

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СРЫВА ЛЕСНЫХ ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЗРЫВА ШНУРОВОГО ЗАРЯДА ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА

А. М. Гришин, А. Ф. Цимбалюк

Томский государственный университет, 634050 Томск, fire@mail.tsu.ru

На основе математического моделирования распространения взрывной волны в пологом леса исследованы закономерности срыва лесных горючих материалов (тонких веточек, хвоинок) при расположении шнуровых зарядов на различных высотах. Результаты расчетов позволяют уменьшить расход взрывчатых веществ при организации тушения верховых лесных пожаров.

Ключевые слова: ударные волны, лесные пожары, математическое моделирование, метод Годунова.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее эффективных и распространенных способов локализации и тушения лесных пожаров является использование взрывных волн [1]. В частности, накладные шланговые заряды типа ПЖВ-20 (на основе аммонала) и ЭШ-1П (на основе гексогена) [1–3] были использованы для срыва элементов лесных горючих материалов (хвои и тонких веточек) при борьбе с лесными пожарами [1–6]. В данной работе используется разработанная и апробированная ранее математическая модель взаимодействия взрывных волн с пологом леса [1, 4–6]. Эта модель позволяет с достаточной для практики точностью определять основные характеристики данного явления. Полог леса моделируется пористой средой, где в качестве твердой фазы принимается совокупность лесных горючих материалов (ЛГМ). Цель данного исследования заключается в том, чтобы на основе численного эксперимента определить оптимальную высоту расположения шнурового заряда взрывчатого вещества (ВВ) в пологом леса, при которой достигается максимальный эффект по срыву элементов ЛГМ.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Известно, что лесные массивы бывают непродуваемыми и пронизаемыми, последние, в свою очередь, делятся на ажурные и продуваемые [7]. Каждый из этих типов лесов характеризуется конкретным набором ярусов леса [1] (подстилка, мох, кустарники, травянистые растения, совокупность крон молодых де-

ревьев, полог древостоя — совокупность взрослых деревьев и приземный пограничный слой). Каждый ярус характеризуется высотой и безразмерным критерием [1] $\pi_k = (sc_d h)_k$, где $s = \Delta S / \Delta V$ — удельная плотность поверхности растительности; ΔS — суммарная поверхность элементов растительности в объеме ΔV ; $c_d = F / \rho v^2 \Delta S$ — коэффициент аэродинамического сопротивления; v — скорость; F — сила сопротивления, отнесенная к единице объема среды; ρ — плотность; h — высота яруса леса; k — номер яруса. Предполагается, что лес продуваемый и одноярусный с высотой древо-

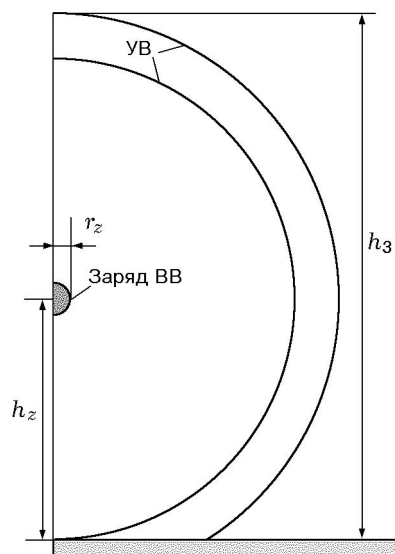


Рис. 1. Схема взаимодействия ударной волны с пологом леса

стоя h_3 . Пусть в пологе леса на некоторой высоте h_z расположен шнуровой заряд ВВ цилиндрической формы радиусом r_z (рис. 1). В основу математической модели положена система уравнений [1], которая записана с учетом различия аэродинамического сопротивления разных пологов леса потоку газа, в форме интегральных законов сохранения массы, импульса, компонентов газовой смеси и энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Omega} \rho dx dz + \oint_{\Gamma} \rho(udz - wdx) = 0; \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Omega} \rho u dx dz + \oint_{\Gamma} [\rho u(udz - wdx) + pdz] = \\ = \iint_{\Omega} f_x dx dz; \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Omega} \rho w dx dz + \oint_{\Gamma} [\rho w(udz - wdx) - pdx] = \\ = \iint_{\Omega} f_z dx dz; \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Omega} \rho c_{\alpha} dx dz + \oint_{\Gamma} \rho c_{\alpha}(udz - wdx) = 0, \\ \sum_{\alpha=1}^2 c_{\alpha} = 1; \quad (4) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Omega} E dx dz + \oint_{\Gamma} (E + 2p)(udz - wdx) = 0; \quad (5)$$

$$E = \rho(2e + u^2 + v^2), \quad e = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}. \quad (6)$$

Здесь t — время; u, w — проекции вектора скорости на оси декартовой системы координат x, z , начало которой находится на почве, а ось z направлена вверх; Γ — контур, ограничивающий произвольную площадку Ω в плоскости переменных x, z ; p — давление; e — удельная внутренняя энергия; c_{α} — массовая концентрация α -компонента; c_p и c_v — теплоемкости

при постоянных давлении и объеме; γ — показатель адиабаты газа; $f_x = -sc_d \rho u \sqrt{u^2 + w^2}$, $f_z = -sc_d \rho w \sqrt{u^2 + w^2}$ — проекции силы сопротивления на оси координат.

Считается, что газовая фаза состоит из двух компонентов: продуктов детонации и воздуха. Эффективный показатель адиабаты смеси вычисляется по формуле [8]

$$\gamma = 1 + \frac{M_1 c_2 + M_2(1 - c_2)}{M_1/(1 - \gamma_2) + M_2/(1 - \gamma_1)}. \quad (7)$$

Здесь M — молекулярная масса, индекс 1 приписывается продуктам детонации ВВ, 2 — воздуху.

Система уравнений (1)–(7) решается в двумерной области $0 \leq x \leq L_x$, $0 \leq z \leq L_z > h_3$. На левой границе ($x = 0$) выставляются условия симметрии, на правой и верхней границах — неотражающие граничные условия (равенство нулю первых производных по нормали к границе), на нижней границе — условие непротекания. Начальные условия получались из решения более простой одномерной задачи. Как видно из схемы взаимодействия ударной волны с пологом леса (см. рис. 1), ударная волна пока не достигает верхней границы полога ($h_z > h_3/2$) или поверхности земли ($h_z < h_3/2$). Рассматриваемая задача с математической стороны имеет цилиндрическую симметрию, и тогда систему уравнений (1)–(5) можно записать в одномерном приближении. Уравнения сохранения массы компонентов смеси можно также исключить, если при решении выделять границу раздела продукты взрыва — воздух (контактный разрыв). Тогда

$$\oint_L \rho_i r dr - \rho v_i r dt = 0, \quad (8)$$

$$\oint_L \rho v_i r dr - (p + \rho v^2)_i r dt = \iint_D (p + r f)_i dr dt, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \oint_L \left[\rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right) \right]_i r dr - \\ - \left[\rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right) v + p v \right]_i r dt = 0, \quad (10) \end{aligned}$$

$$f_i = -\rho s c_d v_i |v_i|, \quad (11)$$

где r — расстояние от центра заряда, v — скорость, L — контур, ограничивающий площадку в плоскости переменных r и t , индексы $i = 1, 2$ соответствуют, как и ранее, продуктам детонации и воздуху.

Уравнение состояния (6) для продуктов детонации ВВ принимает вид [1]

$$p = \epsilon \rho [\gamma_1(\rho) - 1], \quad (12)$$

$$\gamma_1(\rho) = \gamma_0 + k(1 - b\rho)\rho.$$

Для используемого в расчетах гексогена (шнуровой заряд ЭШ-1П) теплота взрыва и константы в (12) имеют следующие значения [1]: $q_V = 5447$ кДж/кг, $\rho_0 = 1054$ кг/м³, $b = -6.919 \cdot 10^{-5}$, $k = -8.509$. Для воздуха $\gamma_2 = 1.41$.

Начальные условия для одномерной задачи взяты из решения автомодельной задачи о точечном взрыве [9], система обыкновенных дифференциальных уравнений которой получается из дифференциального аналога (8)–(11) при отбрасывании источников членов и замене переменных $\zeta = r/tD$, где D — скорость детонационной волны. Данная автомодельная задача решалась численно методом Эйлера с пересчетом.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Задачи (1)–(7) и (8)–(11) решались методом Годунова [10]. При решении одномерной задачи выделялись контактный разрыв и ударная волна; в области, заполненной продуктами детонации, использовалась лагранжева сетка; на оси ($r = 0$) выставлялись условия симметрии, на правой границе — условия Ренкина — Гюгонио. Пересчет параметров с одномерной цилиндрической сетки на двумерную декартову сетку осуществлялся таким образом, чтобы соблюдались законы сохранения:

$$\iint_{\Omega_b} \rho dx dz = \iint_{\Omega_b} \rho r dr d\varphi, \quad (13)$$

$$\iint_{\Omega_b} \rho v dx dz = \iint_{\Omega_b} \rho v (\cos \varphi) r dr d\varphi, \quad (14)$$

$$\iint_{\Omega_b} \rho w dx dz = \iint_{\Omega_b} \rho v (\sin \varphi) r dr d\varphi, \quad (15)$$

$$\iint_{\Omega_b} E dx dz = \iint_{\Omega_b} E r dr d\varphi, \quad (16)$$

$$\iint_{\Omega_b} \rho c_\alpha dx dz = \iint_{\Omega_b} \rho c_\alpha r dr d\varphi, \quad \sum_{\alpha=1}^2 c_\alpha = 1. \quad (17)$$

Здесь Ω_b — площадь прямоугольной ячейки двумерной декартовой сетки, φ — угол между направлением вектора скорости и осью x .

Области постоянства параметров при этом представляют собой части прямоугольников, полученные пересечением их окружностями (границами ячеек одномерной сетки в двумерном пространстве).

Так как область взаимодействия ударной волны с элементами ЛГМ заранее неизвестна, использовалась подвижная расчетная сетка в направлении оси x .

При моделировании предполагалось, что используется эластичный шнуровой заряд ЭШ-1П, состоящий в основном из гексогена, с эффективным диаметром 0.022 м [2]. Считалось, что если перепад давления на фронте ударной волны становится меньше заданного $(\Delta p)_* = 1.2 \cdot 10^5$ Па, то обрыв хвоя и мелких веточек прекращается. Величина $(\Delta p)_*$ определена экспериментально [1, 4, 5] для случая распространения ударной волны в сосновых молюдниках и соответствует степени обрыва ЛГМ

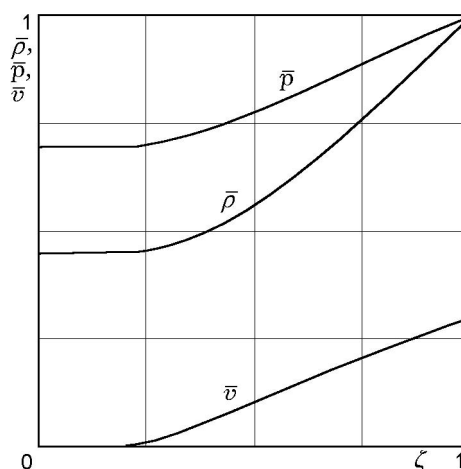


Рис. 2. Безразмерные распределения давления, плотности и скорости для продуктов взрыва

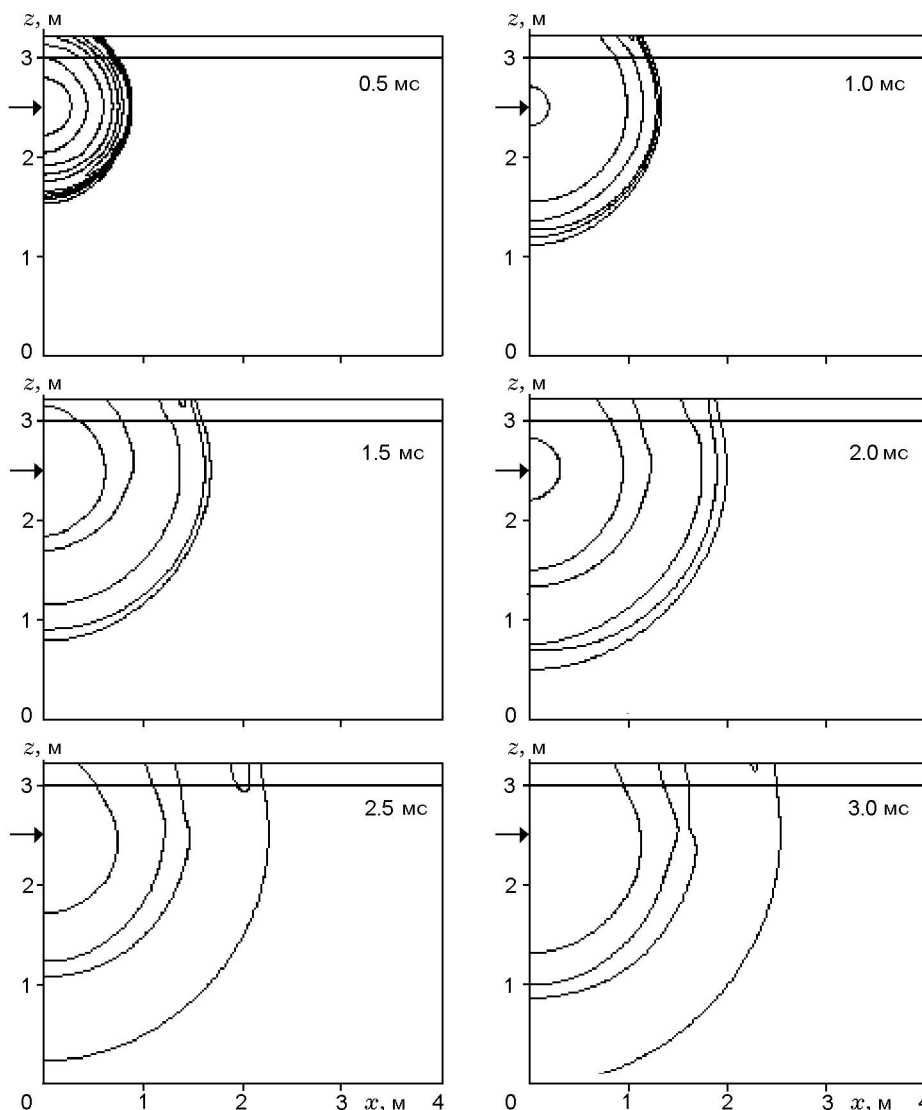


Рис. 3. Поля изобар, характеризующие взаимодействие ударной волны от детонации шнурового заряда гексогена (эффективный диаметр 0.022 м) с пологом леса: $h_z = 2.5$ м, $h_3 = 3$ м, $sc_d = 0.7$, шаг изобар $(\Delta p)_* = 1.2 \cdot 10^5$ Па, стрелкой показано расположение заряда

(тонких веточек, хвоинок, которые сторают при верховых лесных пожарах)

$$\varepsilon = (m_1 - m_3)/(m_1 - m_2) = 0.75, \quad (18)$$

где m_1 — первоначальная масса дерева, m_2 — его масса после взрыва, m_3 — масса после отжига.

Таким образом, линия прекращения обрыва элементов ЛГМ есть предельная по времени изобара со значением p_* . Приняв плотность элементов ЛГМ в кронах $\rho_s = 0.4$ кг/м³ и положив $\varepsilon = 0.7$, можно вычислить массу сбитых

взрывной волной элементов ЛГМ на единицу длины заряда.

При проведении расчетов принималось, что для области, в которой произошел обрыв элементов ЛГМ, коэффициент аэродинамического сопротивления уменьшается вдвое.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 2 приведены распределения плотности $\bar{\rho} = \rho/\rho_{сЛ}$, давления $\bar{p} = p/p_{сЛ}$ и скорости $\bar{v} = v/D$, отнесенные к соответствующим значениям Чепмена — Жуге, которые бы

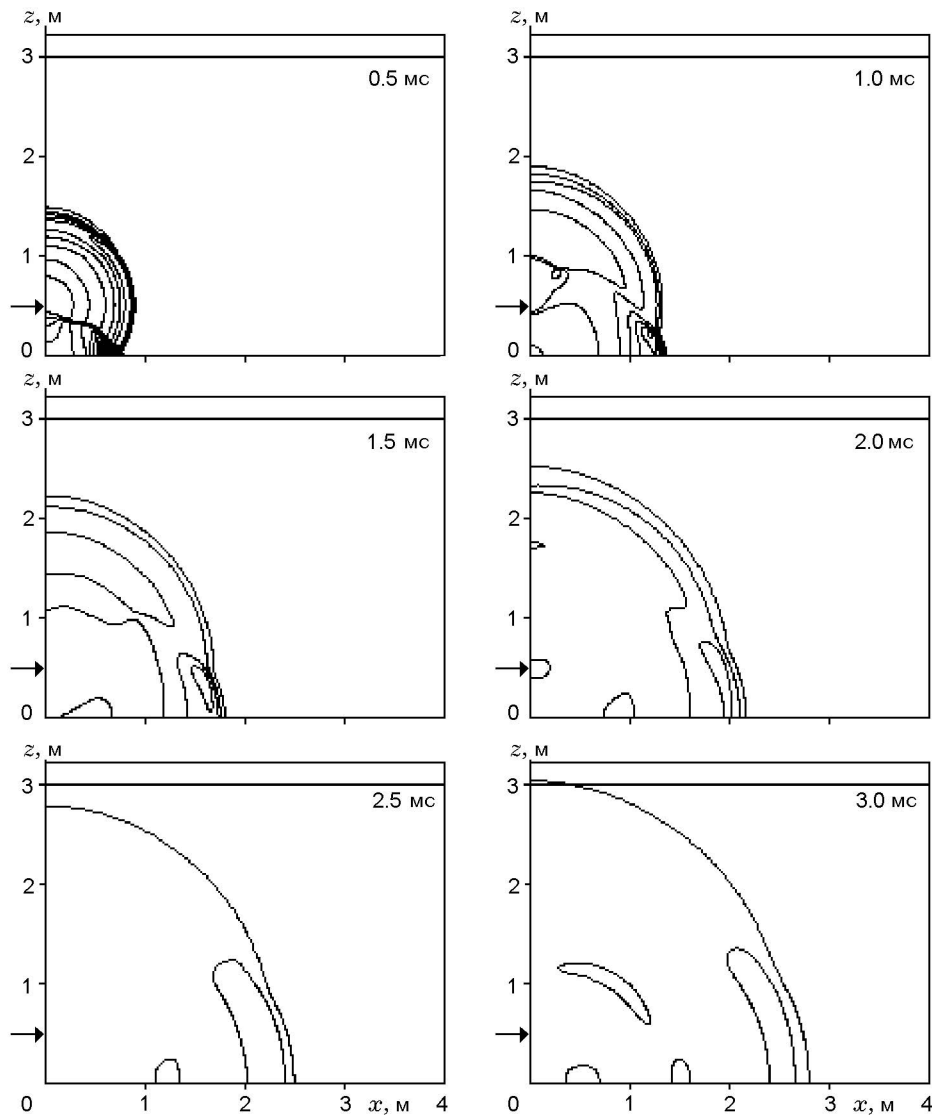


Рис. 4. Поля изобар, характеризующие взаимодействие ударной волны от детонации шнурового заряда гексогена (эффективный диаметр 0.022 м) с пологом леса: $h_z = 0.5$ м, $h_3 = 3$ м, $sc_d = 0.7$, шаг изобар $(\Delta p)_* = 1.2 \cdot 10^5$ Па, стрелкой показано расположение заряда

ли получены при решении автомодельной задачи. Сравнение аналогичных результатов, полученных при $\gamma = \text{const}$ на расчетной сетке из 30 узлов, с аналитическим решением [9] показало различие менее 1 %.

На рис. 3 представлены поля изобар при взаимодействии ударной волны с пологом леса ($h_z = 3$ м) в различные моменты времени при взрыве шнурового заряда на высоте $h_z = 2.5$ м.

На рис. 4 приведены аналогичные данные, соответствующие взрыву шнурового заряда на высоте $h_z = 0.5$ м.

Из сравнения результатов, представлен-

ных на рис. 3 и 4, следует, что в зависимости от высоты расположения заряда механизмы обрыва хвой различаются. Так, при высоком расположении заряда основная энергия взрыва уходит в свободное пространство и обрыв элементов ЛГМ осуществляется сверху, а при низком расположении заряда (см. рис. 4) энергия взрыва затухает в лесном массиве, но при этом происходит усиление ударной волны за счет ее отражения от подстилающей поверхности.

На рис. 5 представлена динамика срыва хвой при расположении заряда на различных высотах в пологе леса. На рис. 6 приведена

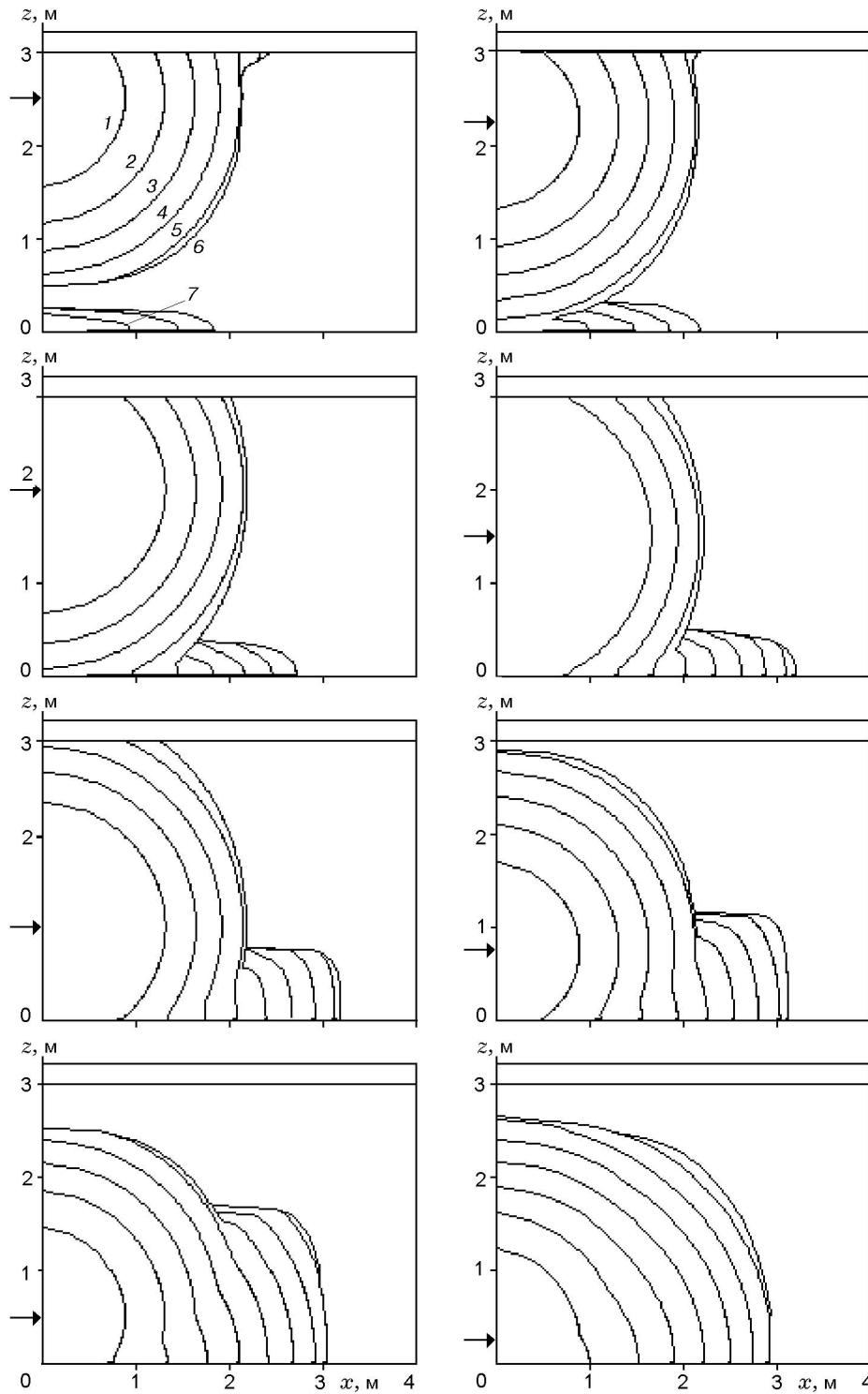


Рис. 5. Линии прекращения обрыва элементов ЛГМ через равные промежутки времени $\Delta t = 0.0005$ с для различных по высоте положений заряда в пологом лесу: t , мс: 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 1.5, 4 — 2.0, 5 — 2.5, 6 — 3.0, 7 — 3.5; стрелкой показано расположение заряда

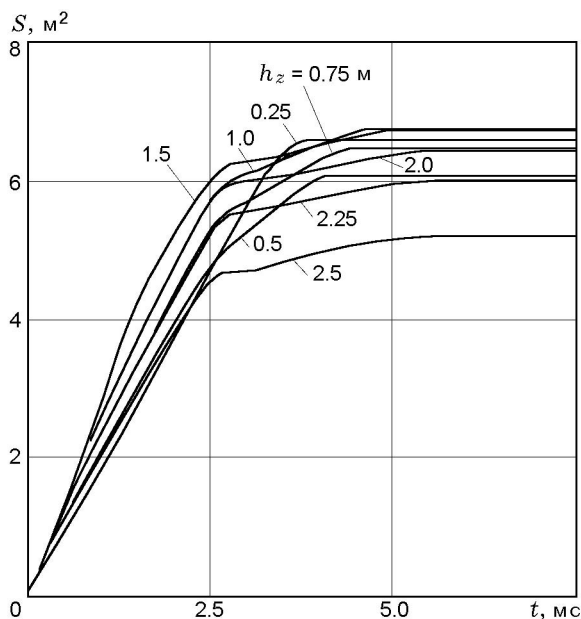


Рис. 6. Зависимость половины площади сбитых элементов ЛГМ от времени и высоты расположения заряда в пологом леса

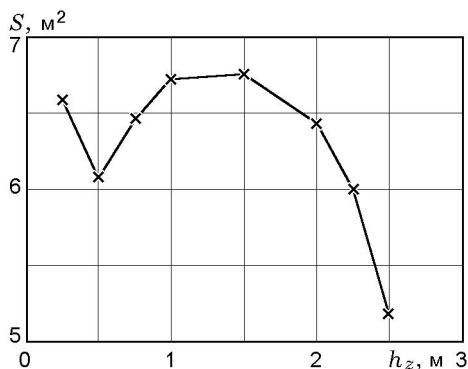


Рис. 7. Зависимость половины площади сбитых элементов ЛГМ от высоты расположения заряда в пологом леса

зависимость половины площади сбитых элементов ЛГМ от времени и высоты расположения заряда. Из анализа приведенных результатов следует, что низовое расположение заряда предпочтительнее, так как приводит к более интенсивному срыву хвои. Если за характеристику эффективности воздействия принять массу сорванной хвои на единицу длины заряда, то для $h_z = 2.5$ м эта величина составит 2.905 кг/м, а для $h_z = 1.5 \div 1.0$ м — 3.775 кг/м. Понижение высоты расположения заряда до $h_z = 0.5$ м незначительно уменьша-

ет массу сорванной хвои до 3.4 кг/м, дальнейшее снижение высоты расположения заряда до $h_z = 0.25$ м увеличивает массу до 3.7 кг/м², но не сбивает элементы ЛГМ в верхней части леса (см. рис. 5). Данную зависимость хорошо иллюстрирует рис. 7. Полученные результаты расчетов согласуются с теоретическими и экспериментальными результатами [1].

ВЫВОДЫ

На основании математического моделирования можно сделать следующие выводы.

- В зависимости от высоты расположения шнурового заряда ВВ возможны «верховой» и «низовой» режимы обрыва элементов ЛГМ.
- Для более эффективного срыва элементов ЛГМ в результате взрыва шнурового заряда ВВ целесообразно использовать низовое расположение заряда на высоте, примерно равной $1/2 \div 1/3$ высоты полого леса.
- Для более детального исследования действия взрывных волн целесообразно использовать многоярусную структуру леса с уточнением математической модели (1)–(7).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин А. М. Математическое моделирование лесных пожаров и новые способы борьбы с ними. Новосибирск: Наука, 1992.
2. Орлов О. К., Кустов Ю. В. Эластичные шнуровые заряды для борьбы с лесными пожарами // Лесные пожары и борьба с ними. Л.: ЛенНИИЛХ, 1986. С. 102–107.
3. Курбацкий Н. П., Валендик Э. Н. Локализация лесных пожаров накладными шнуровыми зарядами // Вопросы лесной пирологии. Красноярск: ИЛИД СО АН СССР, 1970. С. 215–218.
4. 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. 1074–1087.
5. Гришин А. М., Ковалев Ю. М. Экспериментальное и теоретическое исследование воздействия взрыва на фронт верхового лесного пожара // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 6. С. 72–79.
6. Гришин А. М., Ковалев Ю. М. Об усилении ударных волн при взаимодействии с фронтом лесного пожара // Докл. АН СССР. 1990. Т. 312, № 1. С. 50–54.

7. **Дубов А. С., Быкова Л. П., Марунич С. В.** Турбулентность в растительном покрове. Л.: Гидрометеоздат, 1978.
8. **Козлов Е. А., Ворожцов А. Б., Бондарчук С. С.** Практическая газодинамика внутрикамерных процессов в твердотопливных ракетных двигателях // Изв. вузов. Физика. 1992. № 8. С. 104–113.
9. **Седов Л. И.** Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977.
10. **Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др.** Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.

Поступила в редакцию 5/IV 2005 г.
