

**ПЕРЕХОД В ДЕТОНАЦИЮ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ
АЭРОВЗВЕСИ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА
ЧЕРЕЗ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ УСТАНОВЛЕНИЕ
НЕПОЛНЫХ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ**

В [1—4] численно изучалось нестационарное горение аэровзвеси унитарного топлива в закрытой с одного конца полубесконечной трубе и переход такого горения в детонацию. Найденное решение системы нестационарных уравнений асимптотически при больших временах в своей головной зоне оказывалось приближенно стационарным и соответствовало по основным параметрам режиму нормальной детонации Чепмена — Жуге. В работах [5—8], посвященных исследованию установления детонации в нестационарной одномерной задаче для кислородоводородной смеси с мелкодисперсным наполнителем, не только установлено, что головная зона нестационарного решения переходит с течением времени в стационарную волну нормальной детонации, но и численно при разных скоростях волны D решена система стационарных уравнений и методом «пристрелки» определена скорость нормальной детонации $D_{ч.-ж.}$. При $D < D_{ч.-ж.}$ наблюдался «останов вычислительной машины» [5], и решение существовало только в ограниченной области по x . При скорости $D > D_{ч.-ж.}$, «останов» не наблюдался. Хотя в [5, 6] обсуждались решения с «остановом», существующие при $D < D_{ч.-ж.}$, однако их роль при установлении режима нормальной детонации не выяснена.

Решения исследуемой ниже стационарной системы уравнений аэровзвеси унитарного топлива, соответствующей нестационарной системе в [1—4], при $D \geq D_{ч.-ж.}$, занимающие всю полубесконечную область $-\infty < x \leq 0$, назовем полными стационарными решениями; решения при $D < D_{ч.-ж.}$, оканчивающиеся при некоторых $x = -x_*$ (занимающие конечные области $-x_* < x \leq 0$), — неполными стационарными.

В настоящей работе на примере задачи [1—4] демонстрируется роль неполных стационарных решений при переходе нестационарного горения в детонацию. Показано, что этот переход осуществляется через последовательное прохождение головной зоной нестационарной волны неполных стационарных решений, соответствующих возрастающим скоростям распространения головной зоны, стремящимся к скорости нормальной детонации.

Постановка задачи. Исходная система нестационарных уравнений в безразмерной форме имеет вид [1—4]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_1 v_1)}{\partial x} - J, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_2 v_2)}{\partial x} = -J, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (nv_2)}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial (\rho_1 v_1)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_1 v_1^2)}{\partial x} + m_{10} \frac{\partial p}{\partial x} = -f + Jv_2, \\ \frac{\partial (\rho_2 v_2)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_2 v_2^2)}{\partial x} = f - Jv_2, \\ \frac{\partial (\rho_1 e_1)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_1 v_1 e_1)}{\partial x} + m_{10} p \frac{\partial v_1}{\partial x} = \frac{J}{2} (v_1 - v_2)^2 + f(v_1 - v_2) - q + J e_2, \\ \frac{\partial (\rho_2 e_2)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_2 v_2 e_2)}{\partial x} = q - J e_2, \end{aligned} \quad (1)$$

$$e_1 = c_V (T_1 - 1), \quad e_2 = c_2 (T_2 - 1) + Q^0, \quad m_{10} p = \rho_1 T_1.$$

Здесь ρ_1 и ρ_2 — плотности; v_1 и v_2 — скорости; e_1 и e_2 — удельные внутренние энергии; T_1 и T_2 — температуры газовой фазы и частиц соответ-

ственно; n — число частиц в единице объема аэровзвеси; p — давление газовой фазы; m_{20} и $m_{10} = 1 - m_{20}$ — массовые доли частиц и газа в начальной покоящейся аэровзвеси; c_v , c_2 — теплоемкости газа и частиц, Q^0 — удельная теплота сгорания вещества частиц. Эмпирические формулы для интенсивностей объемных передач массы J , импульса f и энергии q от газовой фазы к фазе частиц:

$$J = 3 (m_{20})^{1/3} \rho_2^{2/3} n^{1/3} p^{0.7} g(T_2),$$

$$f = 1,519 (m_{20})^{2/3} (1 + 0,183 \text{Re}^{1/2} + 0,0175 \text{Re}) \rho_2^{1/3} n^{2/3} (v_1 - v_2),$$

$$q = 5,333 (m_{20})^{2/3} (1 + 0,3 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}^{1/2}) \rho_2^{1/3} n^{2/3} (T_1 - T_2) (1 - g(T_2)),$$

$$\text{Re} = 2124 (m_{20})^{-1/3} (1 - m_{20})^{-1} \rho_1 |v_1 - v_2| \rho_2^{1/3} n^{-1/3},$$

$$\text{Pr} = 0,6615,$$

$$g(T_2) = 0 \text{ при } T_2 \leq 1, \quad g(T_2) = 1 \text{ при } T_2 \geq T_s,$$

$$g(T_2) = (T_2 - 1)/(T_s - 1) \text{ при } 1 < T_2 < T_s.$$

Значения основных безразмерных констант и принятых при обезразмеривании единиц основных гидродинамических величин:

$$c_v = 2,4842, \quad \gamma = c_p/c_v = 1,4026, \quad c_2 = 5,108,$$

$$Q^0 = 24,633, \quad T_s = 1,7326, \quad x_0 = 21,532 \text{ м}, \quad t_0 = 0,0769 \text{ с},$$

$$v_0 = 279,91 \text{ м/с}, \quad T_0 = 273 \text{ К}, \quad p_0 = 101,07 \text{ кПа},$$

$$m_{10}\rho_0 = 1,29 \text{ кг/м}^3.$$

В отличие от [1—4], где использовался ступенчатый механизм включения горения, здесь предполагается линейный механизм, описываемый функцией $g(T_2)$. Последний лучше соответствует экспериментальной кривой зависимости скорости горения от температуры частиц [9] и позволяет проводить устойчивый численный счет методом [3] с теми параметрами счета, при которых в случае ступенчатой функции включения горения расчеты необходимо проводить с использованием процедуры сглаживания.

Нестационарное горение аэровзвеси инициировалось поднятием температуры фазы частиц до температуры воспламенения T_s , на начальном участке трубы вблизи закрытого конца:

$$T_2(x, 0) = T_s \text{ при } 0 \leq x \leq x_1, \quad T_2(x, 0) = 1 \text{ при } x \geq x_2,$$

$$T_2(x, 0) = T_s + (T_s - 1)(x_1 - x)/(x_2 - x_1) \text{ при } x_1 < x < x_2,$$

где $x_1 = 0,04$ и $x_2 = 0,07$. Начальные данные для остальных гидродинамических величин аэровзвеси соответствовали покоящейся аэровзвеси:

$$\rho_1(x, 0) = m_{10}, \quad \rho_2(x, 0) = m_{20}, \quad n(x, 0) = 1,$$

$$v_1(x, 0) = 0, \quad v_2(x, 0) = 0, \quad T_1(x, 0) = 1.$$

При $x = 0$ выставлялись граничные условия для закрытого конца трубы. Расчеты в окончательном варианте проводились с шагом 0,002 по x и критерием Куранта 0,8.

Результаты расчетов. На рис. 1 приведено распределение давления в момент времени $t = 0,305$ для нестационарного решения в случае аэровзвеси с начальной массовой долей $m_{20} = 0,75$, диаметром частиц 100 мкм, давлением $p = 1$ атм. Видны передний ударный фронт, сравнительно узкая головная зона горения и простирающаяся за ней широкая область волны разрежения. На начальном участке трубы устанавливается постоянное давление.

На рис. 2 приведены распределения давления в случае полных и неполных решений стационарной системы гидродинамических уравнений, соответствующих нестационарной системе (1). Система стационарных

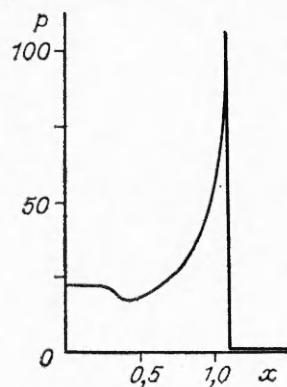


Рис. 1.

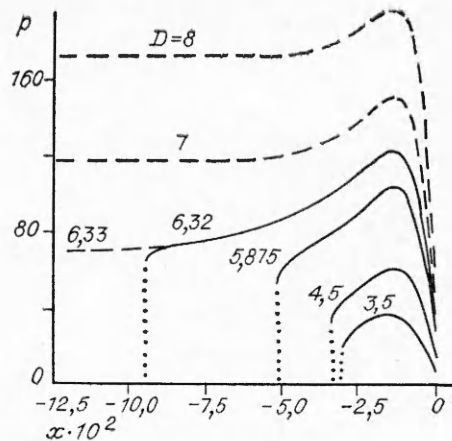


Рис. 2.

уравнений интегрировалась методом Рунге — Кутты четвертого порядка точности. На рис. 2 и далее координата x отсчитывается от переднего ударного фронта. Начальные условия при $x=0$ для газовой фазы определялись из формул, связывающих параметры фронта ударной волны со скоростью ее распространения D , а для фазы частиц — из условия непрерывности ее параметров при переходе через разрыв в газовой фазе; $D_{\text{ч.-ж}} = 6,33$. Длины неполных стационарных решений x_* равны 0,0954; 0,0513; 0,0336; 0,0300. Вертикальными пунктирными линиями здесь и далее указываются места окончания неполных стационарных решений. Следует особо отметить, что на левых границах неполных стационарных решений всегда выполняется условие Чепмена — Жуке равенства скорости газа локальной скорости звука $(v_1 - D)^2 = \gamma T_1$. При $D \rightarrow D_{\text{ч.-ж}}$ на левом конце полного стационарного это условие также удовлетворяется. Полные стационарные решения при $D > D_{\text{ч.-ж}}$ на левых концах асимптотически при $x \rightarrow -\infty$ выходят на состояния газа, не удовлетворяющие указанному условию Чепмена — Жуке. Отметим также, что неполные стационарные решения оканчиваются на состояниях не полностью выгоревшей аэровзвеси, в то время как в случае полных стационарных решений частицы на левом конце (при $x \rightarrow -\infty$) выгорают полностью.

На рис. 3, а, б в качестве примера проведено сравнение головной зоны нестационарного решения при $t = 0,305$ с неполным стационарным решением при скорости $D = 5,875$ (скорость D подбиралась из условия совпадения значений максимумов на кривых T_1). Сплошными и штриховыми линиями показаны кривые для нестационарного и стационарного

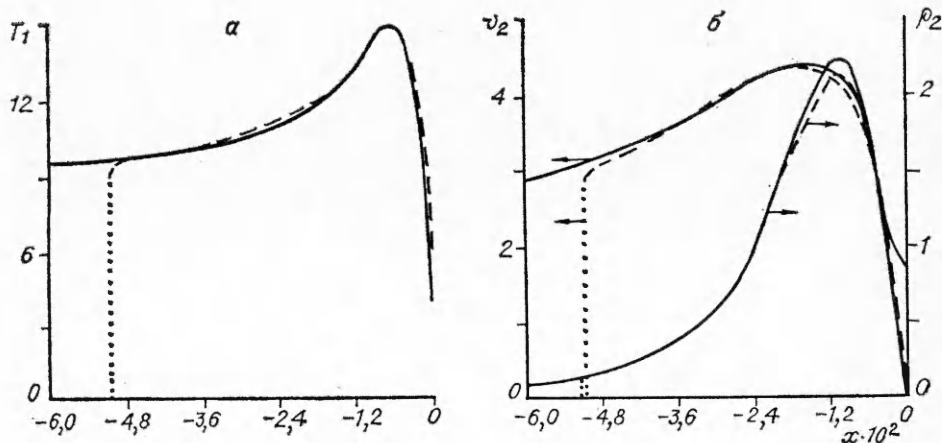


Рис. 3.

решений соответственно. Место окончания неполного стационарного решения $x = -0,0513$. Проиллюстрированные на рис. 3 результаты, а также результаты аналогичных сравнений для гидродинамических величин головной зоны взрыва для других моментов времени свидетельствуют о достаточно хорошем совпадении кривых. Сравнения проводились для следующих величин: скоростей v_1 и v_2 , давления p , температур T_1 и T_2 , плотностей ρ_1 и ρ_2 , плотности числа частиц n , диаметра частиц d , интенсивностей передач массы J , импульса f и энергии q . При $t = 0,45$ головная зона нестационарного решения с точностью до 5% соответствовала нормальному детонационному режиму, характеризуемому скоростью $D = D_{н-н} = 6,33$.

Таким образом, неполные стационарные решения характеризуют этапы асимптотического установления в головной зоне нестационарного решения режима нормальной детонации Чепмена — Жуге и заслуживают самостоятельного изучения.

В заключение автор выражает благодарность Р. И. Нигматулину и П. Б. Вайнштейну за постановку задачи и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн П. В., Нигматулин Р. И., Попов В. В. и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, 1, 22.
2. Вайнштейн П. В., Нигматулин Р. И., Попов В. В. ФГВ, 1980, 16, 5, 102.
3. Вайнштейн П. В., Нигматулин Р. И., Попов В. В. ЖВММФ, 1982, 22, 3, 742.
4. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.
5. Гладилин А. М. ФГВ, 1975, 11, 3, 480.
6. Гладилин А. М. Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, 3, 164.
7. Антонов Э. А., Гладилин А. М. Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, 5, 92.
8. Гладилин А. М. ФГВ, 1974, 10, 1, 110.
9. Беляев А. Ф. ЖФХ, 1940, 14, 8, 1009.

г. Москва

Поступила в редакцию 9/XI 1988

УДК 534.222.2

С. А. Ждан, А. М. Мардашев, В. В. Митрофанов

РАСЧЕТ ТЕЧЕНИЯ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В КОЛЬЦЕВОЙ КАМЕРЕ

Теоретические исследования режима детонационного сгорания топливной смеси, непрерывно поступающей в кольцевую камеру с заужением на выходе и без него [1, 2], проводились в предположении однородного, звукового в осевом направлении истечения продуктов детонации (ПД). Выходные параметры потока однозначно определялись геометрией камеры, термодинамическими и газодинамическими константами топливной смеси и не зависели от механизма ее сгорания. Детонационный характер превращения учитывался лишь при рассмотрении внутренней структуры течения в камере. Между тем важная термодинамическая особенность детонации по сравнению с обычным горением состоит в том, что при одинаковом тепловыделении обеспечивается меньший прирост энтропии. Поэтому большая часть химической энергии топлива может быть использована для совершения механической работы.

Благоприятные возможности для этого возникают при сжигании горючей смеси в кольцевой цилиндрической камере без заужения выходного сечения (рис. 1) посредством сильных поперечных детонационных волн (ДВ) [2—4]. Полезной в данном случае является работа расширения ПД, идущая на увеличение их кинетической энергии и импульса. Максимальное ускорение ПД получается при изоэнтальпическом расширении за