

10. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1965, 4.
11. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, П. Ф. Похил. ПМТФ, 1971, 5.
12. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 3.
13. B. L. Crawford Jr., C. Muggett et al. J. Anal. Chem., 1947, 19, 9.
14. L. Bruce, B. L. Crawford Jr. et al. J. Phys. Col. Chem., 1950, 54, 6.
15. В. Н. Вилюпов, А. П. Руднев. ПМТФ, 1972, 6.
16. Б. В. Новожилов. ФГВ, 1967, 3, 1.

---

## ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ГОРЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ

*Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак*  
(Москва)

Конвективное движение газа над поверхностью горящего вещества возникает и поддерживается за счет химической реакции, сопровождающейся значительным выделением тепла и переходом вещества из конденсированного состояния в газ, и из-за действия силы тяжести. Отток горячих газов от очага горения приводит к формированию струйного течения (конвективной колонки), взаимодействующего с покоящимся окружающим газом [1—4]. В ряде случаев наблюдается образование вихревых структур [5—8]. Течение газа над очагом горения, в свою очередь, оказывает существенное влияние на процессы тепло- и массопередачи вблизи очага горения и тем самым на процесс горения. В последнее время интерес к газодинамике продуктов горения твердых и жидких веществ возрастает в связи с тем, что все большее внимание уделяется решению экологических проблем и, в частности, вопросов пожаробезопасности.

Трудности исследования перечисленных вопросов заключаются в сложности постановки задачи, что требует аккуратного выделения основных факторов, определяющих физическую картину явления. Сложна и исходная система нелинейных уравнений газовой динамики, в которую должны быть включены еще и нелинейные члены, описывающие зависимость скорости химической реакции от температуры и концентрации реагирующих веществ. Из-за этих трудностей число теоретических работ в области исследования газодинамики горения твердых веществ крайне мало; более того, различные упрощающие предположения зачастую делают теоретический анализ недостаточным. Обычно эти предположения приводят к тому, что взаимодействие газодинамических и химических факторов вообще не учитывается и рассматривается только какая-либо сторона процесса, например конвективная струя газа над источником тепла химической природы с заданными и неизменяющимися свойствами.

Ввиду перечисленных трудностей возникает необходимость применения численных методов исследования, которые позволяют на основе какой-либо простой, но вместе с тем достаточно общей модели горения получить эффективное решение задачи. Цель данной работы — учесть взаимодействие очага горения и поля течения над ним. Предложена модель горения с сосредоточенным на поверхности твердого горючего вещества слоем, в котором протекают химические реакции. Модель позволяет рассмотреть газодинамику горения твердых топлив, содержащих или не содержащих окислитель, формирование крупномасштабных конвективных течений при пожарах (лесных, степных или городских), а также может быть применена к описанию экзотермических каталитических реакций

на поверхности катализатора и процесса распространения волны реакции по поверхности твердых горючих материалов. Разработана методика численного решения полных нестационарных уравнений Павье — Стокса для сжимаемого газа с граничными условиями, учитывающими наличие химических реакций на поверхности горючего вещества. Приводятся данные расчета для случая, когда твердое вещество содержит окислитель (порох). Показано, что над горящей поверхностью образуется область интенсивного крупномасштабного вихревого движения газа, оказывающая существенное влияние на процесс горения. Анализируется роль различных факторов в формировании газодинамической картины течения.

### Модель горения.

#### Основные уравнения и граничные условия.

При горении многих твердых веществ и горючих материалов химическая реакция протекает чаще всего в узком приповерхностном слое с последующим догоранием уносимых от поверхности твердого топлива отдельных горящих фрагментов или промежуточных газообразных продуктов. Имея в виду достаточно общее и вместе с тем простое описание процесса горения, будем считать, что зона химической реакции из-за сильной зависимости скорости химической реакции от температуры сосредоточена в узкой области, примыкающей непосредственно к поверхности твердого топлива, и имеет пренебрежимо малую толщину. Такая модель применима, если характерный масштаб газодинамической структуры течения намного больше толщины зоны, в которой протекают основные химические реакции.

Двумерные движения газа над поверхностью твердого вещества в присутствии силы тяжести (рассматриваются движения больших масштабов) описываются следующими уравнениями:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left[ \frac{4\partial}{3\partial x} \eta \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \eta \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \eta \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \eta \frac{\partial v}{\partial x} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \eta \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial y} \eta \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \eta \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \eta \frac{\partial u}{\partial y} \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} = -\rho \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{p}{c_v \rho} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{1}{c_v \rho} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right], \quad (4)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \rho D \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \rho D \frac{\partial c}{\partial y} \right], \quad (5)$$

где  $t$  — время;  $x$  и  $y$  — декартовы координаты ( $x$  — вдоль плоской поверхности твердого вещества,  $y$  — перпендикулярно к ней);  $u$  и  $v$  — проекции вектора скорости на оси  $x$  и  $y$  соответственно;  $\rho$ ,  $p$ ,  $T$  — плотность, давление и температура газа соответственно;  $c$  — концентрация окислителя в газе;  $g$  — ускорение свободного падения;  $\eta$ ,  $\lambda$  и  $D$  — коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности и диффузии соответственно;  $c_v$  — теплоемкость газа при постоянном объеме. Газ предполагается идеальным, подчиняющимся уравнению состояния

$$p = R_0 \rho T [c/\mu_c + (1-c)/\mu_0], \quad (6)$$

где  $R_0$  — газовая постоянная;  $\mu_c$  и  $\mu_0$  — молекулярные массы окислителя и инертной части газа соответственно.

Коэффициенты вязкости, теплопроводности, величина  $\rho D$  и теплоемкость газа далее полагаются постоянными. Изменением поверхности раздела фаз в процессе горения пренебрегается.

Граничные условия ставятся на оси симметрии ( $x = 0$ ), на бесконечности и на поверхности твердого вещества ( $y = 0$ ). Условия симметрии имеют вид

$$x = 0: u = 0, \partial v / \partial x = 0, \partial \rho / \partial x = 0, \partial T / \partial x = 0, \partial c / \partial x = 0. \quad (7)$$

На достаточно большом удалении от зоны горения газ находится в покое при постоянной температуре и концентрации окислителя:

$$x^2 + y^2 \rightarrow \infty: u = 0, v = 0, T = T_0, c = c_0,$$

а давление удовлетворяет уравнению гидростатики  $\partial p / \partial y = -\rho g$ . Граничные условия на поверхности твердого вещества должны учитывать наличие химической реакции на поверхности. Обозначим через  $\Phi$  массовую скорость образования газообразных продуктов реакции на единице поверхности твердого вещества. Тогда  $\Phi = \rho v$  при  $y = 0$ .

Тепловой баланс и баланс окислителя на поверхности  $y = 0$  описываются уравнениями

$$\begin{aligned} Q\Phi &= -\lambda \cdot \partial T / \partial y + c_p T \rho v, \\ -\beta\Phi &= -\rho D \cdot \partial c / \partial y + c \rho v, \end{aligned}$$

где  $Q$  — эффективный тепловой эффект химической реакции на единицу массы образующихся продуктов;  $c_p$  — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении;  $\beta$  — стехиометрический коэффициент. Процесс теплопроводности в конденсированном веществе не рассматривается.

Для скорости реакции предполагается аррениусовская зависимость от температуры

$$\Phi = k_0 b^{n_1} c^{n_2} \exp(-E/R_0 T), \quad (8)$$

где  $b$  — концентрация горючего на поверхности горения;  $k_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  и  $E$  — константы.

Введение феноменологической зависимости (8) заменяет детальный учет всей совокупности процессов химического превращения с учетом пористости материала, диспергирования и других факторов. Можно сказать, что формула (8) есть способ аппроксимации основной зависимости скорости химического превращения от температуры и концентрации реагентов.

Выгорание твердого вещества во времени описывается уравнением кинетики

$$\partial b / \partial t = -\alpha\Phi, \quad 0 \leq b \leq b_0,$$

где  $\alpha$  — стехиометрический коэффициент;  $b_0$  — начальная концентрация горючего. На поверхности твердого вещества используется также условие равенства нулю касательной компоненты скорости газа:  $u = 0$  при  $y = 0$ . В начальный момент времени реакция на поверхности инициируется заданием высокотемпературного очага вблизи поверхности твердого вещества. Затем прослеживается развитие процесса горения и движение продуктов горения во времени.

При переходе к безразмерным переменным следует учесть, что задача ставится в полубесконечном пространстве и характерный пространственный масштаб заранее неизвестен. Поэтому нужно следить лишь за движениями, меньшими некоторого достаточно большого масштаба  $L_0$ , который и выбирается в качестве характерного пространственного масштаба. За масштаб скорости берется величина  $\sqrt{L_0 g}$  (тогда масштабом времени будет величина  $\sqrt{L_0 / g}$ ). В качестве характерных величин

плотности, температуры, концентрации горючего использовались соответствующие величины у поверхности вдали от очага горения ( $\rho_0$ ,  $T_0$ ,  $b_0$ ); за масштаб давления выбиралась величина  $R_0\rho_0T_0/\mu_0$ . Переход к соответствующим безразмерным переменным приводит к появлению в основной системе уравнений и граничных условий следующих безразмерных параметров:

$$M^2 = \mu_0 L_0 g / \gamma R_0 T_0, \quad Re = L_0 \sqrt{L_0 g} \rho_0 / \eta, \quad Pr = c_p \eta / \lambda, \quad Sh = \eta / \rho D,$$

$$\gamma = c_p / c_v, \quad \delta = (\mu_0 - \mu_c) / \mu_c,$$

$$T_* = Q / c_p T_0, \quad E_0 = E / R_0 T_0, \quad c_1 = \frac{k_0 b_0^{n_1} \exp(-E_0/T_*)}{\rho_0 \sqrt{\gamma R_0 T_0 / \mu_0}},$$

$$c_2 = \frac{k_0 b_0^{n_1-1} \exp(-E_0/T_*)}{\alpha} \sqrt{\frac{L_0}{g}}.$$

Для условий горения безразмерные параметры по порядку величины имеют следующие значения:  $Pr \sim 1$ ,  $Sh \sim 1$ ,  $\gamma \sim 1,4$ ,  $|\delta| < 0,3$ ,  $T_* \sim 3 \div 7$ ,  $E_0/T_* \gg 1$ ,  $c_1 < 0,03$ . Значения  $M$ ,  $Re$ ,  $c_2$  зависят от выбора  $L_0$ . Так, при рассмотрении явлений в атмосфере Земли с характерным размером 10 м (размер области, в которой происходит движение газа, вызванное химической реакцией в «подстилающем» слое) имеем  $M \sim 0,03$ ,  $Re \sim 5 \cdot 10^6$ ,  $c_2 \lesssim 1$ . При таких значениях  $Re$  движение носит турбулентный характер. В данной работе турбулентность учитывается выбором соответствующего турбулентного числа Рейнольдса.

#### Методика численного расчета

Для численного интегрирования уравнений (1)–(6) использовалась методика [9, 10], которая широко применяется для решения задач естественной конвекции. Ее особенность состоит в том, что при аппроксимации исходных уравнений вязкие и инерционные члены относятся к верхнему временному слою, а давление — к нижнему. Это позволяет, используя идею метода переменных направлений, построить стандартный вычислительный алгоритм, сводящийся к скалярным прогонам. Решение ищется в прямоугольной области  $0 \leq x \leq H$ ,  $0 \leq y \leq L$ , где  $H$  и  $L$  — числа порядка единицы. Для построения эффективного алгоритма численного счета вводилась неравномерная по обеим осям пространственная сетка так, чтобы обеспечить достаточное число узлов в области больших градиентов скорости и температуры. Граничные условия на оси симметрии (7) аппроксимировались по формуле второго порядка точности для пространственной производной.

На поверхности горючего при расчете  $u$ ,  $v$ ,  $T$ ,  $c$  использовались соответствующие граничные условия. Для плотности граничное условие на твердой поверхности отсутствует, поэтому плотность на границе определялась из уравнения неразрывности, записанного у поверхности  $y = 0$ . Для пространственных производных при этом использовались односторонние аппроксимации второго порядка точности.

Наиболее эффективным способом аппроксимации граничных условий при  $x = H$  и  $y = L$  оказалось использование условий вида  $\varphi_N = \varphi_{N-1}$  ( $N$  — номер последнего узла сетки) для  $u$ ,  $v$ ,  $T$ ,  $c$  с досчетом плотности из уравнения неразрывности на верхней границе ( $y = L$ ) и с условием  $\rho_N = \rho_{N-1}$  на боковой границе ( $x = H$ ). Такие граничные условия легко «пропускали» через границы любые градиенты, не внося существенных возмущений. Все приведенные ниже результаты получены именно с такими граничными условиями.

Начальные данные задавались в виде небольшого температурного очага в покоящемся газе у поверхности  $y = 0$  с характерными размера-

ми  $\Delta x$  и  $\Delta y$  вдоль координат  $x$  и  $y$  соответственно и с некоторой характерной температурой  $T_1$ . Этот алгоритм лег в основу программы, написанной на языке FORTRAN-IV для ЭВМ ЕС-1040. Для контроля за точностью расчетов постоянно проверялось выполнение балансных соотношений, соответствующих законам сохранения массы, энергии,  $x$ - и  $y$ -компонентов импульса, которые не являются следствием разностных уравнений. Расчеты проводились на сетке  $50 \times 40$ . Время расчета 100 слоев составляло 12 мпн. Более подробно метод численного интегрирования и описание методических экспериментов изложены в работе [11].

### Результаты расчетов. Обсуждения

Расчеты проводились для случая, когда окислитель находится в твердой фазе (порох). При этом уравнение диффузии (5) не рассматривалось. Значения исходных безразмерных параметров следующие:  $M^2 = 1/280$ ,  $Re = 500$ ,  $Pr = 1$ ,  $\gamma = 1,4$ ,  $T_* = 6$ ,  $E_0 = 40$ ,  $n_1 = 1$ ,  $n_2 = 0$ ,  $c_1 = 0,02$ ,  $c_2 = 0,1$ ,  $\delta = 0$ ,  $H = 1$ ,  $L = 1,5$ ,  $T_1 = 4,6$ ,  $\Delta y = 0,2$ ,  $\Delta x = 0,07$ .

Сначала ( $t \sim 0,1$ ) движение газа в целом носило ярко выраженный радиальный характер: горячий газ выносится вверх и вбок от очага горения, а все изотермы имеют бочкообразную форму. Тем не менее у самой поверхности перед фронтом горения имеется зона с небольшим возвратным течением. Далее общий характер движения остается радиальным, фронт химической реакции распространяется вдоль поверхности. За фронтом горения у поверхности температура близка к  $T_*$  ( $T \approx 6$ ). Вдоль поверхности перед фронтом горения у поверхности между изотермами  $T = 4$  и  $T = 1,1$ . Центр зарождающегося вихря находится примерно в точке  $x = 0,14$ ,  $y = 0,06$ . Затем вихревая область расширяется, при этом центр вихря движется вверх с постоянной скоростью  $V \approx 0,33$ . Фронт горения распространяется вдоль поверхности.

К моменту  $t = 0,9$  (см. рис. 1, на котором представлены поля скоростей и изотермы  $T = 1,1$  (1),  $T = 2$  (2),  $T = 3$  (3),  $T = 4$  (4)) вихрь становится настолько большим, что начинает существенно менять об-

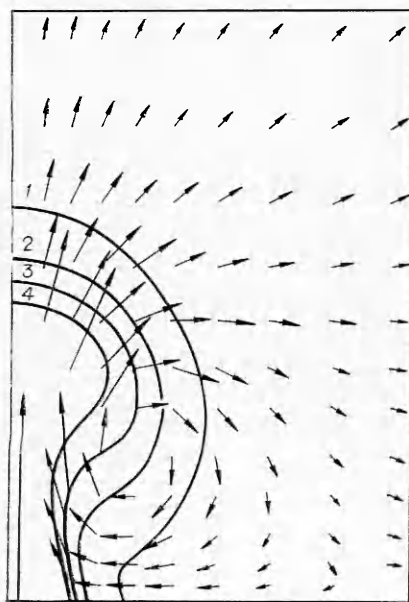


Рис. 1.

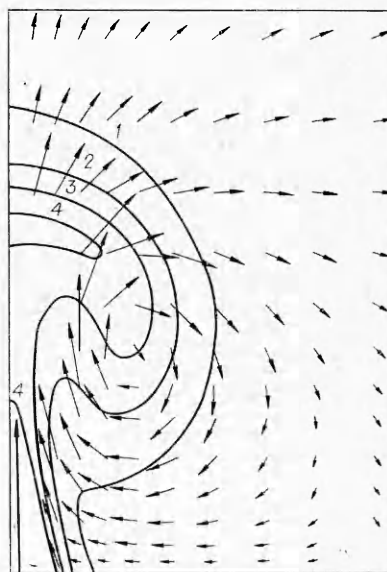


Рис. 2.

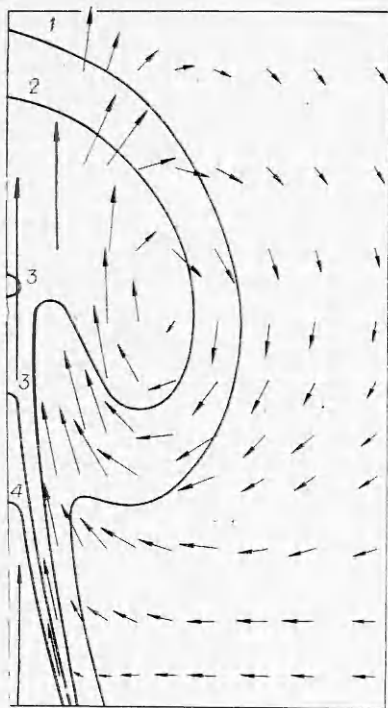


Рис. 3.

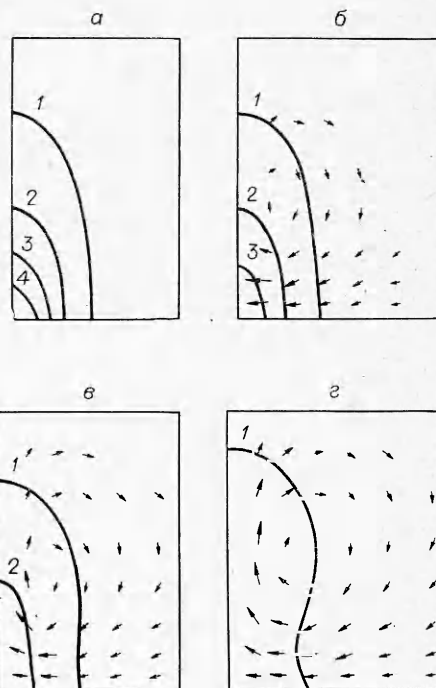


Рис. 4.

щее поле течения, искривлять изотермы. Вовлекаемый в очаг горения холодный воздух начинает «задувать» химическую реакцию. К этому моменту фронт горения останавливается. Газодинамическая картина напоминает всплытие зарождающейся струи [12, 13]. Постепенно вырисовывается верхняя часть горячей области — «шапка» и ее нижняя часть — «ножка». Изотермы приобретают грибовидную форму, наиболее ярко выраженную к моменту  $t = 1,5$  (рис. 2). Изотерма  $T = 4$  (см. рис. 2, 4) из-за сильного подсоса холодного газа в «шапку» разделяет область с горячим газом на две части. В ножке движение все больше напоминает движение в неизотермической струе [12—14]. Фронт горения не распространяется. Химическая реакция поддерживается за счет тепловыделения в очаге горения, но не может распространяться вдоль поверхности из-за встречного потока холодного воздуха.

На рис. 3 ( $t = 2, 3$ ) четко выделяются отдельно вихревая область («шапка») и струйное течение в нижней, примыкающей к твердой поверхности области. К этому моменту произошел и «разрыв» изотермы  $T = 3$ . Встречное движение у поверхности ослабло, и фронт горения начинает медленно распространяться вперед. Следует сказать, что начиная с момента  $t \approx 1,9$  качество счета стало ухудшаться. Балансы массы, энергии  $x$ - и  $y$ -компонентов импульса до этого момента выполнялись с точностью 0,8; 1; 8,5; 7%, а после него — с точностью 3,5; 2,2; 24; 12% соответственно. Из-за выхода области с большими градиентами на грубую сетку вдали от поверхности  $y = 0$  стали заметными пространственные биения.

С момента  $t = 2,3$  «шапка» начала «проходить» через верхнюю границу расчетной области; стал существенным вдув через боковую поверхность. Тем не менее расчеты продолжены до  $t = 3,1$  и могут рассматриваться как качественные. В этот момент уже полностью сформирована оттекающая от поверхности струя газа, а вихревая область проходит через границу расчетной области.



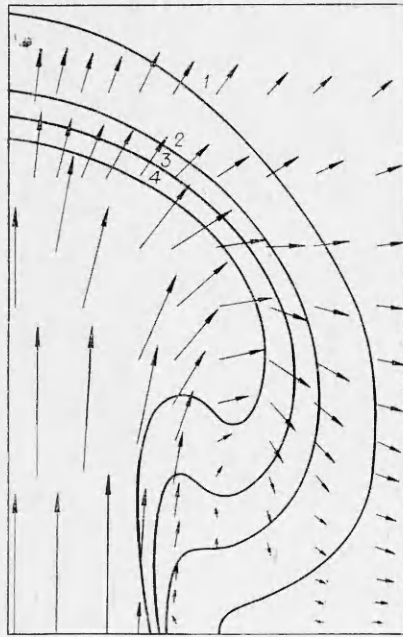


Рис. 5.

Для выяснения роли химической реакции проведен расчет с теми же параметрами, но с  $b = 0$ , т. е. с отсутствием горючего на поверхности. По существу рассматривалась задача об эволюции неподвижной в начальный момент времени горячей области (задача о всплытии термика). Результаты расчета представлены на рис. 4 ( $t = 0$  (а), 0,1 (б), 0,3 (в) и 0,9 (г)). Из-за отсутствия тепловыделения за счет химической реакции газ остывает. К моменту  $t = 0,3$  остались только две холодные изотермы, в момент  $t = 0,9$  температура газа не превышает 1,7. Если сравнить картины движения газа в момент  $t = 0,1$  с горючим и без него, то видно, что при  $b \neq 0$  область встречного движения очень мала, т. е. вдув от химической реакции «гасит» встречное движение. При  $b = 0$  это встречное (вихревое) движение существенно выражено.

Проиллюстрируем влияние силы тяжести на газодинамическую картину явления. На рис. 5 ( $t = 2,3$ ) приведены результаты расчетов с «выключенной» силой тяжести. В этом случае отсутствует всплытие горячего газа вверх. Вдали от зоны химической реакции газ растекается по всем направлениям примерно одинаково; изотермы постепенно принимают круговую форму за исключением области вблизи фронта горения у поверхности раздела фаз. Только в момент  $t = 0,3$  поле течения напоминает соответствующую картину при наличии силы тяжести. Далее отличие становится все значительнее. При  $g = 0$  происходит почти самоподобное расширение области течения по обоим направлениям, наблюдается распространение волны горения со значительной скоростью, так как встречное движение холодного газа отсутствует. В отличие от случая  $g \neq 0$  здесь область вихревого движения отсутствует, т. е. можно сделать вывод о решающей роли силы тяжести в образовании вихревого движения газа.

При расчетах с  $Re = 2000$  можно проследить те же закономерности вихреобразования, что и в случае  $Re = 500$ , но соответствующие стадии вихреобразования начинаются раньше и характеризуются меньшими пространственными масштабами (см. [11]). Фронт, разделяющий область холодного и горячего газа, существенно уже; в силу этого вихревое движение легко искривляет этот фронт, образуя горячие «клубы». При  $Re = 2000$  пространственные биения становятся заметными уже при  $t = 1, 2$ , т. е. при выходе более узкого (по сравнению с основным вариантом) фронта горячего газа на грубую пространственную сетку. Поэтому расчет при  $Re = 2000$  проведен лишь до момента  $t = 1, 5$ .

Проведенные расчеты позволяют сделать вывод о том, что газодинамическая картина течения над горячей поверхностью, формируемая в результате действия химических источников тепла и силы тяжести, характеризуется образованием вихревых структур, которые оказывают влияние на процесс распространения горения вдоль плоской поверхности твердого или конденсированного вещества. Кроме того, расчеты имеют методическую ценность, иллюстрируя возможности численных методов решения подобного рода задач. Следует отметить, однако, что при параметрах, характерных для данной задачи, расчет одного варианта тре-

бует значительных затрат машинного времени (для варианта с  $Re = 2000$  оно составило 15 ч), что говорит о необходимости совершенствования методов расчета подобного рода задач. В работе [15], проводимой в тесной связи с данной работой, удалось увеличить скорость счета задач с параметрами, близкими к параметрам рассмотренной выше задачи.

Авторы выражают глубокую благодарность В. Б. Либровичу и Л. А. Чудову за постоянное внимание к работе и ценные советы.

*Поступила в редакцию  
18/VII 1979*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K. Davis, G. Byram, W. Krumm. Forest Fire: Control and Use. New York — Toronto — London, McGraw — Hill, 1959.
2. M. P. Murgai, H. W. Emmons. J. Fluid Mechanics, 1960, 8, 4.
3. V. R. Morton. 11-th Symp. (Internat.) on Combust. Combustion Institute, 1965.
4. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. Аэродинамика среды при больших пожарах. Линейный пожар. Препринт ИХФ АН СССР. Черноголовка, 1977.
5. Возникновение лесных пожаров. М., Наука, 1964.
6. Э. Н. Валендик. Ветер и лесной пожар. М., Наука, 1968.
7. Ю. А. Гостинцев, С. С. Новиков, Л. А. Суханов. ФГВ, 1975, 11, 3.
8. М. В. Алексеев, А. Э. Аверсон, С. А. Абруков. Экспериментальное изучение процесса распространения пламени по поверхности твердых топлив. Чебоксары, ЧГУ, 1977.
9. В. И. Полежаев. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, 2.
10. В. И. Полежаев.— В сб.: Некоторые применения метода сеток в газовой динамике. Вып. IV. М., Изд-во МГУ, 1971.
11. Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак. Расчет конвективного движения газа над поверхностью горящего вещества. Препринт № 125 ИПМ АН СССР, 1979.
12. J. S. Turner. Annuals Review of Fluid Mechanics, 1969, 1, 29.
13. Дж. Тернер. Эффекты плавучести в жидкостях. М., Мир, 1977.
14. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., Наука, 1965.
15. Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак. Разностная схема для численного исследования нестационарных двумерных движений сжимаемого газа. Препринт № 113 ИПМ АН СССР, 1978.

### СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНЫ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ В ГАЗООБРАЗНОМ ОКИСЛИТЕЛЕ С ДОБАВКОЙ ИНЕРТНОГО ГАЗА

*А. Д. Лебедев, А. С. Соколов*

*(Ленинград)*

В последнее время значительно возрос интерес к теоретическому анализу процессов горения прессованных порошков в газообразном окислителе. В работе [1] подробно исследовано влияние теплофизических и фильтрационных характеристик на структуру фронта и скорость распространения волны горения в неограниченной пористой среде. Некоторые выводы о характере влияния инертной составляющей газа на закономерности горения приведены в [2]. В настоящей работе изучена зависимость скорости распространения фронта пламени в газообразном окислителе с инертной добавкой от определяющих параметров пористой среды.