

ЗАЖИГАНИЕ ЛЕСНЫХ МАССИВОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ КОСМИЧЕСКИХ И ТЕХНОГЕННЫХ КАТАСТРОФ

УДК 536.46

А. М. Гришин, К. Н. Ефимов, В. А. Перминов

Томский государственный университет,
634050 Томск

С использованием квазиодномерного приближения даются постановка и решение задачи возникновения массовых лесных пожаров в результате столкновительных и техногенных катастроф. Из результатов численных расчетов следует, что механизм зажигания в обоих случаях одинаков, но количественные характеристики процессов зажигания (время и предельные условия зажигания, форма зоны зажигания) значительно отличаются друг от друга. Это объясняется отличием механизмов выделения энергии в приземном слое атмосферы при техногенных и столкновительных катастрофах.

Известны публикации, где обсуждаются проблемы техногенной и космической безопасности Земли, обусловленные возможностью ядерной войны [1–3] и столкновением с небесными телами [4, 5]. Установлено, что, как правило, крупная техногенная или космическая катастрофа сопровождается возникновением массовых лесных пожаров.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Установлено, что при входе тел в плотные слои атмосферы с большой сверхзвуковой скоростью в окрестности лобовой части тела возникает мощная ударная волна, температура газа в которой превышает температуру на поверхности Солнца. В результате происходит сублимация материала небесного тела, и в нем возникают огромные температурные напряжения. Поэтому небесное тело в конечном счете либо разрушается в атмосфере, либо остатки этого тела падают на поверхность планеты, образуя кратер. Во все время полета в атмосфере происходит высвечивание части энергии небесного тела и нагревание поверхности Земли, в том числе и лесных фитоценозов. Как правило, размеры небесного тела малы по сравнению с радиусом Земли и толщиной слоя атмосферы. Поэтому при полете в атмосфере Земли его можно рассматривать как точечный источник излучения [5]. Будем полагать, что небесное тело прекращает свое существование в атмосфере Земли в результате взрыва, как это принято считать в отношении Тунгусского метеорита [5].

Пусть источник лучистой энергии в начальный момент времени находится на высоте H от поверхности Земли (рис. 1). На графике R_0 — расстояние от центра источника до текущей точки поверхности лесного массива; h — высота лесного массива; O — эпицентр взрыва, который принят в качестве начала отсчета декартовой системы координат. На верхнюю границу $z = h$ лесного массива действует плотность лучистого потока $q_{Rn}(r, t)$, которая определяется через яркость небесного тела. На стадии полета Тунгусского мете-

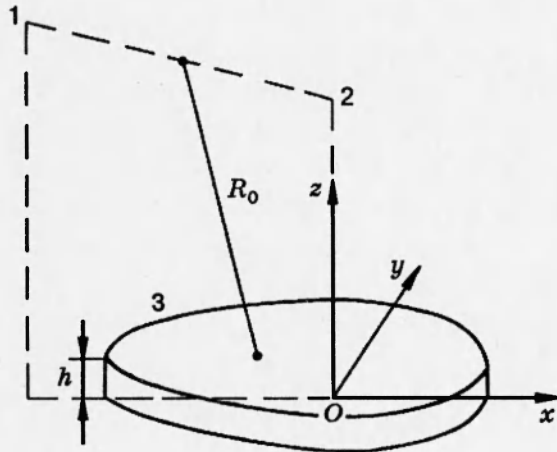


Рис. 1. Схема расчетной области:

O — эпицентр взрыва; 1-2 — траектория полета; 2 — центр взрыва; 3 — контур зажигания ЛГМ

орита, согласно данным работы [5], имеем

$$I = -\tau \frac{dm}{dt} \frac{V^2}{2}, \quad (1)$$

где I — яркость Тунгусского болида, Дж/с; V — его скорость в любой точке траектории, м/с; τ — коэффициент светимости (доля кинетической энергии, переданной за единицу времени в видимое излучение); dm/dt — скорость уменьшения массы Тунгусского метеорита в атмосфере Земли. После взрыва небесного тела лучистый поток определяется согласно [6–8].

Поступление лучистой энергии в растительный покров ($0 < z < h$) вызывает нагрев лесных горючих материалов (ЛГМ), испарение влаги и последующее термическое разложение твердого материала с выделением летучих продуктов пиролиза, которые сгорают в атмосфере, взаимодействуя с кислородом воздуха. Из-за силы тяжести нагретые объемы воздуха всплывают вверх, поэтому процессы тепло- и массопереноса при зажигании лесной растительности на территории, покрытой лесом, оказываются связаны с течением воздушных масс.

Как показывают оценки, до момента зажигания выполняются неравенства

$$q_x \ll q_{R,z,w}, \quad q_{R,x} \ll q_{R,z,w}, \quad q_y \ll q_{R,z,w}, \quad q_{R,y} \ll q_{R,z,w}, \quad (2)$$

где $q_x, q_y, q_{R,x}, q_{R,y}$ — плотности проекции конвективных и радиационных тепловых потоков на оси x и y в лесном фитоценозе, а $q_{R,z,w}$ — плотность радиационного теплового потока на верхней границе полога леса. Поэтому влиянием скорости ветра на зажигание ЛГМ можно пренебречь, так как энергия в основном переносится излучением.

В отличие от столкновительной катастрофы при воздушном ядерном взрыве характерное время выделения энергии много меньше времени движения, и поэтому стадию полета источника излучения не учитываем. Из приведенных выше оценок следует, что данную задачу можно рассматривать в квазиодномерной постановке как для космической, так и техногенной катастрофы.

Полог леса примем за однородную, двухтемпературную, реагирующую, недеформируемую среду [9]. Выделяются температура конденсированной (твердой) и газовой фаз — T_s

и T соответственно. К первой относятся сухое органическое вещество, влага, конденсированные продукты пиролиза и минеральная часть ЛГМ. В газовой фазе выделяем только необходимые для описания реакции горения компоненты c_α ($\alpha = 1$ — кислород, 2 — горючие продукты пиролиза ЛГМ, 3 — остальные компоненты, включая пары воды). Твердая фаза, представляющая собой ЛГМ (хвоя и тонкие ветки диаметром ≤ 6 мм), не имеет собственной скорости, и ее можно интерпретировать как своеобразную пористую среду [9]. Объемная доля дисперсной фазы (частицы дыма) мала до момента зажигания, и по сравнению с газовой фазой ею можно пренебречь. Определяющий механизм переноса энергии в данном случае в соответствии с (2) — излучение. В пологе леса поглощает, отражает и переизлучает в основном твердая фаза. Будем считать, что твердая фаза — серая среда. Для описания процесса переноса излучения в такой специфической сплошной среде используем диффузионное приближение [7]. Это оправдано, так как длина свободного пробега излучения в пологе леса $l_R \ll l_0$ (l_0 — характерный масштаб высоты, $l_0 \sim 10$ – 15 м, $l_R \sim 1$ м).

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В связи с тем, что светимость болида — функция его скорости, необходимо записать систему уравнений для описания полета небесного тела в атмосфере Земли.

В модели полета предполагается, что движение космического тела квазистационарно и описывается системой уравнений, приведенной в [5]:

$$\frac{dV}{dH} = \frac{C_x \rho V S_T}{2m \sin \alpha_0} - \frac{g}{V}, \quad (3)$$

$$\frac{dm}{dH} = \sigma \frac{C_x \rho V^2 S_T}{\sin \alpha_0}, \quad (4)$$

$$\frac{d\alpha}{dH} = \frac{C_y \rho S_T}{2m \sin \alpha_0} + \left(\frac{1}{R_3} - \frac{g}{V^2} \right) \operatorname{ctg} \alpha_0, \quad (5)$$

$$\frac{dt}{dH} = -\frac{1}{V \sin \alpha_0}, \quad \frac{dl}{dH} = -\frac{1}{\sin \alpha_0}, \quad (6)$$

$$S_T = \pi R_T^2, \quad R_T = \left(\frac{3m}{4\pi \rho_T} \right)^{1/3}, \quad \sigma_0 = \frac{\Lambda}{2Q C_x}, \quad (7)$$

где V , m , R_T , S_T , ρ_T — скорость, масса, радиус, площадь поперечного сечения, плотность метеорного тела соответственно; C_x , C_y — коэффициенты сопротивления и подъемной силы; H — высота над поверхностью Земли; t — время; α_0 — угол наклона траектории; l — расстояние вдоль траектории; ρ — плотность атмосферы на высоте H ; g — ускорение силы тяжести; R_3 — радиус Земли; σ_0 — коэффициент абляции; Λ — коэффициент теплопередачи; Q — удельная энергия абляции вещества метеорита.

Согласно [5] считалось, что тело имеет сферическую форму ($C_y = 0$) и постоянный при гиперзвуковом полете коэффициент сопротивления $C_x = 1$. Потеря массы рассчитывалась по модели, предполагающей испарение вещества и унос всей испарившейся массы. Коэффициент абляции менялся от $0,5 \cdot 10^{-12}$ до $5 \cdot 10^{-12}$ $\text{с}^2/\text{см}^2$. Начальная точка рассматриваемой траектории располагалась на высоте $H = 60$ км, а точка взрыва — 6,5 км. Согласно [4] $\alpha_0 = \text{const} = 40^\circ$. Начальные значения скорости и массы метеорита в зависи-

мости от его предполагаемой плотности выбирались из данных, приведенных в [5].

Для описания процессов тепло- и массопереноса в объеме с лесной растительностью используются общие законы сохранения для многофазной среды [9]. Поскольку перемещение воздушных потоков в атмосфере носит турбулентный характер, для их описания используются уравнения Рейнольдса.

С учетом (2) можно считать, что горизонтальная составляющая скорости ветра в пологе леса мало влияет на зажигание. По этой причине считаем процесс квазиодномерным, т. е. предполагаем, что все параметры зависят от времени t и вертикальной координаты z . Сформулированная задача сводится к решению следующих уравнений [6, 7, 9]:

$$\frac{\partial \rho_5 \varphi_5}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_5 \varphi_5 w) = K_p \dot{m}; \quad (8)$$

$$\rho_5 \varphi_5 \frac{Dw}{Dt} - \rho_5 \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho_5 \overline{\varphi_5 w'^2}) - K_p \rho_5 s c_d w^2 - \rho_5 g - K_p \dot{m} w; \quad (9)$$

$$\rho_5 \varphi_5 c_p \frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial z} (-\rho_5 \overline{\varphi_5 c_p w' T'}) + q_5 R_5 + A_s (T_s - T) K_p; \quad (10)$$

$$\rho_5 \varphi_5 \frac{Dc_\alpha}{Dt} = \frac{\partial}{\partial z} (-\rho_5 \overline{\varphi_5 w' c'_\alpha}) + R_{5\alpha} - \dot{m} K_p c_\alpha; \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c \partial U_R}{3\chi \partial z} \right) - \chi (c U_R - 4\sigma T_s^4) = 0; \quad (12)$$

$$\sum_{i=1}^4 \rho_i c_{p_i} \varphi_i \frac{\partial T_s}{\partial t} = q_3 R_3 - q_2 R_2 + \chi (c U_R - 4\sigma T_s^4) + A_s (T - T_s); \quad (13)$$

$$\rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -R_1, \quad \rho_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -R_2, \quad \rho_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} = \alpha_c R_1 - \frac{M_C}{M} R_3, \quad (14)$$

$$\rho_4 \frac{\partial \varphi_4}{\partial t} = 0, \quad \sum_{\alpha=1}^3 c_\alpha = 1, \quad \sum_{i=1}^5 \varphi_i = 1, \quad p_e = \rho_5 R T \sum_{\alpha=1}^3 \frac{c_\alpha}{M_\alpha};$$

$$\dot{m} = (1 - \alpha_C) R_1 + R_2 + \frac{M_C}{M_1} R_3, \quad R_{51} = -R_3 - \frac{M_1}{2M_2} R_5;$$

$$R_{52} = \nu (1 - \alpha_C) R_1 - R_5, \quad R_1 = k_1 \rho_1 \varphi_1 \exp \left(-\frac{E_1}{RT_s} \right);$$

$$R_2 = k_2 \rho_2 \varphi_2 T_s^{-0,5} \exp \left(-\frac{E_2}{RT_s} \right), \quad R_3 = k_3 \rho_5 \varphi_3 s_\sigma c_1 \exp \left(-\frac{E_3}{RT_s} \right);$$

$$R_5 = M_2 k_5 \left(\frac{c_1 M}{M_1} \right)^{0,25} \frac{c_2 M}{M_2} T^{-2,25} \exp \left(-\frac{E_5}{RT} \right); \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + w \frac{\partial}{\partial z}.$$

Начальные и граничные условия для системы уравнений (8)-(14):

$$t = 0: \quad w = 0, \quad T = T_e, \quad c_\alpha = c_{\alpha e}, \quad T_s = T_{se}, \quad \varphi_i = \varphi_{ie}; \quad (15)$$

$$z = 0: \quad w = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial c_\alpha}{\partial x} = 0, \quad -\frac{c}{3\chi} \frac{\partial U_R}{\partial z} + \frac{c}{2} U_R = 0; \quad (16)$$

$$z = h: \quad \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial c_\alpha}{\partial z} = 0, \quad \frac{c}{3\chi} \frac{\partial U_R}{\partial z} + \frac{c}{2} U_R = 2qR_n(r, t). \quad (17)$$

Здесь и ниже x, y, z — горизонтальные и вертикальная координаты, отсчитываемые от

эпицентра взрыва; $R_1-R_3, R_5, R_{5\alpha}$ — массовые скорости пиролиза ЛГМ, испарения влаги, горения конденсированных и летучих продуктов пиролиза и образования α -компонентов газовой фазы; $c_{pi}, \rho_i, \varphi_i$ — удельные теплоемкости, истинные плотности и объемные доли i -й фазы ($i = 1$ — сухое органическое вещество, 2 — вода в жидко-капельном состоянии, 3 — конденсированные продукты пиролиза, 4 — минеральная часть, 5 — газовая фаза); c_α — массовые концентрации ($\alpha = 1$ — кислород, 2 — CO, 3 — инертные компоненты воздуха); p — давление; U_R — интегральная плотность энергии излучения; σ — постоянная Стефана — Больцмана; χ — коэффициент поглощения излучения; A_s — коэффициент обмена фаз; q_i, E_i, k_i — тепловые эффекты, энергии активации и предэкспоненты реакций пиролиза, испарения, горения кокса и летучих продуктов пиролиза; s_σ — удельная поверхность элемента ЛГМ; M_α, M_C, M — молекулярные массы индивидуальных компонентов газовой фазы, углерода и смеси газов; s, c_d — удельная поверхность фитомассы и эмпирический коэффициент полога леса; c — скорость света; w — проекция скорости на ось z ; α_C, ν — коксовое число и массовая доля горючих газов в массе летучих продуктов пиролиза; \dot{m} — массовая скорость образования газовой фазы; q_{Rn} — интегральная плотность падающего лучистого потока. Индекс e относится к значениям функций, соответствующим большим расстояниям от зоны пожара. Штрих вверху относится к пульсационной составляющей данной величины. Члены, связанные с турбулентной диффузией массы, количества движения и энергии представляются через градиенты среднего течения с использованием приближения Буссинеска:

$$-\overline{\rho_5 \varphi_5 w'^2} = \mu_i \varphi_5 \frac{\partial w}{\partial z}, \quad -\overline{\rho_5 \varphi_5 c_{p5} w' T'} = \lambda_i \varphi_5 \frac{\partial T}{\partial z}, \quad -\overline{\rho_5 \varphi_5 w' c'_\alpha} = \rho_5 \varphi_5 D_i \frac{\partial c_\alpha}{\partial z},$$

$$\lambda_i = \mu_i c_{p5} / Pr_i, \quad \rho_5 D_i = \mu_i / Sc_i, \quad Pr_i = 1, \quad Sc_i = 1, \quad \mu_i = 1,$$
(18)

где μ_i — коэффициент турбулентной динамической вязкости; λ_i, D_i — коэффициенты турбулентной теплопроводности и диффузии; Pr_i, Sc_i — турбулентные числа Прандтля и Шмидта.

Термодинамические, теплофизические и структурные характеристики соответствуют ЛГМ полога соснового леса и выбирались согласно [9]: $E_1/R = 9400$ К, $k_1 = 3,36 \cdot 10^4$, $q_1 = 0$, $E_2/R = 6000$ К, $k_2 = 6 \cdot 10^5$, $q_2 = 3 \cdot 10^6$ Дж/кг, $E_3/R = 10^4$ К, $k_3 = 10^3$ с, $q_3 = 1,2 \cdot 10^{-7}$ Дж/кг, $E_5/R = 10500$ К, $k_5 = 3 \cdot 10^{13}$, $q_5 = 10^7$ Дж/кг, $c_{pi} = 2000, 4180, 900, 1000$ и 1000 Дж/(кг · К) при $i = 1-5$ соответственно, $S = 1000$ м⁻¹, $s_{cd} = 0,1$, $\alpha_C = 0,06$, $\rho_4 \varphi_4 = 0,08$ кг/м³, $\nu = 0,7$, $\rho_1 = 500$ кг/м³, $\rho_2 = 1000$ кг/м³, $\rho_3 = 200$ кг/м³, $\rho_{5e} = 1,2$ кг/м³, $c_{\alpha e} = 0$, $\varphi_{3e} = 0$, $\chi = 0,8$ м⁻¹, $p_e = 10^5$ Н/м², $T_e = 300$ К, $c_{1e} = 0,23$.

Коэффициент теплообмена A_s выбирался на основе данных по теплообмену между элементом ЛГМ (хвоинка, тонкая ветка) и окружающей средой:

$$A_s = \alpha s, \quad \alpha = Nu \lambda / d,$$
(19)

где α — коэффициент теплообмена для отдельной хвоинки [7]; d — диаметр элемента ЛГМ; λ — коэффициент его теплопроводности; Nu — число Нуссельта, определяемое согласно [9].

Начальные значения объемных долей фаз рассчитывались по формулам из [9]:

$$\varphi_{1e} = \frac{(1 - \nu_z)}{\rho_1} \rho_z, \quad \varphi_{2e} = \frac{\rho_z W}{\rho_2},$$
(20)

где W — влагосодержание ЛГМ, а ρ_z и ν_z — запас и зольность ЛГМ ($W = 0,8$; $\rho_z = 0,2$ кг/м³; $\nu_z = 0,04$).

В пологе леса $K_p = 1$, а для пространства между пологом леса и подстилкой $K_p = 0$.

Значение плотности лучистого теплового потока q_{Rn} в (17) во время полета Тунгусского метеорита определялось с помощью формулы для яркости небесного тела (1) из решения задачи (3)–(7):

$$q_{Rn}(r, t) = \frac{t_p I \sin L}{4\pi R_0^2}. \quad (21)$$

Здесь t_p — коэффициент пропускания атмосферы; L — угол падения излучения на полог леса; R_0 — расстояние от местоположения метеорита до полога леса.

После момента взрыва $t = t_1$ поток излучения, приходящий на верхнюю границу полога леса, получен с использованием данных, приведенных в [6–8]:

$$q_{Rn}(r, t) = \frac{t_p P_m \sin L}{4\pi R_0^2} \begin{cases} (t - t_1)/t_0, & t < t_0, \\ \exp(-k_0((t - t_1)/t_0 - 1)), & t \geq t_0, \end{cases} \quad (22)$$

$$t_0 = t_1 + 0,032W_0^{0,5} [c], \quad P_m = fW_0^{0,5} [Kт/c], \quad (23)$$

где f — эмпирический коэффициент, который изменяется от 1,33 (столкновительные катастрофы) до 4 (ядерный взрыв). Мощность взрыва W_0 задавалась на основе данных об энергии взрыва Тунгусского небесного тела, полученных в [5] и уточненных ниже.

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Система уравнений (8)–(14) с начальными и граничными условиями (15)–(17) для численного интегрирования была редуцирована к дискретной форме методом контрольного объема Патанкара — Сполдинга [10]. Сеточные уравнения, возникающие в процессе дискретизации, разрешались с помощью метода SIP [11]. Согласование полей скорости и давления осуществлялось итерационным способом в рамках алгоритма SIMPLE [10]. Разностная схема для системы уравнений (3)–(7) получена на основе модифицированного метода Эйлера. Для оценки точности используемых схем и правильности работы программы использовался метод априори задаваемых аналитических решений.

Проследим решение задачи. Вначале на каждом шаге по времени решалась система обыкновенных дифференциальных уравнений (3)–(7), откуда определялось положение светящегося тела в пространстве над лесным фитоценозом. Величина I находилась по формуле (1), которая использовалась для расчета плотности потока излучения q_{Rn} по (22), достигающего полога леса во время полета метеорита. Потом решалась система (8)–(14) с учетом условий (15)–(17). При заданных начальных значениях всех функций рассчитывались их распределения на новом временном слое. Нелинейность системы алгебраических уравнений преодолевалась за счет итерационного процесса. Затем решались уравнения химической кинетики. Далее осуществлялся переход на новый временной слой, и процесс повторялся в указанном выше порядке. С момента времени $t > t_1$ решение (3)–(7) прекращалось и q_{Rn} определялся как поток излучения, выделившийся при взрыве атомного заряда заданной мощности по формуле (23). Расчет завершался при достижении зажигания ЛГМ или его остывании, если интенсивности излучения недостаточно для воспламенения ЛГМ.

Результаты расчетов максимальных размеров зон зажигания по соотношениям (8)–(17) для техногенных взрывов сравнивались с численными расчетами по полной двухмерной осесимметричной модели. Получено удовлетворительное согласование. Это оправдывает применение квазиодномерной постановки.

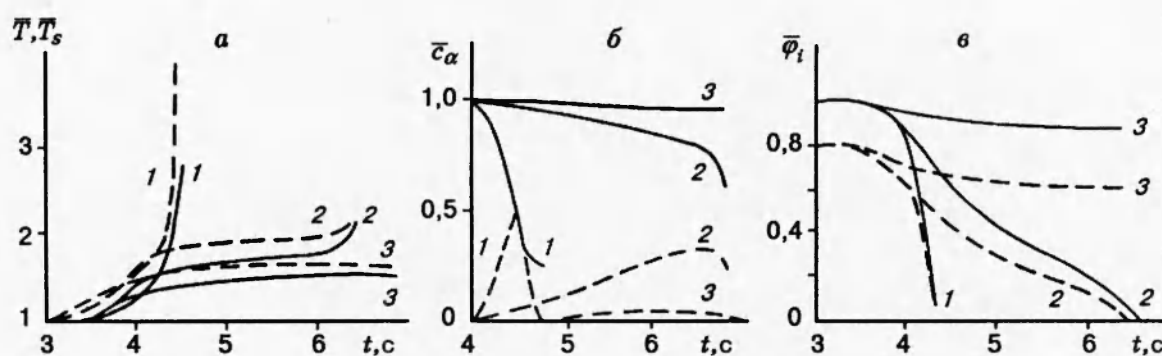


Рис. 2. Зависимости температур газовой и твердой фаз (а), массовых концентраций хлора и горючих продуктов пиролиза (б) и объемных долей сухого ЛГМ и воды (в) от времени при $\varepsilon_0 = 0,1$:

$y = 0, x = 0$ (1), -10 (2) и -15 (3); а: ——— T , - - - - T_s , $\bar{T} = T/T_e$, $\bar{T}_s = T_s/T_e$, $T_e = 300$ К; б: ——— $\bar{c}_1 = c_1/c_{1e}$, - - - - $\bar{c}_2 = c_2/c_{1e}$, $\bar{c}_\alpha = c_\alpha/c_{1e}$, $c_{1e} = 0,23$, $\alpha = 1,2$; в: ——— $\bar{\varphi}_1$, - - - - $\bar{\varphi}_2$, $\bar{\varphi}_1 = \varphi_1 \rho_1 / (\rho(1 - \nu_z))$, $\bar{\varphi}_2 = \varphi_2 \rho_2 / \rho_z$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате численного интегрирования были получены распределения температур, массовых концентраций компонентов газовой фазы, объемные доли компонентов твердой фазы в различные моменты времени. Расчеты проводились для полной энергии небесного тела 10^{16} Дж [5], которая складывается из кинетической энергии тела K_0 и энергии возможного взрыва E_0 . Параметр ε_0 определялся по формуле

$$\varepsilon_0 = E_0 / (E_0 + K_0). \quad (24)$$

В расчетах значение ε_0 варьировалось от 0,1 до 0,9. На рис. 2 представлены распределения параметров в моменты зажигания на верхней границе полога леса на различных расстояниях от эпицентра взрыва для $\varepsilon_0 = 0,1$.

В качестве критерия зажигания использовалось условие

$$\left. \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \right|_{x=x_*, y=y_*, z=h} = 0,$$

где x_* , y_* , h — координаты точки полога леса, в которой происходит зажигание.

Из графика видно, что реализуются три режима реакции горения. Первый, называемый вырожденным, фактически представляет сжигание ЛГМ и продуктов пиролиза в окрестности эпицентра взрыва (кривые 1). Второй — так называемый нормальный режим зажигания [6, 7] (кривые 2). Третий режим — без воспламенения (кривые 3) — реализуется вне зоны зажигания. В этой области имеет место сушка и пиролиз ЛГМ, но лучистой энергии недостаточно для зажигания ЛГМ.

На рис. 3 представлены распределения параметров по высоте полога леса для различных моментов времени. Видно, что вначале происходит инертный прогрев ЛГМ (повышается температура твердой фазы под воздействием лучистого потока), после чего от твердой фазы нагревается газовая фаза. Затем происходит испарение воды и пиролиз ЛГМ с выделением летучих горючих продуктов. Последние воспламеняются в момент времени t_* , когда пиролиз ЛГМ еще продолжается. Таким образом, в соответствии с [6, 7] имеет место

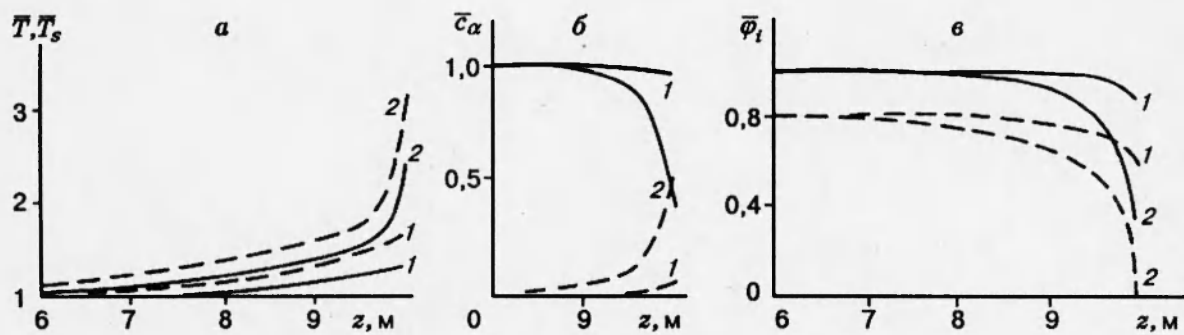


Рис. 3. Распределение температур газовой и твердой фаз (а), массовых концентраций O_2 и CO (б) и объемных долей сухого ЛГМ и воды (в) при $\epsilon_0 = 0,1$:

$x = y = 0, t = 4$ (1) и $4,5$ с (2); а: ———— T , - - - - - T_s ; б: ———— c_1 , - - - - - c_2 ; в: ———— $\bar{\varphi}_1$, - - - - - $\bar{\varphi}_2$

газофазное зажигание газообразных продуктов пиролиза.

Поскольку для исследуемой задачи характерно обилие определяющих параметров и полуэмпирических постоянных, был проведен параметрический анализ, при котором упомянутые выше величины изменялись в широких пределах.

Наибольшее влияние на форму и размеры зоны зажигания оказывают параметры ϵ_0 , τ и f . В таблице приведены значения большой полуоси в эллиптической части зоны зажигания a и радиуса полукруга b в окрестности эпицентра взрыва при соответствующих значениях времени зажигания t_* . Видно, что согласование с экспериментальными данными из [5] имеет место при $f = 1,33$, $\epsilon_0 = 0,1$ и $\tau = 0,1$. Чем ближе ϵ_0 к 1, тем больше контуры зажигания напоминают окружности.

Представляют интерес соответствующие значения $b = r_*$ для техногенной катастрофы. Например, при ядерном взрыве с $E = 10^{16}$ Дж значение максимального радиуса $b = r_* = 15$ км, а время зажигания 8 с. При энергии ядерного взрыва, соответствующего наилучшему согласованию рассчитанных данных с результатами изучения размеров зоны зажигания от Тунгусского метеорита ($E = 10^{16}$ Дж, $\tau = 0,1$, $\epsilon_0 = 0,1$), максимальный радиус зоны зажигания равен 8 км и $t_* = 6,4$ с. Что касается максимальной площади зон зажигания, то для приведенного выше расчета взрыва Тунгусского метеорита она равна $186,6 \text{ км}^2$, а для ядерного взрыва — 200 км^2 .

В результате расчетов получены контуры зоны зажигания при излучении Тунгусского метеорита, которые представляют собой часть эллипса, вытянутого в направлении прилета тела, и часть окружности вблизи эпицентра взрыва. На рис. 4 в виде замкнутых кривых изображены контуры зон зажигания, которые реализуются в различные моменты времени от момента входа Тунгусского небесного тела в приземный слой атмосферы при $\tau = 0,1$, $E = 10^{16}$ Дж, $\epsilon_0 = 0,1$, когда расчет лучше согласуется с данными наблюдений. Полученные формы очагов горения объясняются тем, что до момента взрыва в результате действия лучистого теплового потока от Тунгусского метеорита в близлежащей по направлению полета зоне ЛГМ прогреваются и сушатся. В результате в этих областях зажигание после взрыва метеорита реализуется быстрее, чем в противоположной от полета окрестности эпицентра.

ε_0	f	a, KM	t_*, c	b, KM	t_*, c
$\tau = 0,01$					
0,1	4	6,5	6,6	6,0	6,4
	1,33	5,5	7,3	5,0	7,3
0,3	4	11,0	7,8	11,0	9,2
	1,33	6,5	9,0	6,0	7,5
0,5	4	14,0	8,8	14,0	9,0
	1,33	8,5	8,6	8,0	7,5
0,7	4	14,5	9,0	14,5	9,0
	1,33	9,0	8,0	9,0	8,6
0,9	4	19,0	9,0	19,0	9,0
	1,33	12,0	8,2	12,0	8,4
$\tau = 0,05$					
0,1	4	8,0	7,1	7,0	7,0
	1,33	6,0	7,5	5,0	7,0
0,3	4	12,0	7,6	11,0	7,4
	1,33	7,5	7,5	6,5	7,5
0,5	4	14,0	8,6	14,0	9,0
	1,33	10,0	8,5	8,5	9,0
0,7	4	15,0	9,0	15,0	9,0
	1,33	10,05	8,8	9,0	9,7
0,9	4	19,0	9,0	19,0	9,0
	1,33	13,5	8,8	12,5	9,0
$\tau = 0,1$					
0,1	4	10,0	7,0	7,0	5,7
	1,33	7,0	5,2	6,0	6,2
0,3	4	13,5	7,5	12,0	9,5
	1,33	9,0	6,2	7,5	7,1
0,5	4	14,0	7,5	14,0	7,8
	1,33	11,0	6,8	9,0	7,9
0,7	4	15,0	8,4	15,0	8,6
	1,33	12,5	8,0	9,5	7,6
0,9	4	19,0	8,8	19,0	8,8
	1,33	15,0	7,7	12,5	8,2

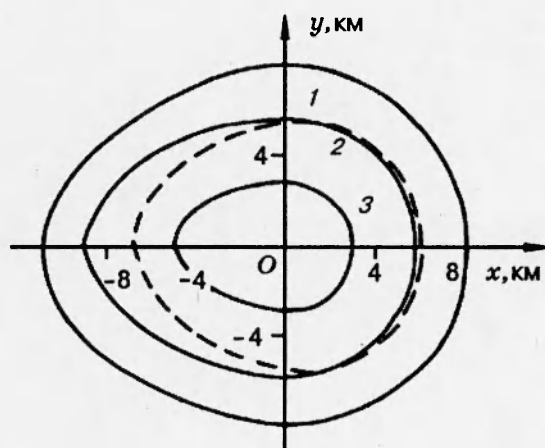


Рис. 4. Контуры зон зажигания:

t, c : 1 — 6,4, 2 — 5,0, 3 — 4,3;
 ————— для хвойных пород,
 - - - - - для лиственных

Кроме того, проведены расчеты для определения размеров зоны зажигания лесного массива, состоящего из березы, которая наиболее представлена из лиственных пород в районе Тунгусского взрыва. При расчетах использовались следующие данные: $k_1 = 0,06$, $E_1/R = 2310$ К, $\alpha_c = 0,17$, $k_2 = 4,4 \cdot 10^5$, $E_2/R = 6711$ К, которые получены при темпе нагрева ЛГМ $0,0966$ К/с [9]. Когда произошло падение Тунгусского метеорита, влагосодержание ЛГМ составляло 170 % [9], что характерно для летнего периода. Получено, что максимальный размер зоны зажигания уменьшился со стороны прилета небесного тела до 7 км от эпицентра взрыва, а в положительных направлениях по осям x и y — до 6 км. На рис. 4 штриховой линией изображена максимальная зона зажигания. Видно, что первоначальная форма зоны зажигания ближе к кругу, который незначительно вытянут по направлению прилета небесного тела, излучение от которого обеспечило подсушку ЛГМ.

Температура ЛГМ в момент зажигания T_* слабо зависит от координат точек контура и типа растительности и составляет $600 \text{ К} \leq T_* \leq 700 \text{ К}$. Форма контуров зажигания и их размеры при $\epsilon_0 = 0,1$ согласуются с данными наблюдений в зоне взрыва Тунгусского небесного тела [5, 12, 13].

Из анализа результатов следует, что контуры зажигания для природной (столкновительной) и техногенной (ядерной) катастроф различаются. В первом случае контур составлен из дуги окружности в окрестности эпицентра и эллиптической кривой вдали от него. Во втором случае контуры в любые моменты времени — окружности. Различие этих контуров максимально при малых ϵ_0 , а при $\epsilon_0 \rightarrow 1$ контуры первого типа при любых τ становятся окружностями.

С ростом f значения a и b увеличиваются, а t_* уменьшается. Это объясняется повышением плотности лучистого теплового потока.

С увеличением τ размеры зоны зажигания растут, а время зажигания падает. Поскольку при зажигании лесных горючих материалов образующийся газообразный горючий продукт пиролиза ЛГМ полностью не выгорает, в пологе леса и над ним в зоне зажигания возникает облако газообразных горючих продуктов пиролиза, смешанных с воздухом. Это облако может взорваться под действием баллистической и взрывной ударных волн, образующихся при полете и взрыве метеорита. В частности, такая ситуация может иметь

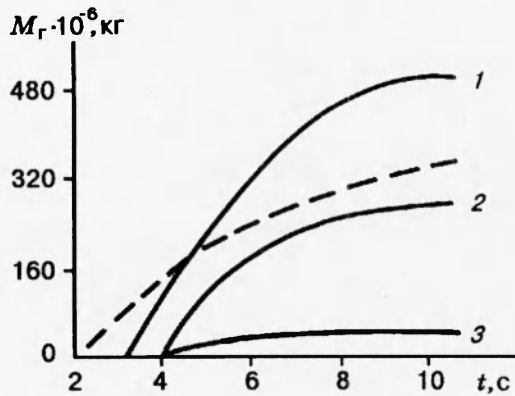


Рис. 5. Изменение массы горючих продуктов в зоне зажигания:

$C_H = 0,1$; $\epsilon_0 = 0,9$ (1), $0,5$ (2) и $0,1$ (3); — Тунгусский взрыв, — — — ядерный взрыв, $E = 10^{16}$ Дж

место, если выполняется неравенство

$$t_* \geq t_p, \quad t_p = \int_0^{H_*} \frac{dz}{D_z} = \frac{H_*}{D_{z^*}}, \quad (25)$$

где t_p — время прихода ударной волны к поверхности Земли; H_* — высота взрыва; D_z — проекция скорости распространения ударной волны на ось z , $D_{z^*} = D_z(z_*)$, где $0 < z_* < H_*$ — значение z по теореме о среднем [14].

Оценки показывают, что $t_p \approx 3-6$ с, т. е. выполняется неравенство (25), и ударная волна может инициировать смесь образовавшихся газообразных веществ ЛГМ с воздухом [15], в результате чего разрушительное действие падающей ударной волны усиливается.

В связи с этим представляет интерес оценка общей массы газообразных горючих продуктов пиролиза в приземном слое атмосферы. По определению

$$M_r(t) = \int_0^h \int_{S_*} (\rho_5 C_2) dx dy dz + \int_0^{t_*} \int_{S_*} (\rho_5 w C_2) dx dy dt, \quad (26)$$

где S_* — максимальное значение площади зоны зажигания.

Первый член в правой части (26) характеризует массу газообразных продуктов пиролиза, образовавшихся в надпочвенном покрове и пологом леса, а второй — количество продуктов пиролиза, которое восходящим потоком газа выносится в приземный слой атмосферы.

На рис. 5 представлены зависимости $M_r(t)$. Видно, что M_r растет с течением времени и увеличением ϵ_0 . Последнее объясняется тем, что с ростом ϵ_0 возрастает количество тепла, выделяющегося в результате свечения небесного тела при его полете. Как показывают оценки, максимальная масса продуктов (при $t = t_*$ и $0,1 \leq \epsilon_0 \leq 0,9$, $0,05 \leq \tau \leq 0,1$) изменяется в пределах $4 \cdot 10^7 < M_r < 5 \cdot 10^8$ кг. Основное количество газообразных горючих продуктов пиролиза ЛГМ составляет СО. Поэтому, имея в виду, что при окислении 1 кг СО выделяется энергия $q = 10^7$ Дж, получаем, что тротильный эквивалент взрыва газообразных продуктов пиролиза меняется для Тунгусского небесного тела от 100 кг до 1,2 Мт. В частности, при $E = 10^{16}$ Дж, $\epsilon_0 = 0,1$, $\tau = 0,1$ тротильный эквивалент газообразных продуктов пиролиза равен $2 \cdot 10^{14}$ Дж, что соответствует 20% энергии взрыва Тунгусского метеорита ($E_0 = 10^{15}$ Дж), которая была уточнена в результате сравнения рассчитанных контуров зажигания с данными, приведенными в [5].

На рис. 5 приведена также зависимость $M_T(t)$ для ядерного взрыва на той же высоте ($H_* = 6,5$ км) при $E_0 = 10^{16}$ Дж. Видно, что кривая лежит ниже кривой 1, соответствующей $\epsilon_0 = 0,9$, но выше линии 2, которая соответствует контурам на рис. 4. Таким образом, при техногенной катастрофе масса газообразных горючих продуктов пиролиза, как правило, больше, чем при столкновительной. Надо сказать, что приведенные оценки не исчерпывают анализа проблемы взрыва газообразных продуктов пиролиза ЛГМ. Возможно, что их инициирование происходит в результате действия не падающей, а отраженной от поверхности Земли ударной волны. Кроме того, необходимо рассматривать турбулентное смещение облака продуктов пиролиза с воздухом и выделять внутри него объем, где может иметь место детонация этих продуктов. Иными словами, механизм инициирования детонации топливовоздушного облака заслуживает отдельного исследования.

ВЫВОДЫ

1. С использованием результатов [4–7, 9] разработана новая математическая модель зажигания лесных массивов в результате природных (столкновительных) катастроф, в рамках которой учитывается излучение небесного тела при его полете в атмосфере Земли.

2. Разработана квазиодномерная методика численного решения трехмерных и осесимметричных задач зажигания лесных массивов в результате природных (столкновительных) и техногенных (ядерных) катастроф.

3. В результате численных экспериментов установлено, что на контур зоны зажигания существенное влияние оказывает траектория полета небесного тела и коэффициент высвечивания кинетической энергии небесного тела τ , а площадь зоны зажигания зависит от полной энергии небесного тела E , τ и от отношения энергии взрыва к полной энергии ϵ_0 . В частности, показано, что форма зоны зажигания для Тунгусского метеорита представляет собой совокупность дуги окружности в окрестности эпицентра взрыва и дуги эллипса, вытянутого вдоль проекции траектории небесного тела на подстилающую поверхность.

4. Показано, что в рамках предложенной математической модели удается получить не только качественное, но и количественное согласование формы и размеров контура с известными данными наблюдений [4] при $E = 10^{16}$ Дж, $E_0 = 10^{15}$ Дж и $\tau = 0,1$.

5. Температура зажигания слабо зависит от типа растительности (сосна, береза) и изменяется в пределах 600–700 К.

6. Установлено, что зажигание ЛГМ носит газофазный характер, так как тепловыделение в основном обеспечивается в результате окисления газообразных продуктов пиролиза, причем полного сгорания газообразных горючих продуктов пиролиза не происходит.

7. Масса газообразных горючих продуктов пиролиза в приземном слое атмосферы увеличивается с ростом времени и к моменту зажигания (при значениях $E = 10^{16}$ Дж и $\epsilon_0 = 0,1$, характерных для Тунгусского небесного тела) составляет $4 \cdot 10^7$ кг.

8. В результате оценок времен зажигания ЛГМ и прихода баллистической и взрывной ударных волн на подстилающую поверхность высказана гипотеза об их усилении в результате взрыва топливовоздушного облака. Для Тунгусского небесного тела энергия взрыва топливовоздушного облака составляет $\sim 25\%$ от энергии взрыва Тунгусского метеорита $E_0 = 10^{15}$ Дж.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-013-17701) и Международного фонда научных

исследований (код проекта J69100).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Климатические и биологические последствия ядерной войны** / Под ред. Е. П. Велихова. М.: Наука, 1987.
2. **Питок Б., Акермен Т., Крутцен П. и др.** Последствия ядерной войны: Физические и атмосферные эффекты. М.: Мир, 1988.
3. **Гостинцев Ю. А., Махвиладзе Г. М., Новожилов В. Б.** Формирование большого пожара, вызванного излучением // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 1. С. 17–25.
4. **Бронштэн В. А.** Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981.
5. **Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В.** Комплексное моделирование полета и взрыва в атмосфере метеорного тела // Астрон. вестн. 1991. Т. 25, № 3. С. 327–343.
6. **Гришин А. М., Перминов В. А.** Математическое моделирование зажигания полога леса от Тунгусского метеорита // Изв. СО РАН. Сибирский физ.-техн. журн. 1992. № 6. С. 112–117.
7. **Гришин А. М., Перминов В. А.** О зажигании лесных массивов в результате взрыва Тунгусского метеорита // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 6. С. 8–14.
8. **Действие ядерного оружия** / Под ред. П. С. Дмитриева. М.: Воениздат, 1965.
9. **Гришин А. М.** Математические модели лесных пожаров и новые способы борьбы с ними. Новосибирск: Наука, 1992.
10. **Патанкар С. В.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.
11. **Stone H. L.** Iterative solution of implicit approximations of multi-dimensional partial differential equations // SIAM J. Num. Anal. 1968. N 5. P. 530–558.
12. **Курбатский Н. П.** О лесном пожаре в районе Тунгусского падения в 1908 году // Метеоритика. 1976. Вып. 24. С. 53–57.
13. **Фуряев В. В.** Лесные пожары в районе падения Тунгусского метеорита и их влияние на формирование лесов // Проблемы метеоритики. Новосибирск: Наука, 1975. С. 72–87.
14. **Бронштейн И. Н., Семендяев К. А.** Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. М.: Наука, 1967.
15. **Гришин А. М., Ковалев Ю. М.** Экспериментальное исследование воздействия взрыва конденсированных ВВ на фронт верхового лесного пожара // Докл. АН СССР. 1989. Т. 308, № 5. С. 499–505.

*Поступила в редакцию 28/IX 1994 г.,
в окончательном варианте — 14/IX 1995 г.*