

УДК 614.8

С.В. Говаленков,¹ Д.П. Дубинин², Р.В. Корниенко², К.В. Кoryтченко³¹ Университет гражданской защиты Украины, Харьков² Научно-исследовательский отдел №1, УкрНИИПБ МЧС Украины, Харьков³ Национальный технический университет "ХПИ", Харьков

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВЗРЫВА ОБЪЕМНО-ШЛАНГОВОГО ЗАРЯДА В ПОЛОГЕ ЛЕСА

Проведен расчет параметров взрыва объемно-шлангового заряда в пологе леса с использованием пакета прикладных программ FIRE. Математическое моделирование взрыва объемно-шлангового заряда позволяет определить характер протекания взрыва при заданных параметрах за различный промежуток времени и ширину противопожарного барьера в зависимости от избыточного давления взрыва и диаметра заряда

Ключевые слова: противопожарный барьер, минерализованная полоса, математическое моделирование, объемно-шланговый заряд.

Введение

По площади лесов и запасам древесины Украина является так называемым государством с дефицитом лесных ресурсов. Леса занимают около 15,7 процента территории страны (9,58 миллионов гектаров) и расположенные в основном на севере (Полесье) и западе (Карпаты). Оптимальным, согласно европейскими рекомендациям, является показатель лесистости 20 процентов, для достижения которого необходимо наличие более 2 миллионов гектаров новых лесов. Общая площадь покрытой лесной растительностью земли увеличилась с 1961 года с 7,1 до 9,5 миллионов гектаров (на 33,8 процента) [1].

Статистические данные за последние годы свидетельствуют об увеличении количества как лесных, так и степных пожаров, которые, в свою очередь, приводят к катастрофическим последствиям. Ежегодно на планете возникает до 400 тысяч лесных пожаров, которые уничтожают около 0,5% общей площади лесов. В результате пожаров погибают представители флоры и фауны, снижается плодородие земли, ухудшается состояние окружающей среды. Кроме того, пожары способствуют увеличению содержания углекислого газа в атмосфере, которое способствует глобальному потеплению климата во всем мире.

В силу просторности территорий, покрытых лесом, и недостатка средств на ликвидацию загораний проблема борьбы с пожарами стоит особенно остро. В пожароопасный сезон на территории страны ежедневно возникает значительное количество лесных пожаров.

Трудности, связанные с доставкой к удаленным, а часто и к труднодоступным местам пожара сил и средств для тушения пожаров, требуют использования научно-обоснованных рекомендаций по организации оперативно-тактических мероприятий. Последние в своей основе должны базироваться на закономерности возникновения и развития лесного

пожара, а также учитывать особенность использования сил и средств тушения пожаров. Наиболее эффективным инструментом выявления данной закономерности является математическое моделирование.

Основная часть

Расчет параметров взрыва объемно-шлангового заряда в пологе леса произведен с использованием пакета прикладных программ FIRE [3] с корректировкой на сопротивление лесного массива. В данной программе используется алгоритм численного решения основных уравнений на базе законов сохранения с использованием схемы распада произвольного разрыва. Расчетной областью Ω является параллелепипед с прямолинейными образующими, расположенный в правой декартовой системе координат (X, Y, Z) с основанием в плоскости XOZ (ось Y ориентирована в направлении, противоположном действию сил тяжести Земли).

Векторное уравнение (1) является следствием законов сохранения массы, импульса и энергии, которые могут быть представлены в интегральной форме для каждой расчетной ячейки:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \bar{a} dV + \iint_{\sigma} B d\bar{\sigma} = \iiint_V \rho \bar{f} dV, \quad (1)$$

где V – объем элементарной расчетной ячейки; $\bar{\sigma}$ – ограничивающая поверхность данной ячейки, которая имеет внешнюю нормаль \bar{n} ($\bar{\sigma} = \bar{\sigma}\bar{n}$); B – тензор плотности потока консервативных переменных \bar{a} , столбцами которого являются векторы \bar{b}, \bar{n} и \bar{d} , соответственно.

Закон переноса компоненты смеси с учетом скорости диффузии имеет вид:

$$\frac{\partial(\rho Q)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u Q)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v Q)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w Q)}{\partial z} = \rho Q_t, \quad (2)$$

где Q – относительная массовая плотность примеси (отношение плотности газообразного вещества при-

меси к плотности смеси); ρ_{Qt} – интенсивность изменения плотности примеси вследствие диффузии (в соответствии с законом Фика – $\rho_{Qt} = \text{div}(\rho \mathfrak{D} \text{grad} Q)$; коэффициент диффузии \mathfrak{D} определялся по методике, предложенной М.Е. Берляндом.

Уравнение (2) может быть также представлено в интегральной форме для каждой расчетной ячейки:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho Q dV + \iint_{\sigma} \rho Q \vec{q} d\vec{\sigma} = \iiint_V \rho Q_t dV. \quad (3)$$

Уравнения (1, 3) допускают возникновение и существование поверхностей разрыва двух видов: ударных волн и тангенциальных разрывов. Функции, удовлетворяющие уравнениям (1, 3), можно рассматривать в качестве обобщенных решений уравнений газовой динамики. Использование интегральных законов сохранения в качестве исходных для построения разностных уравнений обеспечивает построение разрывных решений без выделения разрывов. Расчетная область разбивалась тремя семействами поверхностей на конечное число пространственных ячеек. Размеры граней были подобраны в соответствии с характерным размером особенностей расчетной области. В частности, чтобы вписать в окружность диаметром 1 м не менее 12 ячеек, имеющих в поперечном разрезе цилиндра квадратное сечение, размер ячеек в данных направлениях не превышал 20 см.

В численном алгоритме положение любой ячейки определялось набором индексов i, j, k ($i = 0 \dots L; j = 0 \dots M; k = 0 \dots N$). В результате, в данной системе каждая грань ячейки может быть определена через сетку тройки чисел, выраженную одним целым и двумя полуцелыми числами, а номер элементарного объема выражается через тройку полуцелых чисел ($i - 1/2, j - 1/2, k - 1/2$). Параметры смеси газов для фиксированного времени t^n внутри каждой ячейки считаются постоянными, осредненными по её объёму и изменяющимися при переходе от одной ячейки к другой. В основу вычисления поверхностных интегралов взято положение, что газодинамические величины, вызывающие потоки через грани ячеек, не изменяются в течение рассматриваемого интервала времени τ , а алгоритм расчета потоков импульса, массы и энергии через грани ячеек разностной сетки строится на основании решения задачи о распаде произвольного разрыва [2].

Совокупность газодинамических параметров во всех ячейках в момент времени t^n представляет собой известное решение на временном слое с индексом n . Параметры в момент времени $t^{n+1} = t^n + \tau$ (на слое $n + 1$) рассчитывались посредством применения явных разностных аппроксимаций для соотношений в рамках интегро-интерполяционного метода С.К. Годунова [2]. В соответствии с данным методом, решение находится по следующей схеме:

$$\begin{aligned} \bar{a}_{i-1/2, j-1/2, k-1/2}^{n+1} &= \bar{a}_{i-1/2, j-1/2, k-1/2}^n - \\ \tau \left[(\hat{A}\bar{\sigma})_{i-1, j-1/2, k-1/2} + (\hat{A}\bar{\sigma})_{i, j-1/2, k-1/2} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ (\hat{A}\bar{\sigma})_{i-1/2, j-1, k-1/2} + (\hat{A}\bar{\sigma})_{i-1/2, j, k-1/2} + \\ &+ (\hat{A}\bar{\sigma})_{i-1/2, j-1/2, k-1} + (\hat{A}\bar{\sigma})_{i-1/2, j-1/2, k} \left. \right] / \\ & / V_{i-1/2, j-1/2, k-1/2} + \tau(\rho \vec{f})_{i-1/2, j-1/2, k-1/2}; \\ (\rho Q)_{i-1/2, j-1/2, k-1/2}^{n+1} &= (\rho Q)_{i-1/2, j-1/2, k-1/2}^n - \\ & - \tau \left[(\rho Q \vec{q} \bar{\sigma})_{i-1, j-1/2, k-1/2} + (\rho Q \vec{q} \bar{\sigma})_{i, j-1/2, k-1/2} + \right. \\ & + (\rho Q \vec{q} \bar{\sigma})_{i-1/2, j-1, k-1/2} + (\rho Q \vec{q} \bar{\sigma})_{i-1/2, j, k-1/2} + \\ & + (\rho Q \vec{q} \bar{\sigma})_{i-1/2, j-1/2, k-1} + (\rho Q \vec{q} \bar{\sigma})_{i-1/2, j-1/2, k} \left. \right] / \\ & / V_{i-1/2, j-1/2, k-1/2} + \tau(\rho Q_t)_{i-1/2, j-1/2, k-1/2}; \end{aligned} \quad (4)$$

где $(\hat{A}\bar{\sigma})_{l,m} = (\hat{A}_{1,l} \alpha_m + \hat{A}_{1,2} \beta_m + \hat{A}_{1,3} \varepsilon_m) \sigma_m, \quad l = 1 \dots 5;$

$\hat{A}_{1,i}$ – компоненты тензора \hat{A} вида, столбцами которого являются векторы $\vec{a}, \vec{b}, \vec{d}$ системы уравнений (6):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{a}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{b}}{\partial x} + \frac{\partial \vec{c}}{\partial y} + \frac{\partial \vec{d}}{\partial z} &= \rho \vec{f}; \quad (6) \\ \hat{A} &= \begin{bmatrix} \rho u & \rho v & \rho w \\ P + \rho u^2 & \rho uv & \rho wu \\ \rho uv & P + \rho v^2 & \rho vw \\ \rho uw & \rho vw & P + \rho w^2 \\ (E + P)u & (E + P)v & (E + P)w \end{bmatrix}; \end{aligned}$$

$\bar{\sigma}_m = \sigma_m \vec{n}; \quad \vec{n} = (\alpha, \beta, \varepsilon)$ – вектор единичной нормали к боковой грани σ_m ; m – тройка чисел, определяющая боковую грань m ячейки с номером $(i - 1/2, j - 1/2, k - 1/2)$.

Выражения для потоков векторов и тензоров через боковые грани элементарного объема принято называть “большими” величинами, в отличие от “малых” величин – кусочно-постоянных значений газодинамических параметров в ячейках [2]. Таким образом, в соответствии с уравнениями (5), (6) для определения малых величин $(\bar{a}, Q)^{n+1}$ в момент времени t^{n+1} для ячейки с номером $(i-1/2, j-1/2, k-1/2)$ необходимо знать малые величины $(\bar{a}, Q)^n$ в момент времени t^n в этой же ячейке и большие величины этих параметров на боковых гранях рассматриваемой ячейки.

Площади граней элементарных объемов находились по следующим формулам. Учитывая, что порядок аппроксимации разностной схемы не выше первого [3], определяем площади граней с точностью до величины второго порядка малости относительно длин шагов разностного разбиения:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \frac{(h'_y + h''_y)h_z}{2\varepsilon_x}, \quad \sigma_y = \frac{(h'_z + h''_z)(h'_x + h''_x)}{4\beta_y}, \\ \sigma_z &= \frac{(h'_y + h''_y)h_x}{2\alpha_z}, \end{aligned} \quad (7)$$

где h_x, h_y, h_z – шаги разностной сетки в направлении координатных осей X, Y, Z .

Один штрих и два штриха, соответственно, обозначают меньший и больший номера ребер, ограничивающих боковую грань.

Объем ячейки можно представить в виде

$$V = \sigma_y \beta_y \langle h_y \rangle, \tag{8}$$

где $\langle h_y \rangle$ – средний для ячейки шаг в направлении y .

Нижние индексы в формулах (7), (8) определяют принадлежность используемых параметров к поверхностям, нормали к которым ориентированы в направлении соответствующих осей выбранной системы координат. При этом границы ячейки представляют собой неустойчивые поверхности произвольного разрыва, которые распадаются на устойчивые волновые элементы: ударную волну, контактную поверхность и волну разрежения. Для каждого такого разрыва определяются потоки массы, импульса, энергии через грани газовых ячеек.

Устойчивость конечно-разностной схемы обеспечивается за счет выбора величины шага по времени:

$$\tau \leq \frac{\tau_x \tau_y \tau_z}{\tau_x \tau_y + \tau_y \tau_z + \tau_x \tau_z}, \tag{9}$$

где τ_x, τ_y, τ_z – временные интервалы, за которые волны, образовавшиеся в задаче о распаде разрыва, достигают противоположных граней ячейки по осям X, Y, Z . В соответствии с формулой (9) для каждой ячейки использовалось минимальное по ячейкам расчетной области значение временного шага.

В результате численного моделирования была получена трехмерная динамика изменения термодинамических параметров в процессе взрыва одного цилиндрически объемно-шлангового заряда и одновременно двух объемно-шланговых зарядов в пологе леса. Теплофизические свойства компонентов смеси рассчитывались путем усреднения. При моделировании взрыва объемного шлангового заряда в пологе леса, ось заряда в расчетной области располагалась на середине высоты леса $H_{зар} = 0,5 \cdot H_{леса}$, которая принята $H_{леса} = 3$ м (рис. 1). Диаметр заряда принят равным $d = 0,9$ м. Размеры расчетной области составляли $H_x = 5$ м, $H_y = 9$ м, $H_z = 19$ м, которые разбивались на 25, 45 и 95 секущих плоскостей, соответственно. Полагалось, что фитоценоз образован основным молодняком, для которого коэффициент сопротивления среды k составляет 0,7 (представлен заштрихованной областью на рис. 1).

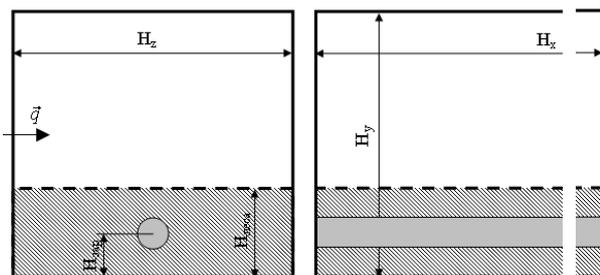


Рис. 1. Схема задания начальных условий взрыва объемно-шлангового заряда в пологе леса

Результаты моделирования распределения давления, температуры продуктов детонации в поперечном сечении к оси объемно-шлангового заряда приведены на различные моменты времени (рис. 2 – 7). Давление газов в центре взрыва стремительно уменьшается за несколько миллисекунд. Так, к моменту времени, равному 0,5 мс, давление в эпицентре взрыва падает до 6,8 атм, а к моменту времени, равному 1,5 мс, давление уменьшается до 3,76 атм.

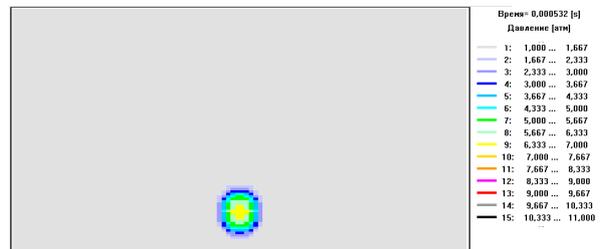


Рис. 2. Поле давления, формируемое на момент 0,0005 с от начала разлета продуктов детонации

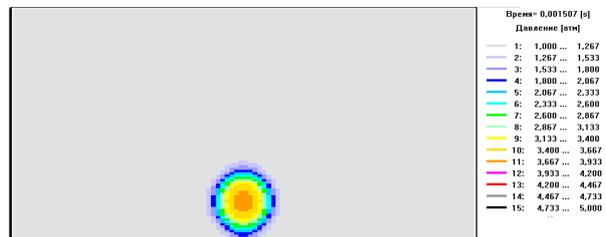


Рис. 3. Поле давления, формируемое на момент 0,0015 с от начала разлета продуктов детонации

Симметричность распределения термодинамических параметров в поперечном сечении от условной оси, когда ударная волна является достаточно интенсивной, подтверждает экспериментальный результат, полученный в работе [4], о практическом отсутствии влияния ветра на процесс взаимодействия ударной волны с лесным фитоценозом.

Уменьшение температуры газа в эпицентре взрыва происходит более медленно. Так, к моменту времени, равному 0,5 мс, температура в эпицентре взрыва составляет 2457 °С, а к моменту времени, равному 1,5 мс, температура падает до 2218 °С (рис. 4).

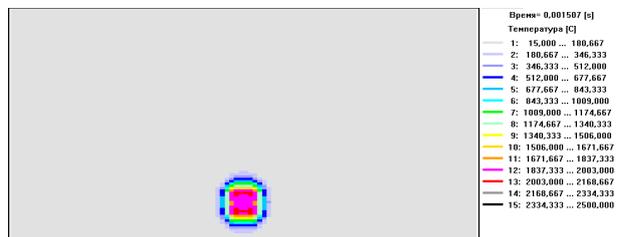


Рис. 4. Поле температуры, формируемое на момент 0,0015 с от начала разлета продуктов детонации

Анализ результатов, приведенных на рис. 5, позволяет сделать вывод, что к моменту времени, равному около 3,5 мс от начала расширения продуктов взрыва, происходит взаимодействие ударной волны с земной поверхностью с соответствующим её отражением. Это приводит к уменьшению скорости

затухання ударной волны в процессе её распространения вдоль земной поверхности.

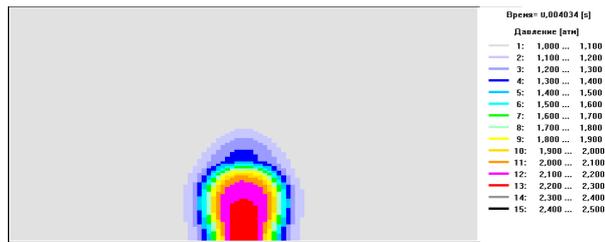


Рис. 5. Взаимодействие ударной волны с земной поверхностью

На момент времени, равный 20 мс, максимальное давление продуктов взрыва не превышает 1,2 атм. При этом, в процессе распространения ударной волны вне фитоценоза, давление в ней падает более стремительно (рис. 6).

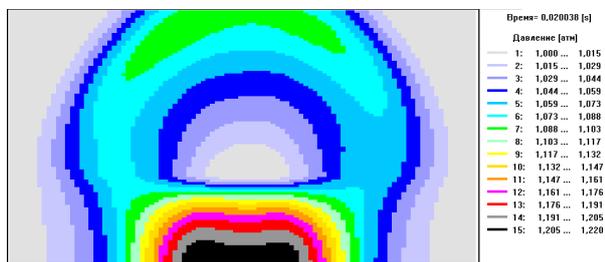


Рис. 6. Поле давления, формируемое на момент времени 0,02 с от начала разлета продуктов детонации

В результате расчетов установлено, что дальность распространения взрывной волны объемно-шлангового заряда диаметром 0,9 м при заданных внешних условиях достигает около 2,5 м и 5 м для критических перепадов давления, равных $1,2 \cdot 10^5$ Па и $0,4 \cdot 10^5$ Па, соответственно (рис. 7).

Под критическим перепадом давления понимается давление, в случае превышения которого обеспечивается сдувание тонких хвоинок и веток. Следует учесть, что во фронте ударной волны скачек давления в два раза превышает расчетные. Полученный результат показывает, что при данном диаметре заряда обеспечивается создание противопожарного барьера шириной от 5 м до 10 м в молодом основном лесу высотой 3 м.

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ВИБУХУ ОБ'ЄМНО-ШЛАНГОВОГО ЗАРЯДУ В ПОЛОЗІ ЛІСУ

С.В. Говаленков, Д.П. Дубінін, Р.В. Корнієнко, К.В. Коритченко

Проведено розрахунок параметрів вибуху об'ємно-шлангового заряду в полозі лісу з використанням пакету прикладних програм FIRE. Математичне моделювання вибуху об'ємно-шлангового заряду дозволить визначити характер протікання вибуху при заданих параметрах за різних проміжках часу і ширину протипожежного бар'єру залежно від надлишкового тиску вибуху і діаметру заряду.

Ключові слова: протипожежний бар'єр, мінералізована смуга, математичне моделювання, об'ємно-шланговий заряд.

MATHEMATICAL DESIGN OF PARAMETERS OF VOLUME- EXPLOSION HOSE CHARGE IS IN THE FOREST

S.V. Govalenkov, D.P. Dubinin, R.V. Kornienko, K.V. Koritchenko

The calculation of parameters of explosion by volume of hose charge is conducted in of the forest with the use of application of FIRE package. A mathematical design of explosion is a volume hose charge will allow to define character of flowing of explosion at preset parameter for the different interval of time and width of fire-prevention barrier depending on surplus pressure of explosion and diameter of charge.

Keywords: fire-prevention barrier, saline bar, mathematical design, by volume of-hose charge.

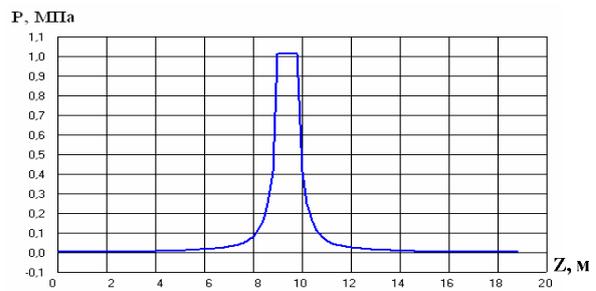


Рис. 7. Кривая максимумов избытка давления в поперечном сечении заряда, возникающего при взрыве объемно-шлангового заряда диаметром 0,9 м

Выводы

В результате численного моделирования взрыва объемно-шлангового заряда установлено, что на растительный покров заданных параметров влияет ударная волна с избыточным давлением за ее фронтом более $1,2 \cdot 10^5$ Па.

Получена математическая модель взрыва объемно-шлангового заряда в пологом лесу позволяет определять характер протекания взрыва при заданных параметрах за различных промежутков времени и ширину противопожарного барьера в зависимости от избыточного давления взрыва и диаметра заряда.

Список литературы

1. Закон України Про Основні засади (стратегію) державної екологічної політики України на період до 2020 року 21 грудня 2010 року N 2818-VI.
2. Белоцерковский О.М. Численный эксперимент в турбулентности. От порядка к хаосу / О.М. Белоцерковский, А.М. Опарин. – М.: Наука, 2000. – 223 с.
3. Математическое моделирование экологических процессов: Учеб. пособие по лаб. практикуму / Н.В. Нечипорук, Ю.А. Скоб, М.Л. Урюмов. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т «Харьк. авиац. ин-т», 2007. – 89 с.
4. Гришин А.М. Математическое моделирование лесных пожаров и новые способы борьбы с ними / А.М. Гришин. – М.: Наука, 1992. – 408 с.

Поступила в редколлегию 8.02.2011

Рецензент: л-р воен. наук, проф. И.О. Кириченко, Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков.