

размера (0,05—0,5 мкм) и длины волны (0,5—10 мкм). Качественные зависимости $k_{s\lambda}^n$ и $k_{s\lambda}$ от $\delta_{ок}$ и λ получились такие же, как и для частицы MgO (см. рис. 1); есть и количественное совпадение (по порядку величины) результатов вычислений $k_{s\lambda}^n$ и $k_{s\lambda}$ при $\lambda \lesssim 4$ мкм для частиц Al_2O_3 и MgO, но только лишь для данных из работ [5] и [9]. Значения коэффициентов $k_{s\lambda}^n$ и $k_{s\lambda}$, вычисленные по данным [10], на 2—3 порядка больше.

С целью проверки чувствительности результатов расчета скоростей пламени в газозвеси к принимаемым значениям коэффициентов $k_{s\lambda}^n$ и $k_{s\lambda}$ описанный выше численный эксперимент был повторен, но с использованием значений $k_{s\lambda}^n$ и $k_{s\lambda}$, вычисленных не для MgO, а для Al_2O_3 , по данным работы [10]. Оказалось, что единственным следствием указанного изменения в расчете является увеличение плотности радиационного потока лишь в области $q_R > 0$ (на 1—2 порядка). Но оно снова никак не сказалось на значениях скорости пламени.

Для выяснения роли теплообмена излучением в пламени газозвеси частиц алюминия и капель воды по опытным данным для оптических констант алюминия [7, 11, 12] вычислены зависимости коэффициентов $k_{s\lambda}^n$ и $k_{s\lambda}^p$ от δ_m и λ и индикатрисы рассеяния. По всем данным получились почти те же результаты, что и для магния, т. е. для $\delta_m > 1$ мкм и $\lambda = 0,5 \div 4$ мкм можно принять $k_{s\lambda}^n \approx 0,1$, $k_{s\lambda}^p \approx 2$ и «рассеяние вперед». Если еще учесть, что температуры продуктов сгорания взвесей частиц алюминия и магния мало отличаются, а ширина пламени определяется в основном временем испарения капель воды, можно сделать следующий вывод. Теплообмен излучением в пламени газозвеси частиц алюминия и капель воды не влияет на скорость его распространения; распространяется пламя благодаря кондуктивному механизму теплопередачи, и, следовательно, его скорости по порядку величины должны быть такие же, как и для газозвеси частиц магния.

Поступила в редакцию
17/II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. ФГВ, 1973, 9, 5.
2. Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. ФГВ, 1976, 12, 5.
3. Е. И. Гусаченко, Л. Н. Стесик и др. ФГВ, 1974, 10, 4; 1974, 10, 5.
4. В. П. Грачуха, А. М. Степанов, А. А. Хватцев. ФГВ, 1976, 12, 4.
5. G. N. Plass. Appl. Optics, 1964, 3, 7.
6. A. P. Lenham, D. M. Treherne. J. Optic Society of America, 1966, 56, 752.
7. М. Н. Оцисик. Сложный теплообмен. М., Мир, 1976.
8. Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. ФГВ, 1979, 15, 2.
9. G. N. Plass. Appl. Optics, 1965, 4, 1616.
10. Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко, В. В. Гаманович. ЖПС, 1977, 25, 3.
11. Г. П. Мотулевич, А. И. Головашкин, А. А. Шубин. ЖЭТФ, 1960, 38, 51.
12. И. Н. Шкляревский, Р. Г. Яровая. Оптика и спектроскопия, 1964, 16, 85.

О ГИДРОДИНАМИКЕ И ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ПЛОСКОЙ ЩЕЛИ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА

В. Н. Виллюнов, П. В. Кузьминых, Э. Р. Шрагер

(Томск)

В [1, 5] процесс зажигания конденсированного вещества рассматривался, как зажигание в точке или учитывался процесс распространения пламени в направлении одной пространственной координаты. В данной

работе предпринята попытка выяснить закономерности распространения пламени для плоского случая. Задача о зажигании поверхности при обдувании ее горячими газами ставится с учетом двумерности течения в щелевой полости. Результаты численных расчетов позволяют проследить закономерности распространения пламени и особенности течения в полости щели.

Рассматривается задача о воспламенении поверхности конденсированного вещества в полости плоской щели, обдуваемой потоком горячих газов, поступающих в щель от дополнительного устройства через отверстие на ее поверхности, $x = 0$, $0 \leq y \leq y_0$, $0 \leq z \leq z_0$.

Часть полости плоской щели

$$\begin{aligned} z = z_0, & \quad y_0 \leq y \leq y_1, & \quad 0 \leq x \leq x_1, \\ 0 \leq z \leq z_0, & \quad y_0 \leq y \leq y_1, & \quad x = 0, \\ 0 \leq z \leq z_0, & \quad y = y_1, & \quad 0 \leq x \leq x_1 \end{aligned}$$

является горючим конденсированным веществом, остальная поверхность негорюча (покрыта теплоизолированным материалом).

Газы, поступающие от инициирующего устройства и воспламенившейся части поверхности, истекают через открытую часть щели при $x = x_1$. Для случая двух пространственных переменных x и y уравнения описывающие течение газа в щелевой полости, запишутся в виде

$$\begin{aligned} \partial \rho z_0 / \partial t + \partial \rho u z_0 / \partial x + \partial \rho v z_0 / \partial y &= m, \\ \partial \rho u z_0 / \partial t + \partial \rho u^2 z_0 / \partial x + z_0 \partial p / \partial x + \partial \rho u v z_0 / \partial y &= 0, \\ \partial \rho v z_0 / \partial t + \partial \rho u v z_0 / \partial x + z_0 \partial p / \partial y + \partial \rho v^2 z_0 / \partial y &= 0, \\ \partial \rho E z_0 / \partial t + \partial [(\rho E + p) u z_0] / \partial x + \partial [(\rho E + p) v z_0] / \partial y &= Qm - q, \\ p / \rho &= RT. \end{aligned}$$

В правую часть уравнения неразрывности введен массоприход за счет горения конденсированного вещества $m = \rho_0 v_0 e(t - t_3)$. Здесь t — время, ρ , u , v , E , p , T — плотность, компоненты скорости, энергия, давление и температура газового потока; R — газовая постоянная; Q — тепловой эффект реакций; $q = \alpha(T - T_s)e(t - t_3)$ — тепловые потери в период прогрева массы конденсированного вещества; α — коэффициент теплоотдачи; T и T_s — соответственно температура газа и поверхности конденсированного вещества; $\rho_0 v_0$ — массовая скорость горения; $e(t - t_3)$ — функция единичного скачка, включающая приход массы после воспламенения элемента поверхности. Скорость горения определяется выражением

$$v_0 = a_1 p^{n_1} K_0,$$

где K_0 — коэффициент эрозии, определяемый по [2].

Для нахождения времени зажигания t_3 , как функции координат x и y , к системе газодинамических уравнений присоединяется уравнение зажигания. Учитывая, что градиент температуры в глубине конденсированного вещества обычно существенно превосходит градиент по координатным осям, уравнение зажигания записывается в виде

$$\partial T_1 / \partial t = \kappa \partial^2 T / \partial z^2 + Q z_1 / c \cdot \exp(-E_1 / R_0 T_1).$$

Здесь κ , c — температуропроводность и теплоемкость; E_1 — энергия активации; R_0 — универсальная газовая постоянная. Условием зажигания служит момент резкого (экспоненциального) роста температуры поверхности.

Начальные и граничные условия задачи:

$$u(x, y, 0) = v(x, y, 0) = 0, \quad T(x, y, 0) = T_1(x, y, z, 0) = T_n, \quad p(x, y, 0) = p_n.$$

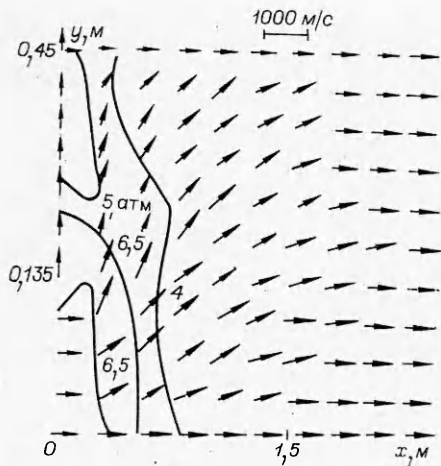


Рис. 1.

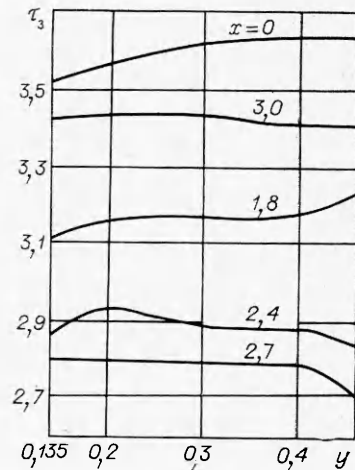


Рис. 2.

На поверхности щели, где она теплоизолирована либо еще не воспламенилась, ставится условие непротекания, т. е. равенство нулю нормальной составляющей к поверхности вектора скорости ($N=0$). В силу малости толщины пограничного слоя на поверхности горения считается заданным газоприход, нормальная составляющая скорости к поверхности оттока $N=\rho_0 v_0/\rho$. В качестве второго граничного условия принимается равенство температуры торможения газового потока T_0 и температуры горения конденсированного вещества. На поверхности вдува газов от инициирующего устройства задана горизонтальная составляющая вектора скорости

$$u(0, y, t) = m_1/\rho, \quad 0 \leq y \leq y_1.$$

Распределение давления $p(t, y)$ в плоскости $x = x_1$, определяющего режим истечения, также задано.

Уравнение теплопроводности решается с двумя традиционными условиями:

на поверхности конденсированного вещества ($z = z_0$)

$$-\lambda \partial T_1 / \partial z = \alpha (T - T_s) e(t - t_s),$$

при $z \rightarrow \infty$

$$-\lambda \partial T_1 / \partial z = 0.$$

Коэффициент конвективной теплоотдачи выбран в виде [3]

$$\alpha = 0,0296 \lambda / (x_1^{0,8} x^{0,2}) \cdot \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} (T/T_n)^{0,18}.$$

Для интегрирования системы газодинамических уравнений на ЭВМ использовалась схема Лакса — Вендроффа второго порядка [4] с введением искусственной вязкости по Ноху, для интегрирования уравнения теплопроводности — неявная схема Лаасонена [4].

Ниже приведены некоторые результаты расчета для плоской щели с размерами $x_1 = 3$ м, $y_1 = 0,45$ м, $z_0 = 0,02$ м, $y_0 = 0,135$ м. Выбраны прямоугольная сетка по 20 узлов в направлении координат x и y для газодинамической задачи и 100 узлов — в глубь конденсированного вещества для уравнения зажигания.

На рис. 1 приведено распределение вектора скорости и изобары в момент времени $\tau = 1$ (масштаб по времени равен 0,005 с). Горячие газы, поступающие от инициирующего устройства в область плоской щели со скоростью 150 м/с, растекаются по щели, заполняя все ее простран-

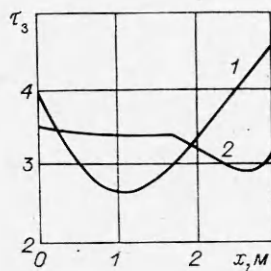


Рис. 3.

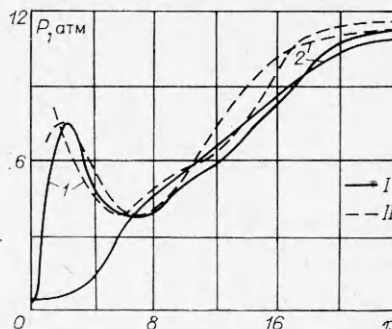


Рис. 4.

ство. До $x = 1,5$ м наблюдается явная неоднородность потока газа, затем течение приближается к одномерному. Полученная картина находится в удовлетворительном качественном соответствии с опытными данными по распространению струи в затопленном пространстве. Область повышенного давления расположена вблизи поверхности вдува. Здесь следует отметить, что давление на поверхности $x = 0$ существенно неоднородно.

Первое появление пламени (рис. 2) наблюдается при $\tau = 2,7$ в сечении $x = 2,7$ м вверху щелевой части полости, затем пламя распространяется по поверхности. До $x = 1,8$ м раньше зажигается начало поверхности (по y) и в дальнейшем пламя распространяется в сторону увеличения координаты, а в области $x > 1,8$ м картина распространения пламени меняется на обратную, что находится в соответствии с газодинамическим полем течения.

На рис. 3 приведено сравнение результатов расчета времени зажигания, полученных при одномерном подходе [5], и среднего по сечению времени зажигания в двумерной постановке газодинамической задачи (кривая 2). На рис. 4, I можно проследить характер изменения давления в двух характерных точках $x = 0, y = 0$ (кривая I) и $x = x_1, y = 0$ (кривая 2). Резкий рост давления в начальный момент времени на кривой I объясняется сильным поджатием горячими газами от инициирующего устройства холодного газа. Сравнение зависимости давление — время, полученной по одномерному подходу (кривая I) и среднего по сечению $x = \text{const}$ при двумерном расчете, приведено на рис. 4, II.

Поступила в редакцию
18/IX 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Райзберг, Б. Т. Ерохин, К. П. Самсонов. Основы теории рабочих процессов в ракетных системах на твердом топливе. М., Машиностроение, 1972.
2. В. Н. Виллюнов. Докл. АН СССР, 1960, 136, 2.
3. В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. Теплопередача. М., Энергия, 1975.
4. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М., Мир, 1972.
5. В. Н. Виллюнов, В. М. Ушаков, Э. Р. Шратер. ФГВ, 1970, 6, 6.