

А. М. Гришин, А. Д. Грузин, С. В. Шевелев

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДВУМЕРНОГО ФРОНТА ВЕРХОВОГО ЛЕСНОГО ПОЖАРА, ИНИЦИИРУЕМОГО ОЧАГОМ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

Распространение вершинных верховых пожаров на основе одномерной математической модели исследовано в работах [1—4]. Модель получена в [1, 2] путем осреднения по высоте полога леса уравнений двумерной модели (в плоскости x, z , где координата x совпадает с направлением ветра, а z — направлена вертикально вверх), использования ряда упрощенных предположений.

Основное предположение в [1—4] состоит в том, что длина фронта пожара, начиная с начальных моментов его возникновения, значительно превышает его ширину. В то же время представляет интерес вопрос о распространении фронта верхового пожара, инициированного очагом конечных размеров. При этом необходимо привлекать значительно более сложные пространственные модели, описывающие тепло- и массоперенос и физико-химические превращения лесных горючих материалов (ЛГМ) в окрестности фронта пожара [5]. При использовании осреднения по высоте полога леса [1, 2] удастся значительно упростить математическую модель [5] и одновременно учесть эффекты неоднородности при распространении верхового пожара.

В данной работе получена двумерная система уравнений, описывающая распространение верхового лесного пожара. Проанализирована динамика двумерного в плане фронта пожара (в горизонтальной плоскости x, y , где по-прежнему x совпадает с направлением ветра, а координата y перпендикулярна ему), проведено сравнение с одномерной постановкой [1, 2].

Физическая и математическая постановка задачи

Рассмотрим бесконечный в плане полог леса высотой h , продуваемый ветром с постоянной скоростью u_∞ . Направление ветра совпадает с направлением оси x . Состав многофазной многокомпонентной среды в пологе леса, а также схема физико-химических превращений при распространении верхового пожара соответствуют модели [1, 2].

В начальный момент времени в пологе возникает высокотемпературная зона (очаг) $[x_L, x_R] [y_r, y_R]$ (область D_1) с характеристиками $T_r, c_{\alpha r}$, где поддерживаются заданные параметры вплоть до инициирования фронта пожара T_s . Вне очага, в области D_2 , параметры состояния среды те же, что и в невозмущенной атмосфере.

Осредненная двумерная математическая модель, описывающая тепло- и массоперенос и распространение двумерного в плане фронта верхового лесного пожара, включает следующие уравнения:

$$\frac{\partial \rho_1^0}{\partial t} = -R_1, \quad \frac{\partial \rho_2^0}{\partial t} = -R_2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_2^c}{\partial t} = \alpha_c R_1 - R_3 M_c / M_1, \quad \frac{\partial \rho_1^c}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

$$\rho_5 \left(\frac{\partial c_\alpha}{\partial t} + u_\infty \frac{\partial c_\alpha}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_5 D_{Tx} \frac{\partial c_\alpha}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho_5 D_{Ty} \frac{\partial c_\alpha}{\partial y} \right) + \bar{R}_{T\alpha} - c_\alpha Q - (J_\alpha^+ - J_\alpha^-) / h, \quad \alpha = 1, 2, \quad (3)$$

$$\sum_{\alpha=1}^3 c_{\alpha} = 1, \quad 1/M = \sum_{\alpha=1}^3 c_{\alpha}/M_{\alpha}, \quad (4)$$

$$\left(\sum_{i=1}^4 \rho_i^0 c_{pi} + \rho_5 c_{p5} \right) \frac{\partial T}{\partial t} + u_{\infty} \rho_5 c_{p5} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{tx} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{ty} \frac{\partial T}{\partial y} \right) - q_2 R_2 +$$

$$+ q_3 R_3 + q_5 \bar{R}_5 - (q^+ - q^-)/h, \quad (5)$$

$$\rho_5 TR/M = p_e = \text{const}, \quad Q = (1 - \alpha_c) R_1 + R_2 + R_3 M_c/M_1, \quad (6)$$

$$R_{51} = -R_3 - R_5 M_1/(2M_2), \quad R_{52} = (1 - \alpha_c) v_r R_1 - R_5, \quad (7)$$

$$R_1 = k_{01} \rho_1^0 \exp(-E_1/(RT)), \quad R_2 = k_{02} \rho_2^0 / \sqrt{T} \exp(-E_2/(RT)), \quad (8)$$

$$R_3 = k_{03} s_{\sigma} \rho_3^0 / \rho_3 \rho_5 c_1 \exp(-E_3/(RT)), \quad (9)$$

$$R_5 = M_2 k_{05} (c_1 M/M_1)^{0.25} c_2 M/M_2 T^{-2.25} \exp(-E_5/(RT)), \quad (10)$$

$$T = T_{\Gamma}, \quad c_{\alpha} = c_{\alpha\Gamma}, \quad \rho_i^0 = \rho_{i\Gamma}, \quad x, y \in D_1, \quad 0 \leq t \leq t_3, \quad (11)$$

$$T = T_e, \quad c_{\alpha} = c_{\alpha e}, \quad \rho_i^0 = \rho_{ie}^0, \quad x, y \in D_2, \quad t = 0,$$

$$x = \pm \infty: \quad T = T_e, \quad c_{\alpha} = c_{\alpha e}, \quad \rho_i^0 = \rho_{ie}^0. \quad (12)$$

Здесь ρ_i и ρ_i^0 — истинные и парциальные плотности сухого горючего вещества ЛГМ, воды в жидкокапельном состоянии, конденсированных продуктов пиролиза (коксика), минеральной части ЛГМ соответственно при $i = 1 \div 4$; c_{α} — массовые концентрации кислорода, летучих горючих продуктов пиролиза (горючего газа типа СО), инертных компонентов газовой фазы (газ типа азот) соответственно при $\alpha = 1, 3$; $q_1 = 0$, q_2 , q_3 , q_5 , R_1 , R_2 , R_3 , R_5 — теплоты и массовые скорости процессов пиролиза ЛГМ, сушки, горения коксика и газообразных продуктов пиролиза; E_1 , E_2 , E_3 , E_5 и k_{01} , k_{02} , k_{03} , k_{05} — энергии активации и предэкспоненты реакции пиролиза, процесса сушки ЛГМ, реакций горения конденсированных и газообразных горючих продуктов пиролиза соответственно; M_{α} , M — молекулярные массы α -компонентов и смеси газов; R — универсальная газовая постоянная; T — температура; s_{σ} — удельная поверхность конденсированного продукта пиролиза (коксика); λ_{tx} , λ_{ty} и D_{tx} , D_{ty} — коэффициенты турбулентной теплопроводности и диффузии по направлениям x и y ; x , y , z — декартовы координаты; t — время; J_{α}^+ и J_{α}^- , q^+ и q^- — плотности диффузионных и тепловых потоков при $z = 0$ и $z = h$; $z = h$ — верхняя граница полога леса; $1 - \alpha_c$ — доля газообразных продуктов для процесса пиролиза; v_r — доля горючих газов в газообразных продуктах пиролиза; индексы e и Γ приписываются параметрам состояния в невозмущенной среде и очаге горения соответственно.

Парциальные плотности ρ_{ie}^0 исходной многокомпонентной среды определяются по следующим формулам [5]:

$$\rho_{1e}^0 = \rho_0 (1 - \beta), \quad \rho_{2e}^0 = \rho_0 W, \quad \rho_{3e}^0 = \rho_0 \beta,$$

где ρ_0 — объемный запас сухого вещества ЛГМ; W — влагосодержание ЛГМ; β — зольность ЛГМ.

Аналогично [4] считаем, что коэффициенты турбулентного переноса λ_{tx} , λ_{ty} , D_{tx} , D_{ty} выражаются через коэффициенты турбулентной динамической вязкости μ_{tx} , μ_{ty} , т. е. $\text{Pr}_{tx} = \text{Pr}_{ty} = \text{Sc}_{tx} = \text{Sc}_{ty}$, причем μ_{tx} , $\mu_{ty} = \text{const}$ и в общем случае $\mu_{tx} \neq \mu_{ty}$.

Считаем также [4], что тепловой и диффузионные потоки на нижней кромке полога равны нулю ($q^- = J^- = 0$), а потоки на верхней кромке выражаются с использованием закона Ньютона и аналогии процессов тепло- и массообмена:

$$q^+ = \alpha_0 (T - T_e), \quad J_{\alpha}^+ = \alpha_0 (c_{\alpha} - c_{\alpha e}) / c_{p5}, \quad (13)$$

где α_0 — эффективный коэффициент теплоотдачи.

При выводе системы (1) — (12) полагалось, что процесс переноса определяет вынужденная конвекция, а влияние свободной конвекции на процесс распространения учитывалось выбором коэффициентов тепло- и массообмена α_0 и α_0/c_{p5} .

Метод решения

Считаем, что $y_L = -y_R$, т. е. очаг симметричен относительно оси x . Тогда, благодаря симметрии переноса в пологе относительно оси x , можно вести расчет в верхней части плоскости плана при $0 \leq y \leq \infty$, а на оси x ($y = 0$) выставить граничные условия симметрии

$$y = 0: \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial c_\alpha}{\partial y} = 0.$$

В качестве граничных условий на удалении от фронта пожара задавались невозмущенные значения искомых функций либо так называемые «мягкие» граничные условия. Оценки характерных времен переноса и физико-химических превращений показывают, что эти времена сильно отличаются друг от друга. В связи с этим для численного решения системы (1) — (6) использовался прием расщепления по физическим процессам. В результате на каждом шаге по времени отдельно рассчитывалась система обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, включающая источниковые члены уравнений переноса (3), (5), которые отвечают за тепло- и массовыделение в результате химических реакций, а также уравнения химической кинетики (1), (2), описывающие процессы пиролиза, испарения и горения конденсированного продукта пиролиза ЛГМ. Шаг расщепления выбирали, исходя из характерного времени конвективного или кондуктивного переноса. Система уравнений первого порядка на каждом временном шаге рассчитывалась с использованием известного пакета прикладных программ GEAR3, который реализует метод Гира для «жестких» систем ОДУ [6]. После этого найденное корректировалось в результате решения двумерного уравнения переноса. В этом случае также использовалось координатное расщепление, причем полученные системы одномерных уравнений решались с помощью разностных схем итерационно-интерполяционного метода [7], который на используемой равномерной сетке аппроксимирует исходную дифференциальную задачу с порядком $O(\tau + h^2)$. Таким образом, используемая схема суммарной аппроксимации имеет ошибку $O(\tau + h_x^2 + h_y^2)$, где τ , h_x и h_y — шаги разностной сетки по t , x и y .

В расчетах использовался специальный алгоритм изменения границ расчетной области в направлении x в зависимости от текущего положения фронта пожара, предложенный в [1, 2].

Тестирование программы осуществлялось путем сравнения полученных данных с результатами [1, 2]. При проведении тестов предполагалось отсутствие переноса в направлении y . С этой целью граница расчетной области в направлении y фиксировалась равной первоначальной длине очага, и на этом расстоянии использовались изолирующие граничные условия $\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial c_\alpha}{\partial y} = 0$.

Результаты сравнения наиболее существенных характеристик, полученных в результате расчетов и представленные в [1, 2], сведены в таблицу, где $\Theta_{\max}^{\text{ст}} = \max T/T_e$ — максимальная температура во фронте верхового пожара, движущегося с постоянной скоростью $\omega^{\text{ст}}$ в направлении x ; t_3 — время отключения инициирующего очага. Аналогичные результаты имеют место и для других параметров фронта. Следует подчеркнуть, что в настоящей работе в отличие от [1, 2]

Вариант	u_∞ , м/с	$\Theta_{\max}^{\text{ст}}$	$\omega^{\text{ст}}$, м/с	t_3 , с
[2]	3	5,1	2,2	3,96
Тест	3	4,66	2,0	4,04
[1]	2	4,9	1,66	5,54
Тест	2	4,61	1,66	5,5

вместо итерационной процедуры расчета, основанной на линеаризации источниковых членов по методу Ньютона и использовании простой итерации, применен прием расщепления и отделения нелинейных источниковых членов уравнений переноса. Использование специальных методов для решения «жестких» систем уравнений первого порядка позволило получить значительный выигрыш во времени счета сходных вариантов.

Анализ результатов

На рис. 1—4 приведены некоторые результаты по двумерному распространению. В расчетах использовались следующие значения термокинетических постоянных ($i = 1, 2, 3, 5$) [1—4]: $E_i/R = 9,4 \cdot 10^3, 6 \cdot 10^3, 9 \cdot 10^3, 11,5 \cdot 10^3$ К, $k_{0i} = 3,63 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}, 6 \cdot 10^5 \text{ К}^{0,5} \cdot \text{с}^{-1}, 430 \text{ с}^{-1}, 1,1 \cdot 10^{15} \text{ К}^{2,25} \cdot \text{с}^{-1}$, $q_i = 0,3 \cdot 10^6, 1,2 \cdot 10^7, 10^7$ Дж/кг. Значения теплофизических величин выбирались следующими: $c_{pi} = 2; 4,18; 1,1; 1; 1$ кДж/(кг · К), где $i = 1 \div 5$; $\rho_i = 500, 10^3, 200, 200, 1$ кг/м³, где $\rho_5 = \rho$, $i = 1 \div 5$. Считалось, что $s_0 = 10^3 \text{ м}^{-1}$, $\alpha_c = 0,06$, $\nu_r = 0,7$, $\gamma_r = \mu_r/\rho_{5e} = 1 \text{ м}^2/\text{с}$, $\rho_0 = 0,2 \text{ кг/м}^3$, $T_r/T_e = 3$, $c_{ar}/c_{ae} = 1$, $\alpha_0 = 300 \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{К})$. Для простоты предполагалось, что $\mu_{rx} = \mu_{ry} = \mu_r$, $\lambda_{rx} = \lambda_{ry} = \lambda_r$, $D_{rx} = D_{ry} = D_r$.

На рис. 1 изотермами T/T_e (сплошные линии) со значениями уровней 1,5, 3 и 4, отсчитываемыми снаружи вовнутрь, показана высокотемпературная зона (фронт пожара) в различные моменты времени. Этот рисунок иллюстрирует развитие фронта пожара от начального очага (заштрихованный участок). Можно видеть, что с течением времени в результате переноса тепла из очага близлежащая часть полога нагревается и загорается. Время загорания в данном расчете $t_s = 9,8 \text{ с}$. В пологе образуется высокотемпературная зона, которая смещается вдоль направления ветра (ось x) и удлиняется в поперечном направлении (ось y), причем скорости передних кромок в обоих направлениях зависят от времени. В результате распространения фронта в пологе образуется клиновидная выгоревшая часть, в которой $\rho_0 = 0$. Выгоревшая часть на рис. 1, а располагается ниже и левее границы, отмеченной штриховой линией, которая соответствует температуре пиролиза, а выше и правее находится несгоревшая часть полога.

Процесс распространения фронта верхового пожара, представленный на рис. 1, б, отличается от рассмотренного выше. Граница выгоревшей части, отмеченная штриховой линией, и фронт пожара в целом изгиба-

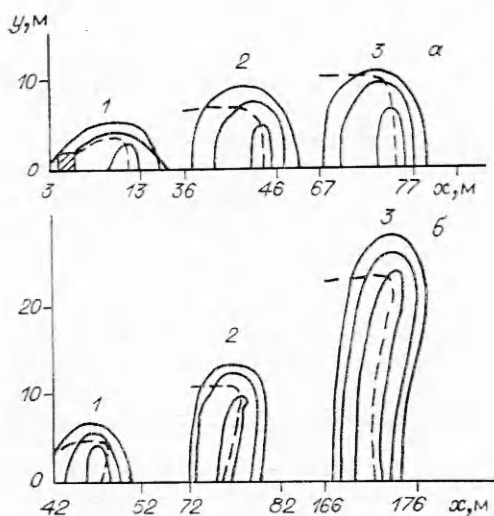


Рис. 1. Изотермы во фронте верхового пожара.

а) $u_\infty = 2 \text{ м/с}$, $W = 0,6$: 1 — $t = 7 \text{ с}$, $\omega_x = 1,3 \text{ м/с}$, $\omega_y = 0,7 \text{ м/с}$; 2 — 30 с , $1,5 \text{ м/с}$, $0,1 \text{ м/с}$; 3 — 50 с , $1,5 \text{ м/с}$, $0,1 \text{ м/с}$. б) $u_\infty = 5 \text{ м/с}$, $W = 0,4$: 1 — $t = 8 \text{ с}$, $\omega_x = 3,6 \text{ м/с}$, $\omega_y = 0,5 \text{ м/с}$; 2 — 20 с , $3,6 \text{ м/с}$, $0,5 \text{ м/с}$; 3 — 50 с , $3,5 \text{ м/с}$, $0,5 \text{ м/с}$.

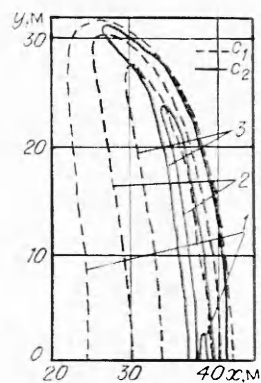


Рис. 2. Линии равных концентраций кислорода и горючего газа при $u_\infty = 2 \text{ м/с}$, $W = 0,3$, $t = 30 \text{ с}$. 1 — c_1 , $c_2 = 0,15$; 2 — $0,1$; 3 — $0,05$.

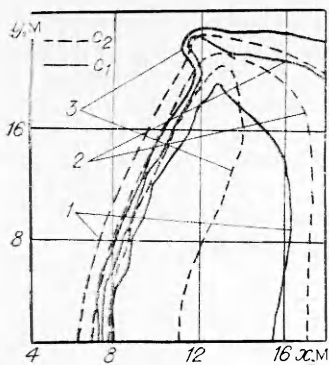


Рис. 3. Линии равных концентраций кислорода и горючего газа при $u_\infty = 5$ м/с, $W = 0,4$, $t = 50$ с.
1 — c_1 , $c_2 = 0,1$; 2 — $0,05$; 3 — $0,02$.

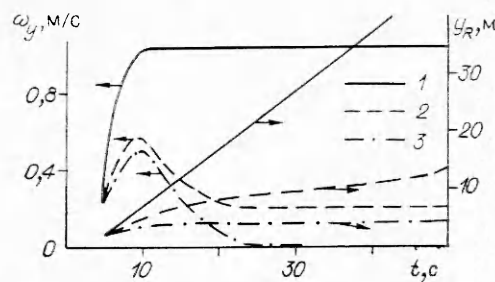


Рис. 4. Проекция контура фронта y_R и скорости распространения ω_y при $u_\infty = 2$ м/с, $W = 0,3$ (1), $0,5$ (2) и $0,666$ (3).

ются в направлении движения фронта. Любопытно, что с момента $t = 50$ с фланги фронта обгоняют его центральную часть.

Представляет интерес выяснить причины существования двух существенно различающихся типов контуров лесных пожаров: выпуклый (см. рис. 1, а) и выпукло-вогнутый (см. рис. 1, б). С этой целью на рис. 2 и 3 приведены изолинии концентрации окислителя и горючего газа. Рис. 2 соответствует режиму с выпуклым контуром. Видно, что перед фронтом пожара в направлении оси x образуется зона максимальных градиентов окислителя, поэтому центральная часть контура пожара опережает фланги пожара. На рис. 3 представлены изолинии окислителя и горючего, которые соответствуют изотермам рис. 1, б при $t = 50$ с. Сравнивая изотермы и изолинии, приведенные на рис. 3, легко видеть, что перед центром высокотемпературной зоны в направлении x образуется область пониженной концентрации окислителя. Она возникает за счет сноса ветром продуктов горения из фронта пожара и вытеснения ими окислителя. Поэтому в этом случае фланги распространяются быстрее центральной части фронта.

Сравнивая выгоревшие площади для выпуклого и выпукло-вогнутого контуров пожара, заключаем, что в одни и те же моменты времени с ростом скорости ветра выгоревшая площадь увеличивается, причем при $u_\infty = 5$ м/с, начиная с некоторого момента времени (или размера пожара), контур пожара становится выпукло-вогнутым из-за обеднения окислителем центральной части фронта.

На рис. 4 представлены характеристики распространения пожара в направлении y . С увеличением влагосодержания условия распространения пожара ухудшаются и при больших W фронт пожара в направлении y практически не распространяется. Скорость кромок ω_x тоже стабилизируется, и фронт пожара стационарно смещается вдоль x (по ветру) с постоянной скоростью. Стационарными (в системе координат, перемещающейся вместе с фронтом в направлении x) являются изотермы и изолинии концентраций компонентов. Обращает на себя внимание монотонное поведение кривых скорости ω_y в начальные моменты времени. Здесь отмечается максимум ω_y , что связано, по-видимому, со способом инициирования, когда в течение определенного времени, предшествующего зажиганию, в очаге поддерживаются постоянные параметры, что эквивалентно внесению в полог леса дополнительной энергии по отношению к энергии, выделяемой при горении ЛГМ. Это способствует высушиванию ЛГМ на значительном расстоянии от очага инициирования и, как следствие, более высокой скорости распространения верхового пожара.

Аналогичные расчеты, сделанные при различных скоростях ветра в пологе леса u_∞ , показали, что удлинение фронта в направлении y слабо зависит от u_∞ .

Представленные выше результаты в отличие от [8] доказывают принципиальную возможность получения контуров лесных пожаров с учетом конкретных физико-химических процессов, протекающих во фронте пожара, и диффузии окислителя и типа лесного пожара.

Математические эксперименты показали, что имеет место диффузионно-тепловая неустойчивость фронта лесного пожара, проявляющаяся в искажении первоначально прямоугольного контура лесного пожара даже при однородности лесопирологических свойств лесных массивов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. Г. // Теплофизика лесных пожаров.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984.
2. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. Г. Докл. АН СССР, 1983, 269, 4.
3. Гришин А. М., Зверев В. Г. // Физика горения и методы ее исследования.— Чебоксары: Чуваш. ун-т, 1983.
4. Гришин А. М., Зверев В. Г., Шевелев С. В. ФГВ, 1986, 22, 6.
5. Гришин А. М. Математические модели лесных пожаров.— Томск: ТГУ, 1981.
6. Современные численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений/Под ред. Дж. Холла, Дж. Уатта.— М.: Мир, 1979.
7. Гришин А. М., Берцун В. И., Зинченко В. И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения.— Томск: ТГУ, 1981.
8. Доррер Г. А. ФГВ, 1984, 20, 1.

г. Томск, г. Кемерово

Поступила в редакцию 31/V 1988,
после доработки — 29/VIII 1989

УДК 534.222.2

Н. Н. Смирнов, И. Д. Дмитриенко

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ В СЖИМАЕМОМ ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ С ПРОДОЛЬНЫМИ КАНАЛАМИ

Исследуется горение твердых унитарных топлив, содержащих продольные трещины и поры. Известно, что при определенных диаметрах пор и глубине зажигания в рассматриваемых системах возможен переход медленного послойного горения с кондуктивным механизмом распространения в режим конвективного горения со скоростями, на несколько порядков превышающими скорости нормального послойного горения [1—7]. При этом воспламенение последующих слоев топлива определяется не теплопроводностью, а конвективной теплопередачей от горячих продуктов реакции, затекающих в канал.

В дальнейшем возможен переход горения с конвективным механизмом в режим, при котором поверхность канала воспламеняется потоком ударно-сжатого газа и скорость распространения пламени зависит от скорости движения ударной волны [7, 8]. Этот режим обладает характеристиками слабой (псевдонедосжатой) детонации. Возникающие в каналах в результате притока газообразных продуктов горения большие давления вызывают деформации в твердом топливе. Волны сжатия, распространяющиеся в к-фазе, обгоняют фронт конвективного горения [6] и могут приводить к захлопыванию продольных каналов и пор, что оказывает влияние на режим распространения детонации. Поэтому при описании процесса распространения конвективного фронта пламени в порах малых диаметров в сжимаемом топливе в данной работе проведено совместное рассмотрение волновой картины течения в газообразной и к-фазах с учетом продольных и поперечных деформаций, межфазного взаимодействия и энерговыделения при горении.

© 1990 Смирнов Н. Н., Дмитриенко И. Д.