , conforme ilustrado na Figura 3, temos a seguinte equação da conservação da energia na forma diferencial:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T + q''', \quad (1)$$

o termo antes da igualdade é a variação de energia interna com ρ e c_p sendo respectivamente a densidade volumétrica e o calor específico médio do material do leito. O primeiro termo depois da igualdade corresponde à difusão do calor sobre o leito, onde κ é a condutividade térmica média do leito e o termo q''' corresponde à geração interna de calor, que no caso da propagação do fogo, se faz presente quando há a combustão. As seguintes condições de contorno são estabelecidas:

- Para $z = 0 \Rightarrow -\kappa \frac{\partial T}{\partial z} = 0$ (contorno isolado),
 - Para $z = \tau \Rightarrow$
- $$-\kappa \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_\infty) + \sigma F_\infty (T^4 - T_\infty^4) + \sigma F_{ch} (T^4 - T_{ch}).$$

Na condição de contorno para $z = \tau$, o primeiro e o segundo termos depois da igualdade correspondem respectivamente aos calores trocados com a atmosfera por convecção e por radiação, e o terceiro termo corresponde ao calor trocado por radiação térmica com as chamas. Onde h é a constante de convecção, σ a constante de Stefan-Boltzmann, F_{ch} e F_∞ são os fatores de forma entre a chama e o leito e entre o leito e o ambiente, respectivamente. O fator de forma entre duas superfícies a e b determina a porcentagem de energia radiante emitida por a que incide sobre b , sendo um parâmetro puramente geométrico (veja Equação 5).

O método nodal baseia-se na discretização do domínio térmico num conjunto de regiões denominados nós, como mostra a Figura 4. Cada nó é suposto isotérmico e com propriedades que não variam internamente a ele. Os nós interagem entre si através de condutâncias térmicas que possuem

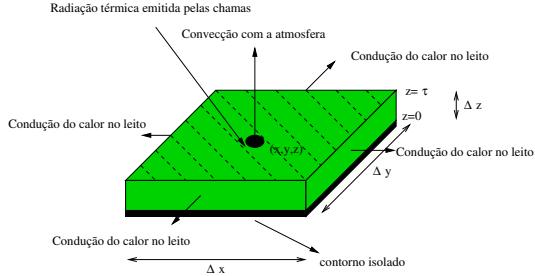


Figure 3 – Condições de contorno na direção z .

sua forma definida de acordo com o mecanismo de transferência de calor envolvido entre eles. No método nodal as equações de balanço de calor em cada nó é obtida integrando-se a Equação 1 em um elemento de volume ΔV de dimensões Δx , Δy e Δz ($\Delta z = \tau$ neste caso particular), com centro localizado nas coordenadas (x, y, z) conforme mostrado na Figura 3. Cada um desses volumes são chamados de nó i .

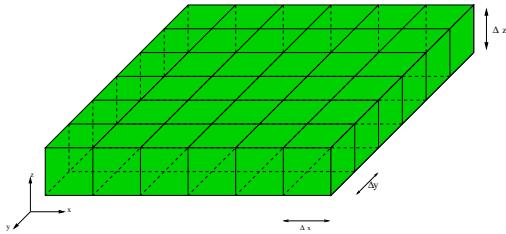


Figure 4 – Discretização do leito de combustível.

A variação de energia interna de cada nó resulta da aproximação dada por:

$$\int_V \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dV \cong \rho_i c_{p,i} \frac{\partial T_i}{\partial t} \Delta x \Delta y \Delta z = M_i c_{p,i} \frac{dT_i}{dt}. \quad (2)$$

Utilizando diferenças finitas para se obter as aproximações das derivadas espaciais e valendo-se da condições de contorno em $\Delta z = 0$ e $\Delta z = \tau$ temos:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \cong \frac{T_{x-\Delta x} - T_x}{(\Delta x)^2} + \frac{T_{x+\Delta x} - T_x}{(\Delta x)^2},$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \cong \frac{T_{y-\Delta y} - T_y}{(\Delta y)^2} + \frac{T_{y+\Delta y} - T_y}{(\Delta y)^2},$$

A integral do termo de difusão do calor da Equação 1, utilizando as aproximações acima resulta em:

$$\begin{aligned} \int_V \kappa \nabla^2 T dV &\cong \kappa \frac{T_{x-\Delta x} - T_x}{\Delta x} \Delta y \Delta z + \kappa \frac{T_{x+\Delta x} - T_x}{\Delta x} \Delta y \Delta z + \\ &+ \kappa \frac{T_{y-\Delta y} - T_y}{\Delta y} \Delta x \Delta z + \kappa \frac{T_{y+\Delta y} - T_y}{\Delta y} \Delta x \Delta z + \\ &+ \int_x \int_y \int_0^\tau \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) dx dy dz. \end{aligned}$$

Utilizando a aproximação abaixo:

$$\int_x \int_y \int_0^\tau \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) dx dy dz \cong \left[\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=\tau} - \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} \right] \Delta x \Delta y,$$

e aplicando as condições de contorno obtemos a seguinte relação:

$$\begin{aligned} \int_V k \nabla^2 T dV &\cong \kappa \sum_j A_{i,j} \frac{T_j - T_i}{L_{i,j}} + h A_i (T_\infty - T_i) + \\ &+ \sigma \sum_k F_{ik} A_i (T_k^4 - T_i^4) + \sigma F_{i\infty} A_i (T_\infty^4 - T_i^4), \quad (3) \end{aligned}$$

onde o índice i representa o nó, j os nós vizinhos e k os nós próximos que possuem chamas, $A_i = \Delta x \Delta y$ é a área superior de cada nó, $A_{i,j}$ é a área comum aos nós i e j , $L_{i,j}$ é a distância entre os centros dos nós i e j , F_{ik} é o fator de forma entre a superfície superior do nó i e as chamas no nó k e, $F_{i\infty}$ é o fator de forma entre a superfície do nó i e o ambiente. A integral do termo de geração de calor do nó i é representada por Q_i .

A equação que determina o balanço de calor para cada nó i , assume então a forma:

$$\begin{aligned} m_i c_{p,i} \frac{dT_i}{dt} &= \sum_j k A_{i,j} \frac{(T_j - T_i)}{L_{i,j}} + \sum_{k=1}^{N+1} \sigma F_{ik} A_i (T_k^4 - T_i^4) - \\ &- h A_i (T_i - T_\infty) + Q_i \quad (4) \end{aligned}$$

onde $i = 1, \dots, N$ representam os nós, $N + 1$ é o ambiente.

Assim, na Equação 4 temos que a variação de energia interna em cada nó por unidade de tempo é igual à soma das trocas de calor por condução (acoplamentos condutivos) com os nós vizinhos, das trocas de calor por radiação entre o nó e as chamas e entre o nó e o ambiente (acoplamentos radiativos), a perda de calor por convecção do nó para a atmosfera e o mecanismo de produção de calor interna ao nó (termofonte), a cada instante de tempo.

As condutâncias condutivas são calculadas através do produto entre a área comum aos nós, o inverso da distância entre os centros dos nós e a condutividade térmica do material que compõe o leito. Como o fluxo de calor por radiação se dá entre a chama e o leito na sua vizinhança, torna-se necessário adotar uma forma para as chamas. Se um nó entra em combustão, aproximamos a sua chama por um paralelepípedo de base $\Delta x \Delta y$ e altura H_i (conforme ilustra a Figura 5). No cálculo das condutâncias radiativas são assumidos que as superfícies são difusas e que o leito de combustível comporta-se como um corpo negro. A condutância radiativa é então obtida pelo produto entre a constante de Stefan-Boltzmann, a área da superfície superior do nó i e o fator de forma que pode ser calculado entre a superfície do nó i e as superfícies das chamas dos nós k vizinhos e, entre a superfície superior do nó i e o ambiente. O cálculo do fator de forma entre o nó i e uma superfície da chama do nó k é esquematizado na Figura 5 e dado pela fórmula:

$$F_{ik} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_k} \frac{\cos \phi_k \cos \phi_i}{\pi r^2} dA_k dA_i, \quad (5)$$

onde ϕ_k é o ângulo entre o versor normal ao elemento de área dA_k e a reta que une dA_k e dA_i , ϕ_i é o similar para o elemento de área dA_i , e r é a distância entre os elementos dA_k e dA_i . Como as superfícies adotadas são poligonais, a referência [7] sugere uma solução semi-analítica para o cálculo da Equação 5.

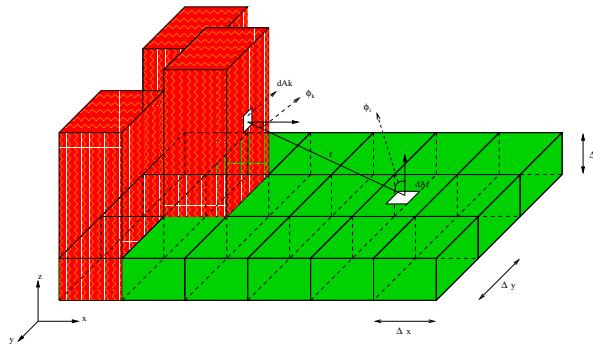


Figure 5 – Acoplamento radiativo entre as superfícies da chama e do nó.

O termo de geração de calor representa o calor produzido pelo nó a partir do instante quando este entra em ignição ($T_i \geq T_{ig}$). Por causa das complicadas características da combustão de combustíveis vegetais, é adotado aqui um modelo de emissão de voláteis de primeira ordem [11], para descrever a variação de massa na combustão do leito. A taxa de emissão de voláteis é expressa como:

$$w_v = \frac{dM_i}{dt} = K_v(M_i^0 - M_i) \quad (6)$$

onde $K_v = A_v \exp(-E_v/RT_i)$ é expressa na forma de Arrhenius, com A_v e E_v são a energia de ativação e o fator pré-exponencial são parâmetros cinéticos que variam por reação, R é a constante universal do gases, T_i é a temperatura do nó na escala absoluta, M_i^0 é a massa inicial de combustível. A Equação 6 fornece a quantidade de gases inflamáveis emitidos ao ambiente, e entram no termo fonte da Equação 4. Assumindo que a combustão é completa e que durante a fase sólida a densidade permaneça constante, temos que o termo fonte é dado por

$$Q_i = S(T_i)\mathcal{H}w_v, \quad (7)$$

onde $S(T_i) = 1$ caso $T_i \geq T_{ig}$ e $S(T_i) = 0$ caso contrário e, \mathcal{H} é a entalpia de combustão.

3. PROCEDIMENTOS E MÉTODOS COMPUTACIONAIS

Na referência [7] apresenta-se uma formulação para modelar computacionalmente as trocas de calor por radiação entre superfícies poligonais. Tal estratégia será aplicada ao acoplamento radiativo entre as chamas e a região de pirólise do leito de combustível. Para resolver o sistema de equações nodais 4 utilizaremos o método de Crank-Nicholson [8].

4. RESULTADOS ESPERADOS

A princípio pretende-se obter uma descrição fenomenológica da propagação do fogo, de modo que posteriormente esse modelo possa ser validado em incêndios elaborados em escalas laboratoriais. A vantagem de se usar tal abordagem é de permitir a possibilidade do modelo poder interagir, através da aquisição dos parâmetros de entrada, com a tecnologia de sistemas de informações geográficas. A

vantagem dessa interação permite um avanço considerado para que posteriormente esse modelo possa vir a ser utilizado como uma ferramenta de apoio à tomadas de decisões em relação ao combate de incêndios florestais no Brasil.

AGRADECIMENTOS

Agradecemos à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo financiamento à essa pesquisa de mestrado.

REFERENCES

- [1] J. C. S. Andre, D. X. Viegas, “Modelos de Propagação de Fogos Florestais: Estado-da-arte para Utilizadores. Parte I: Introdução e Modelos Locais”, Silva Lusitana, Vol. 9, No. 2, pp. 237-264, 2001.
- [2] J. C. S. Andre, D. X. Viegas, “Modelos de Propagação de Fogos Florestais: Estado-da-arte para Utilizadores. Parte II: Modelos Globais e Sistemas Informáticos”, Silva Lusitana, Vol. 10, No. 2, pp. 217-233, 2002.
- [3] R. Rothermel, “A Mathematical Model for Predicting Fire Spread in Wildland Fuels”, Technical Report, Intermountain Forest and Range Experiment Station, Ogden UT, 1972.
- [4] J. S. Pyne, L. P. Andrews, R. D. Laven, “Introduction to Wildland Fire”, 2nd. ed., John Wiley & Sons, Inc., 1996.
- [5] D. X. Viegas, “Forest Fire Propagation”, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, vol. 356, pp. 2907-2928, 1998.
- [6] E. Pastor, L. Zárate, J. Arnaldos, “Mathematical Models and Calculation Systems for Study of Wildland Fire Behaviour”, Progress in Energy and Combustion Science, vol. 29, 2003.
- [7] E. M. Sparrow, A New and Simpler Formulation for Radiative Angle Factors, Journal of Heat Transfer. May (1963), pp. 81–88.
- [8] M. Necati Özisik, Heat Transfer: A Basic Approach, McGraw-Hill Book Co, Singapore, 1985.
- [9] D. Morvan, J. L. Dupuy, Modeling the Propagation of a Wildfire through a Mediterranean Shrub using a Multiphase Formulation, Combustion and Flame, Vol. 138, pp. 199-210, 2004.
- [10] L. G. L. Zárate, Estudio de las características físicas y geométricas de la llama en los incendios forestales, Tese de Doutorado em Engenharia Química, Universidade Politécnica da Catalunha, Barcelona, 2004.
- [11] X. Y. Zhou, J. C. Pereira, A Multidimensional Model for Simulating Vegetation Fire Spread using a Porous Media Sub-Model. Fire Mater. 24, pp. 37-43, 2000.