

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА НА ТЕПЛОВУЮ УСТОЙЧИВОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФРОНТА ВЕРХОВОГО ЛЕСНОГО ПОЖАРА

А. М. Гришин, Е. Е. Зеленский*, Д. Г. Вылегжанин

Томский государственный университет, 634050 Томск, fire@fire.tsu.tomsk.su

*Кемеровский государственный университет, 650043 Кемерово, zelen@mail2.kemssu.ru

В рамках диффузионной модели переноса излучения изучено влияние лучистого теплообмена в пологе леса на внутреннюю структуру и тепловую устойчивость фронта верхового лесного пожара.

В [1–5] при исследовании устойчивости верхового лесного пожара на основе априорных физических соображений и результатов измерений тепловых потоков не учитывался перенос тепла излучением в пологе леса. В связи с этим представляет интерес теоретически оценить влияние лучистого теплообмена на поведение границ области устойчивости.

В данной работе изучено влияние радиационного теплообмена на поведение корней частотного уравнения и построены нейтральные кривые монотонной неустойчивости для тепловых возмущений произвольной длины волны с учетом излучения. Проведено сравнение с результатами [5].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим устойчивость фронта пожара в горизонтальной плоскости x, y ; начало подвижной системы координат связано с бесконечно тонкой зоной горения, а ось x совпадает с направлением скорости ветра u [3–5]. Используя основные допущения и результаты работ [1–5], в случае горения сухих лесных горючих материалов (ЛГМ) приходим к структуре фронта пожара, показанной на рис. 1.

С точки зрения теории переноса излучения полог леса является испускающей, поглощающей и рассеивающей средой, для определения спектральной интенсивности излучения которой необходимо решать интегродифференциальное уравнение переноса излучения. Однако согласно оценкам [6] полог леса можно считать оптически толстой средой, для которой спра-

ведливо так называемое диффузионное приближение [7]. Полагаем также, что испускают и поглощают излучение в пологе леса конденсированные продукты пиролиза ЛГМ, а газовая фаза прозрачна [6]. Излучение для простоты считаем серым и пренебрегаем лучистым теплообменом между пологом леса и факелом пламени.

Предполагая энергии активации реакции горения (E_5) и пиролиза (E_1) достаточно большими, приходим к известной модели бесконечно тонких зон горения и пиролиза [1–5], что позволяет массовые скорости реакций горения R_b и высвечивания излучения R_{rad} представить в виде обобщенных функций

$$R_b = \Phi_b(T_b)\delta(T - T_b),$$

$$R_{rad} = \Phi_{pyr}(T_{pyr})\delta(T - T_{pyr}),$$

где $\delta(x)$ — функция Дирака, T_b и T_{pyr} — температуры зон горения и пиролиза, а нормировочные функции Φ_b и Φ_{pyr} определяются законами

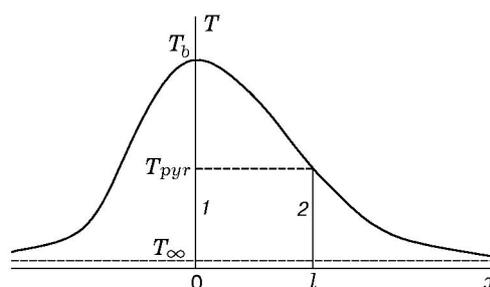


Рис. 1. Упрощенная структура фронта верхового лесного пожара:

1 — фронт горения, 2 — фронт пиролиза; T_b, T_{pyr}, T_∞ — температуры горения, пиролиза и окружающей среды соответственно

Работа доложена на 3-й Международной конференции по лесным пожарам (Красноярск, 6–10 июля 1999).

Аррениуса и Стефана — Больцмана соответственно.

Таким образом, задача о тепловой устойчивости фронта верхового лесного пожара сводится к исследованию устойчивости решений системы линейных уравнений, осредненных по высоте полого леса:

$$d_j \frac{\partial \theta_j}{\partial t} + w_j \frac{\partial \theta_j}{\partial x} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \theta_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_j}{\partial y^2} \right) - b_j \theta_j + \varkappa_j c \Theta_j, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Theta_j}{\partial t} - \omega \frac{\partial \theta_j}{\partial x} = \lambda_R \left(\frac{\partial^2 \Theta_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta_j}{\partial y^2} \right) - \varkappa_j c \Theta_j, \quad (2)$$

с нелинейными граничными условиями на двух поверхностях слабого разрыва температуры, моделирующих зоны горения и пиролиза — излучения:

$$x = \xi : \quad \theta_1 = \theta_2, \quad \lambda \left(\frac{\partial \theta_1}{\partial x} - \frac{\partial \theta_2}{\partial x} \right) = \theta_5 \rho_5 \omega, \quad (3)$$

$$\lambda \left[\left(\frac{\partial \theta_1}{\partial x} \right)^2 - \frac{\partial \theta_2}{\partial x} \left| \frac{\partial \theta_2}{\partial x} \right| \right] = 2q_5 \Phi_b(T_b), \quad (4)$$

$$x = l : \quad \theta_2 = \theta_3, \quad \Theta_2 = \Theta_3, \quad (5)$$

$$\lambda \left(\frac{\partial \theta_3}{\partial x} - \frac{\partial \theta_2}{\partial x} \right) = \sigma T_{pyr}^4, \quad (6)$$

$$\lambda_R \left(\frac{\partial \Theta_2}{\partial x} - \frac{\partial \Theta_3}{\partial x} \right) = \sigma T_{pyr}^4, \quad (7)$$

где $\Theta_j = u_j - 4\sigma T_\infty^4/c$, u_j — интегральная объемная плотность излучения; $\theta_j = T - T_\infty$ — разность температур в любой точке пространства и на бесконечности; x, y — декартовы координаты; t — время; $\lambda_R = c/3\varkappa$ — коэффициент лучистой теплопроводности; c — скорость света в вакууме; \varkappa — интегральный коэффициент ослабления излучения; σ — постоянная Стефана — Больцмана; $d_j = \rho_5 c_{p,5} + \left(\sum_{i=1}^4 \rho_i c_{p,i} \varphi_i \right)$; $w_j = \rho_5 c_{p,5} u - d_j w$; ρ_5 и $c_{p,5}$ — плотность и теплоемкость газовой фазы; $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4$; $c_{p,1}, c_{p,2}, c_{p,3}, c_{p,4}$ и $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$ — плотности, теплоемкости и объемные доли сухого органического вещества ЛГМ, воды, связанной с этим веществом, коксика и золы; ω — стационарная скорость распространения верхового лесного пожара; u — постоянная скорость

ветра; q_5 — тепловой эффект газофазной реакции горения; λ — коэффициент теплопроводности; $b = \alpha/\Delta h$; α — коэффициент теплоотдачи; Δh — толщина слоя кроны деревьев; индексы $j = 1 \div 3$ приписываются параметрам состояния рассматриваемой системы в областях $x < 0, 0 \leq x \leq l, x > l$ соответственно.

Сформулированная выше задача является квазистационарной по переносу излучения, однако для единообразия применения метода исследования устойчивости в уравнении (2) сохранена левая часть.

К уравнениям (3)–(7) добавим граничные условия на бесконечности:

$$x = \pm\infty : \quad \theta_k = 0, \quad \Theta_k = 0, \quad k = 1, 2, 3. \quad (8)$$

Возмущение зоны горения задается в виде

$$x = \xi(y, t) = \varepsilon \exp(iky + \Omega t), \quad (9)$$

где $\xi(y, t)$ — малое отклонение зоны горения от невозмущенного положения, ε — малая амплитуда возмущений, Ω — частота возмущений, i — мнимая единица, k — волновое число; для стационарного процесса $\varepsilon = 0$.

Таким образом, в данной (несколько упрощенной) постановке задачи устойчивости фронта пожара возмущения зоны горения при взаимодействии с первоначально невозмущенной зоной пиролиза — излучения могут при определенных условиях приводить к искривлению последней [2, 3].

СТАЦИОНАРНОЕ РЕШЕНИЕ

Для области 1 ($x < 0$) одномерное стационарное решение уравнений (1), (2) имеет вид

$$\theta_1 = A_1 \exp(\beta_1 x) + C_1 \exp(\alpha_1 x), \quad (10)$$

$$\Theta_1 = \Theta_{pyr} \exp(\alpha_1 (x - l)),$$

$$A_1 = \theta_b - C_1, \quad C_1 = \frac{\varkappa c \Theta_{pyr} \exp(-\alpha_1 l)}{\omega \alpha_1 - \lambda \alpha_1^2 + b}.$$

В области 2 ($0 \leq x \leq l$)

$$\theta_2 = A_2 \exp(\beta_1 x) + B_2 \exp(\beta_2 x) + C_1 \exp(\alpha_1 x), \quad (11)$$

$$\Theta_2 = \Theta_1,$$

$$A_2 = \frac{1}{\exp(\beta_1 l) - \exp(\beta_2 l)} \left[\theta_{pyr} - \theta_b \exp(\beta_2 l) + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + C_1(\exp(\beta_2 l) - \exp(\alpha_1 l)) \Big], \\
B_2 = & \frac{1}{\exp(\beta_1 l) - \exp(\beta_2 l)} \left[\theta_b \exp(\beta_2 l) - \theta_{pyr} + \right. \\
& \left. + C_1(\exp(\alpha_1 l) - \exp(\beta_1 l)) \right].
\end{aligned}$$

Для области 3 ($x > l$)

$$\theta_3 = B_3 \exp(\beta_2 x) + C_2 \exp(\alpha_2 x), \quad (12)$$

$$\Theta_3 = \Theta_{pyr} \exp(\alpha_2(x - l)),$$

$$B_3 = (\theta_{pyr} - C_3 \exp(\alpha_2 l)) \exp(-\beta_2 l),$$

$$C_3 = \frac{\varkappa c \Theta_{pyr} \exp(-\alpha_2 l)}{w \alpha_2 - \lambda \alpha_2^2 + b}.$$

В выражениях (10)–(12)

$$\alpha_i = -\frac{-\omega \pm \sqrt{\omega^2 + 4\varkappa c \lambda_R}}{2\lambda_R}, \quad (13)$$

$$\beta_i = -\frac{w \pm \sqrt{w^2 + 4b\lambda}}{2\lambda}, \quad i = 1, 2.$$

При записи (10)–(13) использовались допущения $w_j = \text{idem}$, $d_j = \text{idem}$, $b_j = \text{idem}$, не влияющие на качественную устойчивость пожара [3].

Неизвестные величины θ_b , θ_{pyr} , Θ_{pyr} находятся из системы уравнений

$$\lambda_R \Theta_{pyr} (\alpha_1 - \alpha_2) = \sigma (\theta_{pyr} + T_\infty)^4,$$

$$\lambda [(A_1 - A_2)\beta_1 - B_2\beta_2] = q_5 \rho_5 \omega,$$

$$\lambda [B_3\beta_2 \exp(\beta_2 l) + C_3\alpha_2 \exp(\alpha_2 l) - \quad (14)$$

$$- A_2\beta_1 \exp(\beta_1 l) - B_2\beta_2 \exp(\beta_2 l) -$$

$$- C_1\alpha_1 \exp(\alpha_1 l)] = \sigma (\theta_{pyr} + T_\infty)^4,$$

полученной подстановкой (10)–(13) в граничные условия (3), (6), (7).

РЕШЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ

Ищем решение уравнений (1), (2) методом малых возмущений в виде

$$\theta_j(x, y, t) = \theta_j(x) + S_j(x) \exp(iky + \Omega t), \quad (15)$$

$$\Theta_j(x, y, t) = \Theta_j(x) + R_j(x) \exp(iky + \Omega t),$$

где $\theta_j(x)$ и $\Theta_j(x)$ определяются выражениями (10)–(13), а $S_j(x)$ и $R_j(x)$ — малые амплитуды возмущений.

Подставляя (15) в (1), (2), получим систему дифференциальных уравнений для нахождения S_j , R_j :

$$d\Omega S_j + w S_j' = \lambda (S_j'' - k^2 S_j) - b S_j + \varkappa c R_j, \quad (16)$$

$$\Omega R_j - \omega R_j' = \lambda_R (R_j'' - k^2 R_j) - \varkappa c R_j.$$

Решая (16) с учетом нулевых граничных условий при $x = \pm\infty$, получим

$$R_1 = R_2 = D_1 \exp(\alpha_3 x),$$

$$R_3 = D_2 \exp(\alpha_4 x),$$

$$S_1 = D_3 \exp(\beta_3 x) + D_1 P_1 \exp(\alpha_3 x), \quad (17)$$

$$S_2 = D_4 \exp(\beta_3 x) + D_5 \exp(\beta_4 x) +$$

$$+ D_1 P_1 \exp(\alpha_3 x),$$

$$S_3 = D_6 \exp(\beta_4 x) + D_2 P_2 \exp(\alpha_4 x),$$

где D_i — постоянные интегрирования, а величины α_i , β_i , P_i определяются формулами

$$\alpha_{3,4} = \frac{-\omega \pm \sqrt{\omega^2 + 4\lambda_R(\lambda_R k^2 + \varkappa c + \Omega)}}{2\lambda_R},$$

$$\beta_{3,4} = \frac{w \pm \sqrt{w^2 + 4\lambda(\Omega d + \lambda k^2 + b)}}{2\lambda}, \quad (18)$$

$$P_1 = \frac{\varkappa c}{d\Omega + w\alpha_3 - \lambda\alpha_3^2 + \lambda k^2 + b},$$

$$P_2 = \frac{\varkappa c}{d\Omega + w\alpha_4 - \lambda\alpha_4^2 + \lambda k^2 + b}.$$

ВЫВОД ЧАСТОТНОГО УРАВНЕНИЯ

Подставляя (15), (17) в граничные условия (3)–(7) и исключая неизвестные D_1, D_2 , после приведения к безразмерному виду получим систему пяти линейных уравнений:

$$\begin{aligned} D_4 a_1 + D_5 a_2 + D_6 a_3 &= 0, \\ D_4 a_4 + D_5 + D_6 a_5 &= 0, \\ \varepsilon a_6 + D_3 - D_4 - D_5 &= 0, \\ \varepsilon a_7 + D_3 \beta_3 - D_4 \beta_3 - D_5 \beta_4 &= 0, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\varepsilon a_8 + D_3 a_9 + D_4 a_{10} + D_5 a_{11} + D_6 a_{12} = 0,$$

где

$$a_1 = \beta_3 R_1, \quad a_2 = \beta_4, \quad a_3 = B_3 - \beta_4 + \frac{M_2 M_3}{M_1},$$

$$a_4 = R_1, \quad a_5 = \frac{M_2 M_4}{M_1} - 1, \quad a_6 = E_2(\beta_1 - \beta_2),$$

$$a_7 = E_2(\beta_1 - \beta_2) \left(\beta_1 + \beta_2 - \frac{\Omega}{4} \right),$$

$$a_8 = L_1 L_2 + L_3 L_4 - \frac{L_1(L_1^2 + L_3^2)z}{(\theta_b - \theta_0)^2},$$

$$a_9 = L_1 \beta_3 - \frac{(L_1^2 + L_3^2)z}{(\theta_b - \theta_0)^2}, \quad a_{10} = L_3 \beta_3, \quad a_{11} = L_3 \beta_4,$$

$$a_{12} = \frac{a M_2 B_1}{\sqrt{3} \text{Kn} M_1} \left[(L_1 + L_3) \alpha_1 - \frac{(L_1^2 + L_3^2)z}{(\theta_b - \theta_0)^2} \right],$$

$$M_1 = \left[\alpha_1 - \alpha_2 - \frac{8a \Theta_{pyr} B_2 \text{Kn}^{-2}}{\sqrt{3}(\theta_{pyr} + \theta_0)} \right] R_2,$$

$$M_2 = \frac{8 \Theta_{pyr}}{\text{Kn}(\theta_{pyr} + \theta_0)},$$

$$M_3 = \frac{a}{\sqrt{3} \text{Kn}} [B_1 \alpha_1 + B_2 (B_3 - \alpha_2)] R_2,$$

$$M_4 = \frac{a(B_1 - B_2)}{\sqrt{3} \text{Kn}} R_2,$$

$$\alpha_{1,2} = \pm \frac{\sqrt{k^2 + \text{Kn}^{-1}}}{2}, \quad \beta_{1,2} = \frac{w \pm \sqrt{w^2 + b}}{2},$$

$$\beta_{3,4} = \frac{w \pm \sqrt{w^2 + b + k^2 + d\Omega}}{2},$$

$$A_1 = \theta_b - \frac{a C_1 \Theta_{pyr}}{\sqrt{3}} R_3, \quad A_2 = \theta_{pyr} - \frac{a C_1 \Theta_{pyr}}{\sqrt{3}},$$

$$E_1 = \frac{A_2 - A_1 R_5}{R_4 - R_5}, \quad E_2 = \frac{A_1 R_4 - A_2}{R_4 - R_5},$$

$$z = \frac{E_5}{RT_*},$$

$$B_i = \left(\frac{d\Omega}{4} + \frac{b}{4} + w \alpha_i + \frac{k^2}{4} - \alpha_i^2 \right)^{-1},$$

$$C_i = \frac{\text{Kn}}{(b/4) \text{Kn}^2 - 1 + \alpha_i \text{Kn}}, \quad i = 1, 2,$$

$$\begin{aligned} B_3 &= \frac{4}{\theta_{pyr} + \theta_0} \left[\left(E_1 R_4 (\beta_2 - \beta_1) + \frac{a \Theta_{pyr}}{\sqrt{3}} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times (C_1 (\beta_2 - \text{Kn}^{-1}) - C_2 (\beta_2 + \text{Kn}^{-1})) \right], \end{aligned}$$

$$L_1 = A_1 \beta_1 + \frac{a C_1 \Theta_{pyr}}{\sqrt{3} \text{Kn}} R_3,$$

$$L_2 = A_1 \beta_1^2 + \frac{a C_1 \Theta_{pyr}}{\sqrt{3} \text{Kn}^2} R_3,$$

$$L_3 = E_1 \beta_1 + E_2 \beta_2 + \frac{a C_1 \Theta_{pyr}}{\sqrt{3} \text{Kn}} R_3,$$

$$L_4 = E_1 \beta_1^2 + E_2 \beta_2^2 + \frac{a C_1 \Theta_{pyr}}{\sqrt{3} \text{Kn}^2} R_3,$$

$$R_1 = \exp[(\beta_3 - \beta_4) \text{Pe}], \quad R_2 = \exp[(\alpha_1 - \beta_4) \text{Pe}],$$

$$R_3 = \exp(-\text{Pe}/\text{Kn}), \quad R_4 = \exp(\text{Pe} \beta_1),$$

$$R_5 = \exp(\text{Pe} \beta_2).$$

В (19) безразмерные величины обозначены теми же буквами, что и соответствующие размерные, а в коэффициенты a_i входят следующие критерии подобия: $Pe = \rho_5 c_{p,5} \omega l / \lambda$ — число Пекле, $a = \sigma T_*^4 / \rho_5 c_{p,5} \omega T_*$ — отношение характерного лучистого теплового потока к конвективному, $Kn = \rho_5 c_{p,5} \omega / \sqrt{3} \lambda \varkappa$ — радиационное число Кнудсена, $m = q_5 / c_{p,5} T_*$ — безразмерный тепловой эффект горения летучих продуктов пиролиза ЛГМ, $\bar{d} = 1 + \sum_{i=1}^4 \rho_i c_{p,i} \varphi_i / \rho_5 c_{p,5}$ — безразмерная объемная теплоемкость многофазной среды. Значения остальных критериев подобия совпадают с [1–3].

Условие нетривиальной разрешимости (19) приводит к уравнению для определения частоты возмущений

$$(a_3 a_4 - a_1 a_5) [a_{11} (a_6 \beta_3 - a_7) + a_9 (a_6 \beta_4 - a_7) + a_8 (\beta_3 - \beta_4)] + (a_6 \beta_3 - a_7) [(a_2 a_5 - a_3) \times (a_9 + a_{10}) + a_{12} (a_1 - a_2 a_4)] = 0. \quad (20)$$

При $a = 0$ уравнение (20) совпадает с частным случаем частотного уравнения [5]. Значения θ_b , θ_{pyr} , Θ_{pyr} , входящие в (20), находились из системы нелинейных уравнений (14), приведенной к безразмерному виду с помощью разложения в ряд по малому параметру a . В результате получаем

$$\theta_b = \theta_{b,0} + a \theta_{b,1}, \quad \theta_{pyr} = \theta_{pyr,0} + a \theta_{pyr,1}, \quad (21)$$

$$\Theta_{pyr} = \Theta_{pyr,0} + a \Theta_{pyr,1},$$

$$\theta_{b,0} = \frac{m}{\beta_1 - \beta_2}, \quad \theta_{pyr,0} = \theta_{b,0} \exp(Pe \beta_2),$$

$$\theta_{pyr,1} = \frac{\sqrt{3} (\theta_{pyr,0} + \theta_0)^4}{8}, \quad \theta_0 = \frac{T_\infty}{T_*},$$

поскольку для верховых пожаров $a \ll 1$. Выражения для первых возмущений $\theta_{b,1}$, $\theta_{pyr,1}$ и $\Theta_{pyr,1}$ не приводятся из-за громоздкости.

ВЛИЯНИЕ ЛУЧИСТОГО ТЕПЛООБМЕНА НА АПЕРИОДИЧЕСКУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОЖАРА

Уравнение (20) при $\Omega = 0$ неявным образом определяет нейтральные кривые монотонной неустойчивости фронта пожара в различных плоскостях критериев подобия задачи. Анализ уравнения (20) и результаты работ

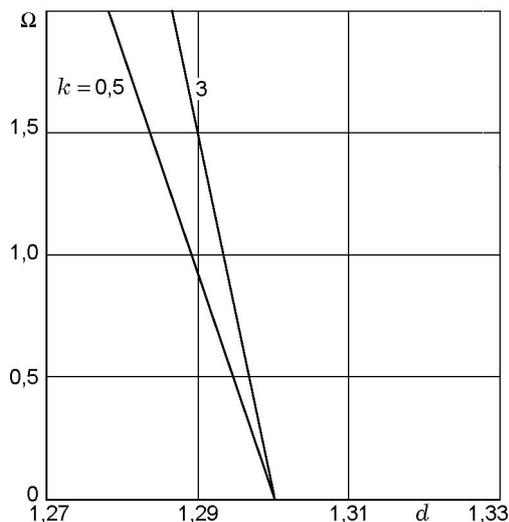


Рис. 2. Зависимость положительных корней частотного уравнения от параметра d :

$Kn = 0,2$, $a = 10^{-3}$, $Pe = 5$, $b = 5 \cdot 10^{-3}$, $u = 1,3$, $z = 10$, $m = 0,1$, $\theta_0 = 0,3$

[1–5] показывают, что одним из определяющих критериев является параметр d , который при горении сухих ЛГМ линейно зависит от запаса ЛГМ.

На рис. 2 показана зависимость положительных действительных корней Ω уравнения (20) от d при различных значениях волнового числа k . Отметим, что безразмерная длина волны возмущений λ_{pet} связана с числом k формулой $\lambda_{pet} = 2\pi/k$. Видно, что для произвольных λ_{pet} существует значение $d = d_*(Pe, u, b, Kn, a, m, z, \theta_0)$ такое, что при $d \leq d_*$ имеется корень $\Omega > 0$. Этот случай отвечает неустойчивости фронта пожара. При $d > d_*$ пожар распространяется стационарно. Полученные результаты качественно совпадают с выводами работы [5].

На рис. 3 показано влияние переноса тепла излучением на поведение нейтральных кривых в плоскости переменных d, k . Область неустойчивости находится слева от соответствующей вертикальной прямой, кривая 1 отвечает случаю отсутствия излучения [5]. Из рис. 3 следует, что при увеличении параметра a зона устойчивости несколько расширяется. Таким образом, радиационный перенос тепла в пологие леса стабилизирует процесс стационарного распространения фронта пожара.

Численные расчеты показали, что радиационное число Кнудсена слабо влияет на положение границ области устойчивости пожара,

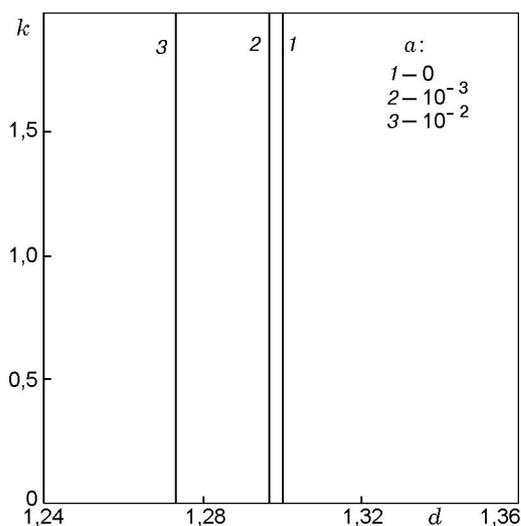


Рис. 3. Поведение нейтральных кривых в зависимости от параметра a :

$Kn = 0,2$, $Re = 5$, $b = 5 \cdot 10^{-3}$, $u = 1,3$, $z = 10$, $m = 0,1$, $\theta_0 = 0,3$

что, по-видимому, связано с используемой в работе диффузионной моделью переноса излучения. Согласно [7] эта модель справедлива при $Kn \ll 1$, т. е. число Кнудсена является вырожденным критерием подобия задачи.

ВЫВОДЫ

- Поставлена и аналитически решена задача об устойчивости фронта верхового лесного пожара с учетом излучения от фронта пожара внутри полога леса.

- Установлено, что радиационный перенос тепла в рамках рассмотренной в статье постановки задачи стабилизирует распространение фронта верхового лесного пожара.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин А. М., Зеленский Е. Е., Шевелев С. В. Устойчивость распространения фронта лесного пожара // Механика реагирующих сред и ее приложения. Новосибирск: Наука, 1989. С. 5–21.
2. Гришин А. М., Зеленский Е. Е. Устойчивость распространения фронта верхового лесного пожара при конечной скорости межфазного теплообмена // Физическая газодинамика реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1990. С. 47–60.
3. Гришин А. М., Зеленский Е. Е., Шевелев С. В. Двумерная неустойчивость фронта верхового лесного пожара, инициализируемого очагом конечных размеров // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 3. С. 7–17.
4. Гришин А. М. Математическое моделирование лесных пожаров и новые способы борьбы с ними. Новосибирск: Наука, 1992.
5. Гришин А. М., Зеленский Е. Е. Аперiodическая неустойчивость фронта лесного пожара // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 5. С. 23–28.
6. Гришин А. М. Математические модели лесных пожаров. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1981.
7. Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985.

Поступила в редакцию 17/II 2000 г.