

5. Гришин А. М., Перминов В. А. // Теплообмен-ММФ. Междунар. форум: Тез. докл., секц. 2.— Минск, 1988.
6. Конев Э. В. Основы горения растительных материалов.— Новосибирск: Наука, 1977.
7. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. Г. Теплофизика лесных пожаров.— Новосибирск, 1984.
8. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов для решения уравнений математической физики.— Новосибирск: Наука, 1967.
9. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости.— М.: Энергоатомиздат, 1984.

Поступила в редакцию 25/VII 1989

УДК 536.244 + 536.468

А. М. ГРИШИН, С. П. СИНИЦЫН

### ВОЗДЕЙСТВИЕ ФРОНТА ВЕРХОВОГО ЛЕСНОГО ПОЖАРА НА СТЕКЛОПЛАСТИК

Стеклопластиковые материалы получили широкое распространение в промышленности и в быту, в том числе и для изготовления различных узлов транспортных средств. Эксплуатация этих транспортных средств при тушении лесных пожаров должна проводиться с учетом возможного воздействия фронта лесного пожара на элементы конструкций.

В данной работе дается постановка и численное решение сопряженной задачи о взаимодействии стеклопластикового диска, расположенного перпендикулярно скорости ветра и скорости распространения наиболее опасного верхового лесного пожара [1]. Установлено, что в результате воздействия фронта верхового пожара могут иметь место режимы невоспламенения, самовоспламенения, зажигания от лучистого и конвективного потоков, режимы непотухания и потухания. Показано, что наиболее пожароопасны устойчивые верховые лесные пожары, для которых тепловой импульс максимален.

#### Постановка задачи

Учитывая сложность физической модели взаимодействия фронта пожара со стеклопластиковым материалом, ограничимся, с одной стороны, наиболее простой геометрией тела и картиной обтекания транспортного средства, наиболее полно, с другой стороны, описывающей процессы внутри стеклопластика и вблизи него. Для этого рассмотрим сопряженную задачу тепло- и массообмена, включающую в себя течение реагирующего газа в окрестности лобовой критической точки (приближение пограничного слоя) и термическое разложение стеклопластика в одномерной постановке.

На внешней границе пограничного слоя на основе математической теории верхового лесного пожара и данных экспериментов [1—5] прием распределение средних температур, скоростей и концентрации окислителя в виде

$$\begin{aligned}
 T_e &= T_\infty + (T_\Gamma - T_\infty) \exp \left[ -\frac{4z^2}{\Delta^2} \ln \left( \frac{T_\Gamma - T_\infty}{T_* - T_\infty} \right) \right], \\
 u_e &= u_\infty + (u_\Gamma - u_\infty) \exp \left[ -\frac{4z^2}{\Delta^2} \ln \left( \frac{T_\Gamma - T_\infty}{T_* - T_\infty} \right) \right], \\
 c_{1e} &= c_{1\infty} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{4z^2}{\Delta^2} \ln \left( \frac{T_\Gamma - T_\infty}{T_* - T_\infty} \right) \right] \right\},
 \end{aligned} \tag{1}$$

где  $z$  — координата, нормальная к фронту пожара;  $T_*$  соответствует условным границам фронта;  $T_e$  — температура воздуха вне пожара;  $T_\Gamma$  —

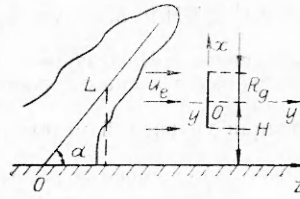


Рис. 1. Схема взаимного расположения фронта лесного пожара и диска из стеклопластика.

максимальная температура во фронте пожара;  $u_r = 1,5u_\infty$  [2];  $u_\infty$  — средняя скорость ветра;  $c_{1\infty}$  — концентрация кислорода вне пожара;  $\Delta$  — полуширина фронта пожара.

Значения  $T_e$ ,  $u_e$ ,  $c_{1e}$  определяют условия на внешней по отношению к транспортному средству границе пограничного слоя и являются определяющими воздействия фронта пожара на стеклопластиковый материал. Кроме этих величин, согласно теории лесных пожаров, необходимо учитывать излучение от пламени, которое дает значительный вклад в величину теплового потока на поверхности материала [4, 5]. С целью вычисления параметров радиационного теплообмена рассмотрим геометрию фронта пожара и поверхности материала по схеме на рис. 1. Считаем, что осесимметричный диск, моделирующий форму транспортного средства, перпендикулярен скорости ветра на высоте  $H$ ; пожар распространяется по горизонтальной поверхности, и вектор средней скорости также горизонтален; эффективная длина факела пламени пожара равна  $L$ , а угол наклона к горизонту —  $\alpha$ ; излучение от фронта пожара можно считать излучением от бесконечной серой плоской пластины толщиной  $L$  вплоть до пересечения фронта с поверхностью диска.

Вводя степень черноты пламени  $\epsilon_r$ , можно записать величину радиационного потока, падающего на единицу поверхности материала [6]:

$$Q_R = \epsilon_r \sigma T_r^4 F, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $F$  — угловой коэффициент, который для схемы рис. 1, используя результаты [6], можно представить в виде

$$F = \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{H} + \frac{1}{2} \frac{L}{H} \cos \alpha\right)^2}} - \frac{1 - \frac{L}{H} \sin \alpha}{\sqrt{\left(\frac{z}{H} - \frac{1}{2} \frac{L}{H} \cos \alpha\right)^2 + \left(1 - \frac{L}{H} \sin \alpha\right)^2}} \right]. \quad (3)$$

Формула (3) справедлива при  $z/H > 0,5L \cos \alpha/H$ . Для интервала  $z \in (0, 0,5L \cos \alpha)$

$$F = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{1}{\sqrt{1 + (z/H + 0,5L \cos \alpha/H)^2}} \right]. \quad (4)$$

После прохождения фронта пожара падающий на диск поток излучения будет определяться параметрами на внешней границе пограничного слоя, поэтому уменьшение  $Q_R$  будем моделировать заменой  $T_r$  в (2) на  $T_e$ . Что касается степени черноты пламени  $\epsilon_r$  в (2), то удобно определить ее по формуле из [7]:

$$\epsilon_r = 1 - \exp(-0,16D) \quad (5)$$

( $D$  — толщина пламени, измеренная в метрах).

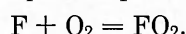
Соотношения (1) — (5) при известных скорости движения пожара и параметрах воздушной среды полностью определяют тепловое воздействие. Как показывают оценки, число Рейнольдса  $Re \gg 1$ , поэтому для математического моделирования тепло- и массообмена диска с потоком нагретого газа в соответствии с [8, 9] можно использовать систему уравнений нестационарного пограничного слоя.

Согласно условиям протекания процессов, не учтены эффекты второго порядка малости: термо-, бародиффузия, диффузионный термоэффект. Кроме того, в связи с малыми ( $u_\infty < 30$  м/с) скоростями движения газа пренебрегаем разогревом газа вследствие сжимаемости и теплоты трения. Игнорируется также и свободная конвекция в пограничном слое, так как конвективный тепловой поток при  $u_\infty > 3$  м/с определяется в основном вынужденной конвекцией.

В окрестности лобовой критической точки градиент давления зависит от интегральных характеристик обтекаемого тела и набегающего потока [10, 11]. Для неограниченного однородного потока определяющим фактором становится геометрия обтекаемого тела, и для диска по [10] находим

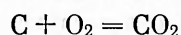
$$u|_{y \rightarrow \infty} = ax, dp_e/dx = -\rho a^2 x, a = u_e R_g,$$

где  $R_g$  — радиус диска или для тел более сложной формы — эквивалентный радиус;  $p_e$  — давление на внешней границе пограничного слоя. Источниковые члены  $Q, R_i$  в уравнениях, описывающие гомогенную реакцию горения, определим, как в [12], эффективной химической реакцией горючее — окислитель второго порядка



Исходная система уравнений для описания процессов внутри стеклопластика взята из [13].

В этой системе уравнений учтено протекание пиролиза по схеме двух последовательных эндо- и экзотермических реакций, фильтрация газа в порах по закону Дарси, теплопроводность конвекцией и кондукцией и диффузия окислителя и горючих продуктов пиролиза. Отметим, что реакциями горения внутри и на поверхности пор пренебрегается, т. е. считается, что пиролиз достаточно интенсивен. На границе раздела сред при  $y = \bar{y} = 0$  имеют место обычные условия сопряжения [13]. При этом гетерогенная реакция горения коксового остатка моделировалась суммарной реакцией.



с эффективными кинетическими постоянными из [14].

### Методика решения

При численном решении поставленной задачи система уравнений приводилась к безразмерному виду, причем для уравнений в пограничном слое использовались переменные Дородницына в форме Лиза, а температура определялась по Франк-Каменецкому  $T = T_* (1 + \beta \Theta)$  с параметром  $\beta = RT_*/E_{\Pi}^{(1)}$ ,  $T_* = 700$  К ( $R$  — универсальная газовая постоянная,  $E_{\Pi}^{(1)}$  — энергия активации первой стадии пиролиза).

Уравнение энергии в составной области (пограничный слой + стеклопластик) решалось методом сквозного счета [15], уравнения параболического типа — по неявной разностной схеме с опережением [16] и выделением химического шага методом расщепления [17]. При этом на этапе химического шага и для уравнений химической кинетики записывалась разностная схема, учитывающая конкретный вид уравнений и имеющая второй порядок аппроксимации. Так, для горения газа в пограничном слое имеем уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} &= g c_1 c_2 \Phi(\tau), \\ \frac{\partial c_1}{\partial \tau} &= -g_1 c_1 c_2 \Phi(\tau), \\ \frac{\partial c_2}{\partial \tau} &= -g_2 c_1 c_2 \Phi(\tau), \end{aligned} \quad (6)$$

$g, g_1, g_2 = \text{const}$ ;  $\Phi(\tau)$  — безразмерная скорость реакции.

Решая (6) относительно  $\Theta$  и вводя затем разностную аппроксимацию, получим

$$\Theta^{n+1} = \Theta^n + \begin{cases} g_1 g_2 c_1^n c_2^n \frac{1 - \widehat{g}_1}{g_1 c_1^n - g_2 g_1 c_2^n}, & g_2 c_2^n < g_1 c_1^n, \\ \widehat{g}_1 \widehat{g}_2 c_1^n c_2^n \frac{1 - \widehat{g}_2}{g_2 c_2^n - g_1 \widehat{g}_2 c_1^n}, & \widehat{g}_2 c_2^n > g_1 c_1^n, \\ (g_2 c_2^n)^2 \widehat{g} / (1 + g_2 c_2^n \widehat{g}), & g_2 c_2^n = g_1 c_1^n, \end{cases} \quad (7)$$

где верхние индексы  $n, n + 1$  относятся к слоям по времени, а  $\widehat{g} = g\Phi\Delta\tau$ ,  $\widehat{g}_1 = \exp[(g_2 c_2^n - g_1 c_1^n)\widehat{g}]$ ,  $\widehat{g}_2 = \exp[(g_1 c_1^n - g_2 c_2^n)\widehat{g}]$ . Разностная схема (7) абсолютно устойчива для данного уравнения.

На каждом глобальном временном шаге реализовывался итерационный процесс с последовательным решением разностных уравнений. Величина шага выбиралась автоматически с использованием принципа Рунге [17].

Для проверки правильности алгоритма и его программной реализации использовалась система тестов, охватывающая известные частные случаи: уравнение Фолкнера — Скэн, влияние вдува газообразных продуктов в пограничный слой [15], упрощенное аналитическое решение нестационарной задачи о зажигании полупрозрачного материала. Для всех тестов получено практически полное качественное и количественное совпадение. Тем не менее, поскольку тесты охватывали только отдельные блоки программы, проводилась общая внутренняя проверка. Например, наряду с разностной схемой из [16] использовался итерационно-интерполяционный метод [17], вместо расщепления — линеаризация источников членов. В случаях устойчивого решения по упомянутым методам также получено полное совпадение.

В заключение отметим, что дальнейшие расчеты в связи с многофакторностью задачи проводились для значений теплофизических и термодинамических параметров, соответствующих воздуху и стеклопластику ВПР-10 + ЭХД [18—21].

### Анализ результатов расчетов

Основное внимание при проведении расчетов отводилось тепловому воздействию на стеклопластик фронтов пожаров различного типа. Рассматривались виды пожаров из [22, 23] с характеристиками из таблицы.

Значения параметров для определенного типа пожара достаточно полно характеризуют условия теплового нагружения. Если пренебречь влиянием метеословий, то существенно влияние расположения конструкционного материала и структуры лесных горючих материалов. При записи (3), (4) высота была фиксирована  $H = 2$  м; что касается второго фактора, то с учетом формул (1), задающих основные характеристики пожара, оставалась неопределенность излучательных свойств пламени, поэтому основная серия расчетов проводилась в предположении, что степень черноты пламени  $\varepsilon_r = 0,9$ , излучение распространяется в прозрачной среде вплоть до поверхности конструкционного материала. Также проводились дополнительные расчеты при  $\varepsilon_r = 0,6$  и величине  $\varepsilon_r$ , полученной по (5).

Тип верхового пожара	$\Delta$ , м	$\omega$ , м/с	$T_r$ , К	$L$ , м
1. Средний	2,26	0,224	1350	7,7
2. Сильный	6,45	1,12	1400	18,8
3. Беглый	8,95	3,64	1450	31,3

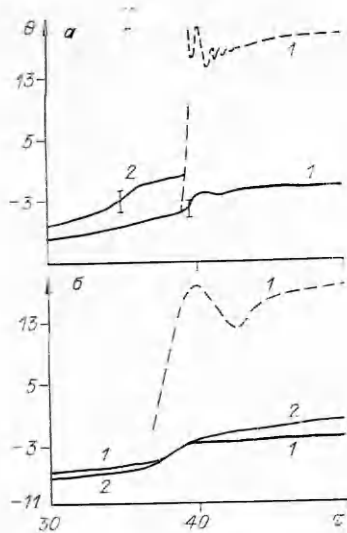


Рис. 2. Зависимости от времени температуры поверхности и максимальной температуры в пограничном слое (а) и потоков массы продуктов пиролиза (1) и тепла (2) на поверхности стеклопластика (б).

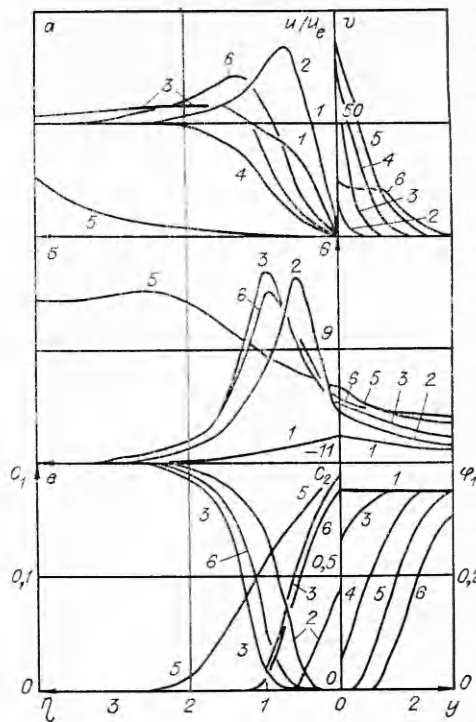


Рис. 3. Профили скорости (а), температуры (б), концентраций и объемной доли связующего (в) в моменты времени  $\tau = 19,75$  (1), 27,31 (2), 30,97 (3), 35,94 (4), 40,09 (5), 48,09 (6).

Представляет интерес общая картина взаимодействия верхового пожара с диском из стеклопластика. Для примера рассмотрим вариант сильного верхового пожара (см. таблицу) при  $\varepsilon_r = 0,9$ . В этом варианте и последующих все расчеты проводились на сетке с количеством узлов в пограничном слое 60 и внутри стеклопластика 30. Для удобства изложения будем называть центром фронта пожара точку, где достигается максимум температуры и минимум концентрации окислителя.

На рис. 2, а сплошной линией показана зависимость  $\Theta(\tau)$ , штриховой —  $\Theta_{\max}$  в газовой фазе (пограничном слое). Момент  $\tau = 40$  совпадает с прохождением центра фронта пожара через поверхность диска. До  $\tau = 27$  максимум температуры в пограничном слое лежит на поверхности стеклопластика, т. е. до этого момента идет нагрев материала. Как показывает анализ условий (1)–(4), этот нагрев осуществляется в основном излучением от фронта пожара. На рис. 2, б помещены зависимости от времени расхода продуктов пиролиза через поверхность и теплового потока в стеклопластик. Кривая 2 показывает, что до  $\tau = 27$  тепло, поглощаемое стеклопластиком, частично отводится за счет натекания холодного воздуха, а продукты пиролиза начинают образовываться непосредственно перед этим моментом времени (при  $\tau = 27$   $(\rho v \phi_5)_w \approx -0,9$ ).

При  $\tau = 27$  наступает вспышка газообразных продуктов пиролиза в пограничном слое, при этом в газовой фазе в очень короткий промежуток времени порядка  $10^{-3}$  достигается  $\Theta \approx 50$ , а тепловой поток меняет знак и возрастает до  $g \approx 340$ . Учитывая кратковременность этого процесса, на рисунках вспышка обозначена вертикальной чертой.

В дальнейшем из-за выгорания продуктов пиролиза температура в пограничном слое резко спадает и развивается процесс газофазного горения стеклопластика на фоне возрастающей тепловой нагрузки от приближающегося фронта пожара. Развитие горения происходит при существенной интенсификации процесса термического разложения связующего стеклопластика, в связи с чем тепловой поток до  $\tau \approx 36$  падает

(реализуется блокировка конвективного теплового потока в результате оттеснения зоны горения от поверхности конструкционного материала продуктами пиролиза). Колебания максимальной температуры в пограничном слое после вспышки и прохождения фронта пожара сохраняются при дроблении шага по времени и носят релаксационный характер (термокинетические колебания [13]).

Линии, изображенные на рис. 3, подтверждают и объясняют поведение кривой  $\Theta(\tau)$  и зависимости теплового потока и фильтрации газа с поверхности конструкционного материала от времени. Так, на начальном этапе стеклопластик прогревается под действием излучения от фронта пожара (рис. 3, б, кривая 1) и часть тепла отводится в пограничный слой, температура на внешней границе которого еще равна начальной. Профиль скорости (рис. 3, а, кривая 1) совпадает с известным классическим решением [10, 15], пиролиз еще не начался (рис. 3, в), концентрации горючего и окислителя также равны начальным.

При дальнейшем приближении фронта пожара и более высоком прогреве стеклопластика профиль скорости становится более заполненным (переход от кривой 1 к 2 на рис. 3, а), что соответствует обтеканию горячей стенки холодным газом [13], причем появляется максимум скорости, становится заметной фильтрация газа в результате пиролиза (см. рис. 3, а). Вспышка газообразных продуктов пиролиза в пограничном слое приводит к образованию максимума температуры (см. рис. 3, б, кривая 2) и зоны горения внутри пограничного слоя (концентрации горючего и окислителя на кривых 2 рис. 3, в).

При прохождении конструкционного материала через фронт пожара процесс газофазного горения внутри пограничного слоя прекращается из-за недостатка окислителя во фронте пожара, пиролиз еще более усиливается (см. рис. 3, в, кривые 3—5), профиль скорости смещается к внешней границе пограничного слоя (см. рис. 3, а, кривые 2, 3, 5).

После прохождения фронта пожара горение продолжается с переходом в квазистационарный режим, причем температура поверхности стеклопластика после резкого снижения опять возрастает до  $\Theta \approx 2,2$ , опять образуется максимум температуры в газовой фазе с  $\Theta \approx 20$  (кривые 5, 6 рис. 3, б), приближающийся к поверхности конструкционного материала до квазистационарного расстояния, определяемого всей совокупностью характеристик процесса, в том числе выдувом продуктов пиролиза (см. рис. 3, а) и распределением концентраций компонентов (см. рис. 3, в).

Таким образом, в данном случае происходит воспламенение диска из конструкционного материала (стеклопластика) еще до прохождения фронта пожара, вызванное значительным потоком излучения. После прохождения фронта горение сохраняется. Такой режим воспламенения с последующим развитием горения сохраняется при заданных характеристиках конструкционного материала и  $\epsilon_r = 0,9$  для трех рассмотренных типов пожаров при скорости  $u_\infty \in [1, 10]$  м/с. Зависимость времени воспламенения от  $u_\infty$  изображена на рис. 4. Номера кривых соответствуют трем типам пожаров из таблицы. За начало отсчета времени принимался такой момент, начиная с которого центр фронта пожара попадает на поверхность диска через промежуток  $\tau = 40$ . Как показали предварительные расчеты, тепловым воздействием до этого начального момента времени можно пренебречь. Из рис. 4 видно, что с увеличением скорости набегающего потока в рассмотренном диапазоне время воспламенения увеличивается, что обусловлено более интенсивным охлаждением в период до вспышки продуктов пиролиза. По аналогии с гетерогенно-гомогенным воспламенением пористой реагирующей пластины в потоке окислителя [24] воспламенение, при котором увеличение скорости набегающего потока ухудшает условия воспламенения, можно классифицировать как самовоспламенение.

Парадоксально, на первый взгляд, уменьшение суммарного теплового импульса и рост времени воспламенения с увеличением мощности

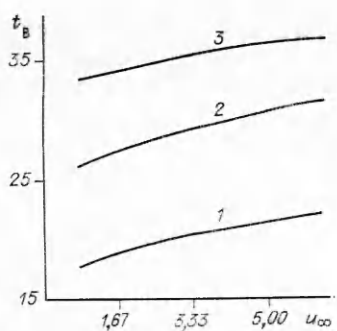
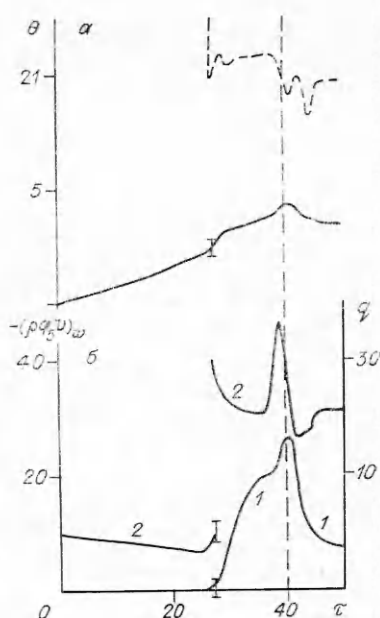


Рис. 4. Зависимость времени воспламенения от типа пожара и скорости обтекания (см. таблицу).

Рис. 5. Переход к зажиганию во фронте пожара (а) и зажигание фронтом сильного верхового пожара (б) при  $u_\infty = 1,25$  (1), 5 м/с (2).



пожара (количество тепла, выделяющееся во фронте пожара в единицу времени). Этот эффект обусловлен тем, что при росте локальных характеристик фронта пожара еще больше повышается скорость движения фронта, что вызывает снижение времени воздействия настолько, что суммарный тепловой поток к поверхности материала для беглых лесных пожаров оказывается меньшим, чем для устойчивых. Отметим, что оценка роли гетерогенной реакции по результатам численных расчетов показывает, что ее влиянием в данных условиях можно пренебречь.

Представляет интерес изучение картины воспламенения при пониженных потоках лучистой энергии. Эту ситуацию можно моделировать, уменьшая степень черноты пламени пожара или поверхности конструкционного материала. На рис. 5, а показаны зависимости температуры поверхности диска от времени для беглого верхового пожара при  $\epsilon_r = 0,83$  (кривая 2) и  $\epsilon_r = 0,60$  (кривая 1). Судя по кривой 1, вспышка газообразных продуктов пиролиза происходит уже во фронте пожара, так как  $\Theta_{\max}$  (штриховая кривая) вначале соответствует увеличению температуры в приближающемся фронте пожара, а после вспышки опять следует за  $\Theta_r$ . После прохождения фронта на кривой температуры поверхности в функции от времени образуется минимум, обусловленный снятием внешней тепловой нагрузки, но одновременно происходит разгорание продуктов пиролиза в пограничном слое. В целом при данных условиях реализуется непотухание материала [24]. Отметим наличие большего, чем в предыдущих вариантах, числа колебаний при разгорании, что подчеркивает близость критических условий загорания.

Если оценивать степень черноты пламени по формуле (5), то оказывается, что поток лучистой энергии для типа пожара 1, 2 (см. таблицу) будет меньше, чем в предыдущих вариантах. При этом воспламеняется материал во фронте пожара (для сильного верхового пожара — рис. 5, б), причем при увеличении скорости набегающего потока время воспламенения несколько уменьшается, а температура поверхности после прохождения фронта оказывается большей. Это говорит о том, что в данном случае реализуется режим зажигания конструкционного материала [24].

Таким образом, в рамках поставленной сопряженной задачи удается без использования коэффициента теплообмена определять температуру и степень разложения стеклопластиков, условия, режимы и характеристики воспламенения и горения при воздействии фронта верхового

лесного пожара. Для рассмотренных устойчивых верховых лесных пожаров установлено, что механизм зажигания газозапасный, а основной вклад в суммарный тепловой поток дает излучение от фронта пожара.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин А. М. Математические модели лесных пожаров.— Томск: Изд-во Том. ун-та, 1981.
2. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. Г. Теплофизика лесных пожаров.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984.
3. Гришин А. М., Зверев В. Г., Шевелев С. И. ФГВ, 1986, 22, 6.
4. Гришин А. М., Илюхин В. В. ФГВ, 1985, 21, 1.
5. Гришин А. М., Абалтусов В. Е., Веснин А. И. и др. Деп. в ВИНТИ, 1982, № 4873—82.
6. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением.— М.: Мир, 1975.
7. Блох А. Г. Основы теплообмена излучением.— М.; Л.: Госэнергоиздат, 1962.
8. Седов Л. И. Механика сплошной среды.— М.: Наука, 1976.— Т. 1.
9. Патанкар С., Сполдинг Д. Тепло- и массообмен в пограничных слоях.— М.: Энергия, 1971.
10. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1974.
11. Юдаев Б. Н., Михайлов М. С., Савин В. К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами.— М.: Машиностроение, 1977.
12. Ahtani H., Akita K., Hirano T. Comb. Flame, 1983, 53, 1—3.
13. Гришин А. М., Фомин В. М. Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред.— Новосибирск: Наука, 1984.
14. Померанцев В. В., Арефьев К. М., Ахмедов Д. Б. Основы практической теории горения.— Л.: Энергия, 1973.
15. Алексеев Б. В., Гришин А. М. Введение в аэротермохимию.— Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1978.
16. Самарский А. А. Введение в численные методы.— М.: Наука, 1982.
17. Гришин А. М., Берцун В. Н., Зинченко В. И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения.— Томск: Изд-во Том. ун-та, 1981.
18. Назаров Г. И., Сушкин В. В. Теплостойкие пластмассы: Справочник.— М.: Машиностроение, 1980.
19. Юдин В. М. ИФЖ, 1973, 24, 4.
20. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита.— М.: Энергия, 1976.
21. Синицын С. П. ФГВ, 1987, 23, 4.
22. Валендик Э. И., Матвеев Н. М., Сафронов М. А. Крупные лесные пожары.— М.: Наука, 1979.
23. Червоный М. Г. Авиационная охрана лесов.— М.: Лесн. пром-сть, 1979.
24. Гришин А. М., Кузин А. Я. // Материалы III Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— М.: Наука, 1972.

г. Томск

Поступила в редакцию 28/III 1989,  
после доработки — 12/IV 1990

УДК 621.45.034.022.5 : 536.46

Н. В. СТРУМПЭ, В. И. ФУРЛЕТОВ

### АНАЛИЗ РЕЖИМА ВИБРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Анализ конкретного режима вибрационного горения энергетическим методом позволяет найти вклад различных физических взаимодействий в изменение энергии звуковых колебаний газа в камере сгорания [1]. Соответствующие взаимодействия (например, между колебаниями давления газа и колебаниями скорости тепловыделения, звуковыми и энтропийными волнами) описываются отдельными членами известного уравнения баланса звуковой энергии [1, 2]. Вывод этого уравнения заключался в конструировании под знаком дифференцирования по времени положительно-определенной квадратичной формы

$$E'_{II} = \frac{\rho_0 v'^2}{2} + \frac{p'^2}{2\rho_0 c_0^2},$$

© 1990 Струмпа Н. В., Фурлетов В. И.