

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОЙ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В КОЛЬЦЕВОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ ПОТОКА

С. А. Ждан

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, zhdan@hydro.nsc.ru

В двумерной нестационарной постановке сформулирована математическая модель непрерывно вращающейся детонационной волны в натекающем сверхзвуковом потоке в кольцевой камере сгорания. Исследована динамика волны в камере в случае газовой водородокислородной смеси. Впервые численно показана возможность реализации при сверхзвуковой скорости потока на входе в диффузор непрерывной спиновой детонации, исследована структура поперечных детонационных волн и область их существования в зависимости от числа Маха потока.

Ключевые слова: непрерывная детонация, проточная камера сгорания, поперечные детонационные волны, структура течения, математическое моделирование.

### ВВЕДЕНИЕ

В качестве альтернативы традиционному сжиганию топлив в турбулентном пламени в настоящее время рассматривается способ их сжигания в непрерывно вращающихся детонационных волнах, берущий свое начало от работы [1]. Этот метод позволяет более интенсивно и стабильно проводить сжигание различных топлив в камерах меньших габаритов, определяемых характерным размером фронта детонационной волны [2, 3]. В работах [4–7] на примере ацетиленокислородной, ацетиленовоздушной и водородовоздушной смесей были экспериментально реализованы и исследованы непрерывные детонационные режимы в проточных камерах сгорания, когда окислитель подавался сплошным потоком через кольцевую щель с дозвуковой скоростью. Тем самым удалось расширить область применения принципа непрерывно вращающейся детонации и на камеры проточного типа. Теоретические исследования режима непрерывного детонационного сгорания топливной смеси для камер типа используемых в жидкостном ракетном двигателе (ЖРД) были проведены в [8–10]. До настоящего времени оставался открытым вопрос о возможности осуществления режима непрерывной спиновой детонации в кольцевых камерах сго-

рания при сверхзвуковых скоростях натекающего потока.

Цель данной работы — численно получить и исследовать процесс сжигания водородокислородной смеси в кольцевой камере сгорания в режиме непрерывно вращающейся волны детонации при сверхзвуковых скоростях натекающего потока.

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть сверхзвуковой поток (параметры газа на входе: число Маха потока  $M_0 > 1$ , давление  $p_0$ , температура  $T_0$ ), проходя через кольцевой цилиндрический диффузор длиной  $L_1$  и шириной кольцевого канала  $\delta$ , поступает в проточную камеру сгорания кольцевой ци-

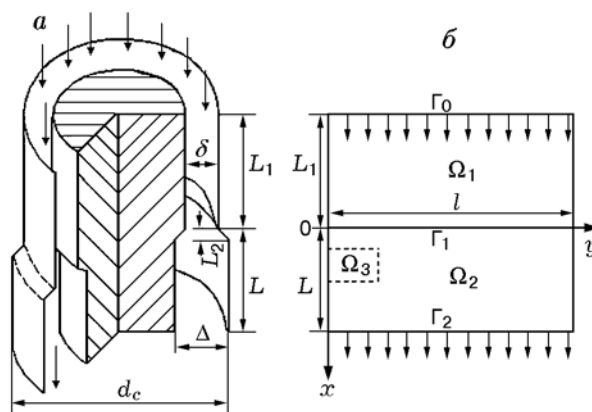


Рис. 1. Схема кольцевой камеры сгорания (а) и область численного решения задачи (б)

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-01-00174) и фонда Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-1886.2008.1).

линдрической геометрии (рис. 1, а, диаметр камеры  $d_c$ , длина  $L$ , ширина кольцевого канала  $\Delta$  ( $\Delta > \delta$ )), имеющую сопряжение длиной  $L_2$  на входе с линейным расширением кольцевого канала от  $\delta$  до  $\Delta$ . Рассмотрим в двумерном приближении задачу о детонационном сжигании водородокислородной смеси в пространстве камеры с границами  $\Gamma_1$  (вход в камеру сгорания) и  $\Gamma_2$  (открытый конец камеры, через который вытекают продукты сгорания). Поскольку  $\delta < \Delta \ll d_c$ , то можно, разрезав кольцевую область, развернуть ее в прямоугольную область  $\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2$ , которая представлена на рис. 1, б. Здесь  $\Omega_1 = (-L_1 < x < 0, 0 < y < l = \pi d_c)$ ,  $\Omega_2 = (0 < x < L, 0 < y < l)$ , граница  $\Gamma_0 = (x = -L_1, 0 < y < l)$  — вход в кольцевой диффузор,  $x, y$  — пространственные переменные ортогональной системы координат.

Пусть в некоторый момент времени после начала втекания сверхзвукового потока в части области решения  $\Omega_3$  мгновенно выделяется энергия, достаточная для инициирования детонации смеси в камере сгорания. В результате инициирования в области  $\Omega_2$  может распространяться нестационарная детонационная волна. Требуется определить ее динамику, структуру, а также условия выхода на самоподдерживающийся режим непрерывной спиновой детонации в зависимости от определяющих параметров задачи.

Течение смеси в области решения  $\Omega$  будем описывать системой уравнений нестационарной газовой динамики с химическими превращениями в квазидвумерном приближении, когда степень расширения канала  $S = S(x)$ :

$$\begin{aligned} \rho_t + S^{-1}(\rho u S)_x + (\rho v)_y &= 0, \\ (\rho u)_t + S^{-1}(\rho u^2 S)_x + (\rho uv)_y + p_x &= 0, \\ (\rho v)_t + S^{-1}(\rho uv S)_x + (\rho v^2)_y + p_y &= 0, \\ (\rho E)_t + S^{-1}[\rho u(E + p/\rho)S]_x + \\ &+ [\rho v(E + p/\rho)]_y = 0, \\ Y_t + uY_x + vY_y &= f_5, \\ \mu_t + u\mu_x + v\mu_y &= f_6. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $t$  — время;  $\rho$  — плотность;  $u, v$  — компоненты вектора скорости  $\mathbf{u}$ ;  $p$  — давление;  $E = U + (u^2 + v^2)/2$ ;  $U(T, \mu)$  — полная внутренняя энергия газа;  $T$  — температура;  $\mu$  — текущая молярная масса смеси;  $Y$  — доля периода

индукции химических реакций. Замыкание системы уравнений (1) для реагирующих водородокислородных смесей с переменным тепловыделением в зоне реакции по модели химической кинетики Ю. А. Николаева [11], согласованной со вторым началом термодинамики, подробно описано в [10].

Функциональная зависимость площади сечения канала с постоянным углом расширения на начальном участке камеры сгорания задавалась в виде

$$S(x) = \begin{cases} \delta l, & x < 0, \\ [\delta + (\Delta - \delta)x/L_2] l, & 0 < x < L_2, \\ \Delta l, & x \geq L_2. \end{cases} \quad (2)$$

**Граничные условия.** (а) На верхней границе  $\Gamma_0$  ( $x = -L_1; 0 \leq y \leq l$ ) задавались параметры невозмущенного сверхзвукового потока ( $M_0 > 1$ ):

$$\begin{aligned} p(-L_1, y, t) &= p_0, \quad u(-L_1, y, t) = M_0 c_0, \\ v &= 0, \quad \rho(-L_1, y, t) = \rho_0, \quad T(-L_1, y, t) = T_0. \end{aligned} \quad (3)$$

(б) На границе  $\Gamma_1$  ( $x = 0; 0 \leq y \leq l$ ), где имеет место переход из кольцевой щели диффузора в камеру сгорания, ставилось приближенное условие

$$Y = 1, \quad \mu = \mu_0, \quad (4)$$

обеспечивающее инертность газового потока в диффузоре ( $-L_1 \leq x \leq 0$ ), поскольку в экспериментах [2, 3] вдув топлива осуществлялся на входе в камеру сгорания.

(в) На выходе из камеры — граница  $\Gamma_2$  ( $x = L; 0 \leq y \leq l$ ) — при истечении струи продуктов сгорания в пространство с достаточно низким противодавлением происходит переход через скорость звука, поэтому вдоль всей границы  $\Gamma_2$  осевая составляющая вектора скорости  $u$  не меньше местной скорости звука  $c$ . Поэтому условие свободного истечения продуктов представимо в виде

$$u(L, y, t) \geq c(L, y, t). \quad (5)$$

(г) На левой и правой границах области  $\Omega$  ставилось условие периодичности решения. В силу периодичности (с периодом  $l$ ) течения по координате  $x$  любая газодинамическая функция  $F(x, y, t)$  удовлетворяет условию

$$F(x, 0, t) = F(x, l, t), \quad -L_1 \leq x \leq L. \quad (6)$$

**Начальные условия.** В области решения  $\Omega_1 = (-L_1 < x < 0, 0 < y < l)$  в качестве начальных данных ( $t = 0$ ) задавались постоянные параметры сверхзвукового потока:

$$p(x, y, 0) = p_0, \quad u(x, y, 0) = M_0 c_0,$$

$$v = 0, \quad \rho(x, y, 0) = \rho_0,$$

$$Y = 1, \quad \mu = \mu_0,$$

а в области  $\Omega_2 = (0 < x < L, 0 < y < l)$  — постоянные параметры

$$p(x, y, 0) = p_0, \quad u(x, y, 0) = 0,$$

$$v = 0, \quad \rho(x, y, 0) = \rho_0, \quad Y = 1, \mu = \mu_0.$$

Пусть в момент времени  $t = 0$  в части области решения  $\Omega_3 = (0 < x < x_* < L, 0 < y < y_* < l)$  произошел мгновенный энергоподвод с объемной плотностью энергии  $Q$ . Тогда в этой области скачком возрастут давление и температура газообразных продуктов сгорания. (Область  $\Omega_3$  моделирует область инициирования детонации.) При  $t > 0$  в результате распада произвольного разрыва по области  $\Omega_2 \cap \Omega_3$  будет распространяться нестационарная детонационная волна (ДВ) с энерговыделением за ее фронтом.

При заданных термодинамических свойствах газовой смеси, обезразмеривая, аналогично [10], в уравнениях и граничных условиях искомые функции, координаты и время  $p/p_0, \rho/\rho_0, T/T_0, \mu/\mu_0, u/u_0, v/u_0, x/l, y/l, t/t_0$  относительно параметров  $p_0, \rho_0, T_0, \mu_0, u_0 = \sqrt{p_0/\rho_0}, l, t_0 = l/u_0$ , получаем, что решение задачи о непрерывно вращающейся детонационной волне в натекающем сверхзвуковом потоке заданной смеси зависит от следующих определяющих параметров: невозмущенных параметров сверхзвукового потока (число Маха  $M_0$ , давление  $p_0$ , температура  $T_0$ ), отношения площади поперечных сечений кольцевых каналов диффузора и камеры сгорания  $\delta/\Delta$  и четырех масштабных размеров — длины диффузора  $L_1$ , общей длины камеры  $L$ , длины начального участка расширения камеры  $L_2$  и периметра  $l$ . Сформулированная задача с граничными условиями (3)–(6) решалась численно конечно-разностным методом Годунова — Колгана.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Численное исследование выполнено для стехиометрической водородокислородной газовой смеси ( $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ) при следующих значениях констант:  $T_0 = 300$  К,  $p_0 = 1.013 \cdot 10^5$  Па,  $\mu_0 = 12$  кг/кмоль,  $\rho_0 = p_0 \cdot \mu_0 / (RT_0)$ ,  $\gamma_0 = 1.4$ . Предварительные расчеты задачи о вращающейся детонационной волне проведены при следующих значениях геометрических параметров задачи:

$$\begin{aligned} L_1 = 20 \text{ см}, \quad L_2 = 0.5 \text{ см}, \\ L = 5.2 \text{ см}, \quad \delta/\Delta = 0.5, \end{aligned} \quad (7)$$

и числе Маха сверхзвукового потока  $M_0 = 1.5$ , которому соответствует исходный удельный расход смеси через камеру  $g_0 = (\delta/\Delta)\rho_0 c_0 M_0 = 197.2$  кг/(с · м<sup>2</sup>). При численном моделировании на стадии инициирования, аналогично [9], на боковых границах области интегрирования  $\Omega$  ( $-L_1 < x < L, y = 0, y = l$ ) ставилось граничное условие непротекания ( $v = 0$ ), которое при подходе инициирующей ДВ к боковой границе  $y = l$  заменялось условием периодичности решения (6). На рис. 2 приведена типичная динамика профилей давления инициирующей ДВ вдоль оси  $y$  на расстоянии  $x = 0.5$  см от входа в камеру сгорания (сплошные линии)

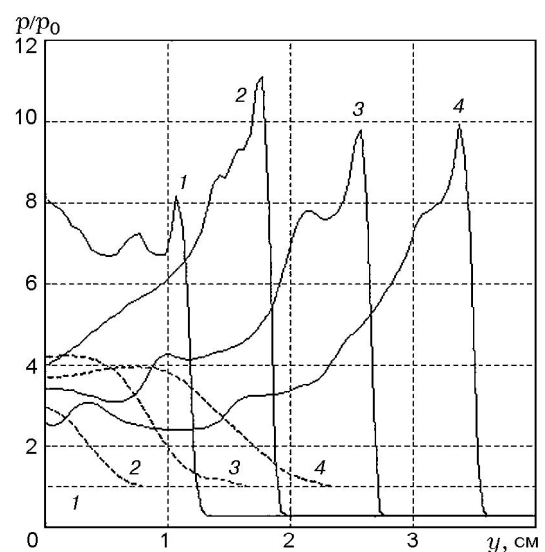


Рис. 2. Профили давления в камере (сплошные линии,  $x = 0.5$  см) и диффузоре (штриховые,  $x = -0.5$  см) в различные моменты времени прохождения инициирующей ДВ:

$t$ , мкс: 1 — 2.76, 2 — 5.85, 3 — 9.07, 4 — 12.45

при сверхкритическом энерговыделении ( $Q = 6 \text{ МДж/м}^3$ ) в области  $\Omega_3 = (1 < x < 2 \text{ см}, 0 < y < 1 \text{ см})$ .

Анализ результатов расчетов показал, что инициирующая ДВ, движущаяся поперек втекающего в камеру газового потока, порождает косую волну сжатия, входящую в диффузор и распространяющуюся навстречу сверхзвуковому потоку. Соответствующие профили давления вдоль оси  $y$  в диффузоре на фиксированном расстоянии 0.5 см от входа в камеру ( $x = -0.5 \text{ см}$ ) для четырех моментов времени  $t$  представлены на рис. 2 штриховыми линиями. Видно, что к моменту времени  $t = 5.85 \text{ мкс}$  давление в точке диффузора с координатами ( $x = -0.5 \text{ см}, y = 0$ ) увеличивается до 3 атм, а при  $t = 9.07 \text{ мкс}$  — до 4.2 атм.

### Периодическое решение

Для нахождения периодического решения с поперечной детонационной волной (ПДВ) имеем один свободный параметр — период задачи  $l$ . Зададим  $l = 5 \text{ см}$ . На рис. 3, *a* представлены расчетные зависимости текущего давления  $P(t) = p(0, 0, t)/p_0$  (сплошная линия) в точке с координатами ( $x = 0, y = 0$ ) и среднего за период давления на входе в камеру  $\langle P \rangle(t) =$

$$\frac{1}{lp_0} \int_0^l p(0, y, t) dy \quad (\text{штриховая линия})$$

от времени  $t$  в течение первых 0.3 мс от момента инициирования ПДВ. Видно, что давление в фиксированной точке пространства меняется немонотонно — пульсирует со временем. Первый пик давления ( $P_{\max,1} \approx 12$ ) соответствует моменту прихода ПДВ в эту точку первый раз, второй пик давления ( $P_{\max,2} \approx 13.5$ ) — второй раз и т. д. Причем на ранней стадии процесса (семь-восемь пульсаций) давление совершает нерегулярные колебания с различной амплитудой, а затем переходит на почти периодические (с периодом  $\Delta t \approx 20.6 \text{ мкс}$ ) колебания с максимальной амплитудой  $P_{\max} \approx 16$ , минимальной амплитудой  $P_{\min} \approx 1.1$  и отношением амплитуд  $P_{\max}/P_{\min} \approx 14.5$ . Об этом свидетельствует выход среднего давления  $\langle P \rangle(t)$  при  $t > 0.2 \text{ мс}$  на почти постоянное значение  $\langle P \rangle(t) \approx 2.85$ . Находим среднюю за период скорость ПДВ  $\langle D \rangle = l/\Delta t = 2.43 \pm 0.02 \text{ км/с}$  и отношение  $\langle D \rangle/D_0 = 0.85$ . Здесь  $D_0 = 2.84 \text{ км/с}$  — скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  [12].

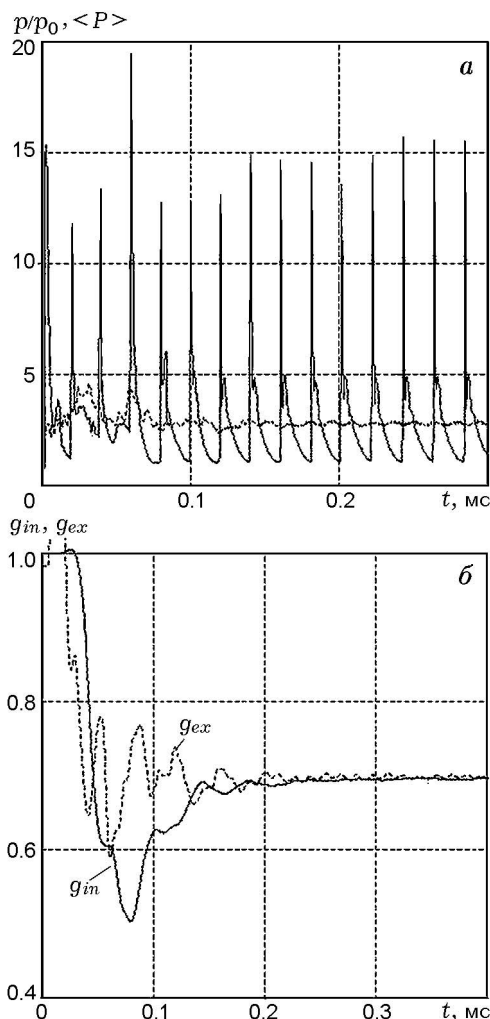


Рис. 3. Зависимости текущего (сплошная линия) и среднего за период (штриховая линия) давлений (*a*) в точке ( $x = 0; y = 0$ ) и относительных расходов (*б*) от времени при  $M_0 = 1.5$  и  $l = 5 \text{ см}$

Для контроля выхода решения на непрерывный спиновый детонационный режим в каждый момент времени вычислялись средние за период  $l$  значения удельных расходов в двух контрольных сечениях: в диффузоре на расстоянии 1 см перед входом в камеру  $\langle G_{in} \rangle$  и на выходе из камеры  $\langle G_{ex} \rangle$ , определяемые из соотношений:

$$\langle G_{in} \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l \rho(-1, y, t) u(-1, y, t) dy, \quad (8)$$

$$\langle G_{ex} \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l \rho(L, y, t) u(L, y, t) dy.$$

Вместе с расходами вычислялась также удельная тяга  $\langle J \rangle$  на выходе из камеры:

$$\langle J \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l \frac{[p(L, y, t) + \rho(L, y, t)u^2(L, y, t) - p_0]dy}{\langle G_{ex} \rangle} - c_0 M_0. \quad (9)$$

На рис. 3,б приведена динамика относительных расходов:  $g_{in} = (\delta/\Delta)\langle G_{in} \rangle/g_0$  (сплошная линия),  $g_{ex} = \langle G_{ex} \rangle/g_0$  (штриховая). Весьма интересно ведет себя относительный расход  $g_{in}$  в диффузоре. Вначале (до момента времени  $t = 0.03$  мс), пока в точке диффузора с координатой  $x = -1$  см движется сверхзвуковой поток с  $M_0 = 1.5$ , расход равен  $g_{in} = 1$ . Распространяющаяся по камере ПДВ (см. рис. 2) формирует косую ударную волну (УВ), движущуюся навстречу сверхзвуковому потоку. В результате при  $t > 0.03$  мс относительный расход  $g_{in}$  начинает монотонно убывать, достигая абсолютного минимума  $g_{in} \approx 0.51$  при  $t = 0.08$  мс. Затем он возрастает и при  $t > 0.25$  мс асимптотически выходит на почти постоянное значение  $g_{in} \approx 0.7$ . Относительный расход на выходе из камеры  $g_{ex}$  после серии колебаний с уменьшающейся амплитудой также асимптотически выходит при  $t > 0.25$  мс на почти постоянное значение  $g_{ex} \approx 0.7$ . Время  $t \approx 0.25$  мс для данного варианта расчета можно считать временем выхода на периодический режим непрерывной спиновой детонации с удельным расходом  $\langle G \rangle = 0.7g_0$ . То есть при формировании волны непрерывной спиновой детонации наблюдается уменьшение расхода газа, втекающего в камеру сгорания, поскольку вверх по сверхзвуковому потоку распространяется УВ с давлением за ее фронтом  $\langle p_{sw} \rangle/p_0 = 3.7$ . Подставляя давление  $\langle p_{sw} \rangle$  в известное соотношение на ударном фронте [13]

$$M^2 = 1 + 0.5(\gamma_0 + 1)(\langle p_{sw} \rangle/p_0 - 1)/\gamma_0, \quad (10)$$

находим число Маха потока относительно фронта УВ:  $M = 1.82 > M_0$ . Эта встречная УВ переводит в диффузоре исходный сверхзвуковой поток с  $M_0 = 1.5$  в дозвуковой с удельным расходом  $\langle G \rangle \approx 0.7g_0$ . Варьированием параметра  $l$  в периодической задаче (1)–(6) при фиксированных геометрических значениях (7) и числе Маха потока  $M_0 = 1.5$  рассчитан, аналогично [9], «минимальный» период  $l_{\min}$ , который находится в диапазоне  $3.5 < l_{\min} < 4$  см.

### Структура поперечной детонационной волны

Рассмотрим структуру установившегося газодинамического течения при распространении ПДВ в проточной камере сгорания. На рис. 4 представлена двумерная структура течения при  $l = 5$  см и  $L/l = 1.04$  в момент времени  $t = 0.5$  мс. Верхняя часть рисунка (при  $x < 0$ ) относится к течению в диффузоре, нижняя ( $x > 0$ ) — в канале камеры сгорания. Волна движется слева направо со скоростью ПДВ  $D = 2.43$  км/с по треугольной низкотемпературной области, содержащей исходную смесь  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , поступающую из диффузора (граница раздела горючей смеси и продуктов сгорания хорошо видна на рис. 4,б). Причем сверху от ПДВ отходит косая УВ, движущаяся по холодному газу в диффузоре, а снизу от ПДВ — косая УВ (шлейф), движущаяся по горячим продуктам детонации в камере. Отметим, что в проточной камере сгорания наблюдается более сильное отклонение фронта ПДВ от вертикальной оси, чем в камере типа ЖРД [10]. Высота слоя горючей смеси перед фронтом ПДВ при указанных значениях параметров равна  $h = 0.77$  см. За волной продукты детонации постепенно расширяются и при давлении продуктов, меньшем давления в диффузоре, оттесняются вниз новыми порциями газов. Создаются условия для распространения новой ПДВ на следующем периоде. Изобары (рис. 4,а) и изохоры (рис. 4,б) показывают быстрый спад давления и плотности за фронтом ПДВ в канале камеры. Заметим, что перед ПДВ газодинамические параметры неоднородны. Расчеты показывают, что косая УВ, распространяющаяся вверх по потоку в диффузоре быстро затухает. Так, уже на расстоянии, равном размеру ПДВ ( $x = -h$ ), степень неоднородности давления в диффузоре равна  $(P_{\max} - P_{\min})/\langle P \rangle = 0.11$ , а при  $x = -2h$  имеем  $(P_{\max} - P_{\min})/\langle P \rangle = 0.02$ . На рис. 4,в представлены изолинии чисел Маха для проекции вектора скорости на ось  $x$  ( $M_x = u/c$ ). Видно, что в изображенной части диффузора ( $-0.4 < x/l < 0$ ) и в треугольной области перед фронтом ПДВ  $M_x < 1$ , т. е. в этой области течения проекция вектора скорости на ось  $x$  меньше скорости звука. С удалением от  $\Gamma_1$  вниз по оси  $x$  вплоть до относительного расстояния  $x/l < 0.3$  поток также дозвуковой, за исключением локальной сверхзвуковой зоны в окрестности точки пересечения ПДВ с косой УВ, формирующейся за фронтом ПДВ из-за бокового расширения продуктов детонации. При  $x/l > 0.3$

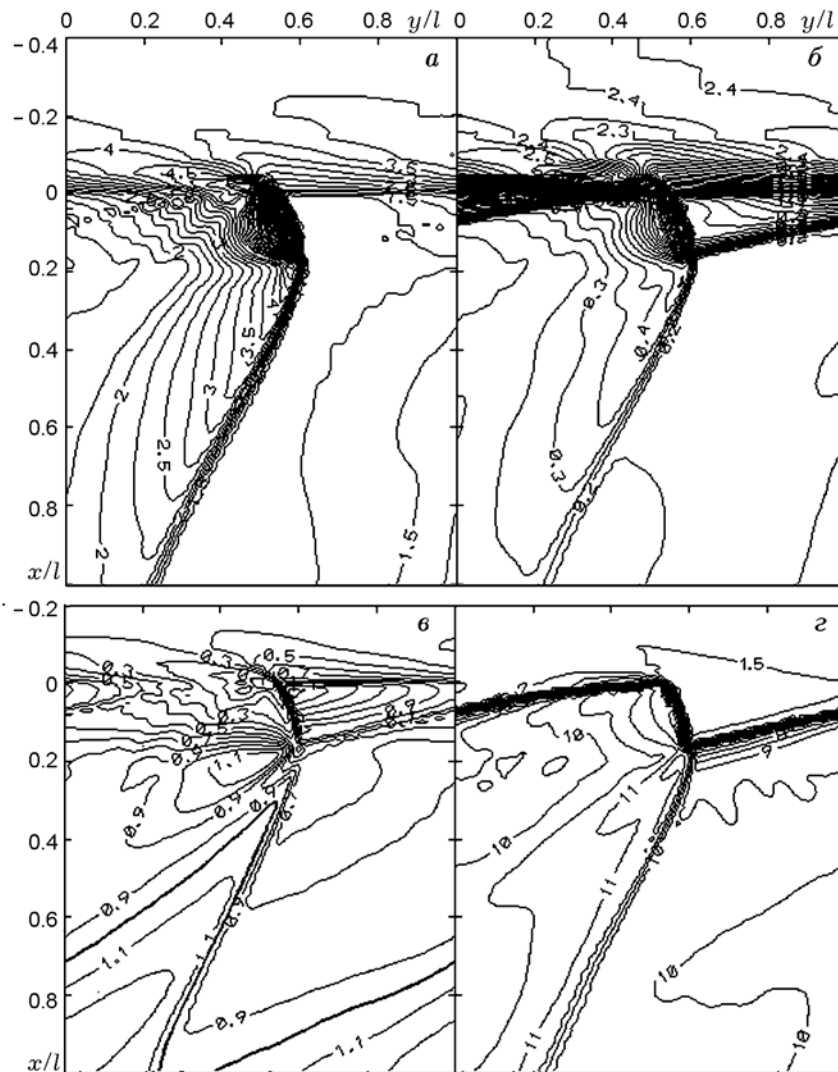


Рис. 4. Расчетная двумерная структура непрерывно вращающейся детонационной волны в проточной цилиндрической камере при  $l = 5$  см,  $M_0 = 1.5$ ,  $\delta/\Delta = 0.5$ :

*a* — изобары ( $p/p_0$ ); *б* — изохоры ( $\rho/\rho_0$ ); *в* — изомахи ( $M_x = u/c$ ); *г* — изотермы ( $T/T_0$ )

за фронтом косой УВ начинает формироваться расширяющаяся вниз по потоку сверхзвуковая зона, в которой  $M_x$  постепенно увеличивается и достигает за косой УВ значения  $M_x = 1.2$ . Изолиния  $M_x = 1$  нанесена в виде толстой кривой. Из рис. 4,в видно, что на нижней границе  $\Gamma_2$  реализуется сверхзвуковое в среднем газодинамическое течение вдоль оси  $x$ . Это означает, что в камере проточного типа с каналом постоянного сечения при распространении ПДВ также реализуется трансзвуковой переход [8, 10]. Поэтому звуковые возмущения на выходе из камеры не могут повлиять на параметры ПДВ. Результаты расчета поля температур (см. рис 4,г) по-

казывают, что в диффузоре и в камере перед фронтом ПДВ газ холодный, а максимальные температуры (больше 3300 К) наблюдаются за фронтом ПДВ и косой УВ (шлейфом).

В каждый момент времени вычислялись средние за период  $l$  значения статического и полного давлений вдоль оси  $x$  при сверхзвуковой скорости входного потока:

$$\langle P \rangle(x, t) = \frac{1}{lp_0} \int_0^l p(x, y, t) dy, \quad \langle P^* \rangle(x, t) =$$

$$= \frac{1}{lp_0} \int_0^l (p(x, y, t) + \rho(x, y, t)u^2(x, y, t))dy.$$

На рис. 5 представлены распределения  $\langle P \rangle(x, t)$  (штриховые линии) и  $\langle P^* \rangle(x, t)$  (сплошные) в моменты времени  $t_1 = 0.28$  мс и  $t_2 = 0.5$  мс. Причем  $t_1$  и  $t_2$  больше времени выхода (см. рис. 3) на периодический режим непрерывной спиновой детонации с удельным расходом  $\langle G \rangle = 0.7g_0$ . Видно, что в диффузоре ( $x/l < 0$ ) навстречу сверхзвуковому потоку с  $M_0 = 1.5$  перемещается УВ со статическим давлением за ее фронтом  $\langle P \rangle(x, t) = 3.7$  и полным давлением  $\langle P^* \rangle(x, t) = 4.35$ . Именно она переводит натекающий сверхзвуковой газовый поток в дозвуковой. В камере сгорания ( $x/l > 0$ ) осредненные профили давления для обоих моментов времени практически совпадают, т. е. волна непрерывной спиновой детонации действительно вышла на самоподдерживающийся периодический режим. Отметим, что осредненное статическое давление в области энерговыделения за фронтом ПДВ ( $0 < x/l < 0.1$ ) почти постоянно:  $\langle P \rangle \approx 2.8$ . При  $0.1 < x/l < 0.2$  осредненный профиль давления быстро уменьшается до  $\langle P \rangle = 1.9$  из-за быстрого спада истинных значений статического давления  $p$  в двумерной структуре течения (см. рис. 4, а) вследствие расширения продуктов детонации за фронтом ПДВ. При  $x/l > 0.2$  на-

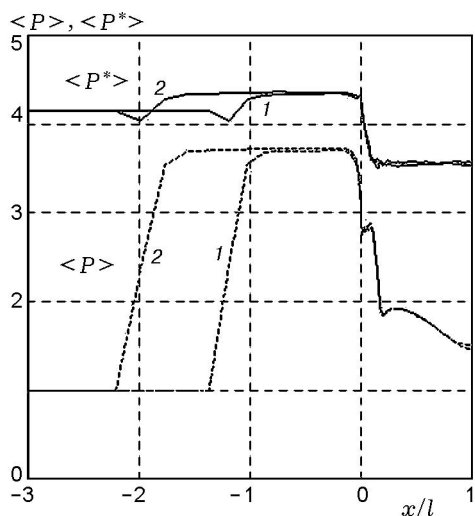


Рис. 5. Распределения статического ( $\langle P \rangle(x, t)$ , штриховые линии) и полного ( $\langle P^* \rangle(x, t)$ , сплошные линии) давлений в моменты времени  $t_1 = 0.28$  мс (кривые 1) и  $t_2 = 0.5$  мс ( $M_0 = 1.5$ , кривые 2)

блюдается плавное уменьшение  $\langle P \rangle$ , причем на выходе из канала камеры среднее статическое давление для данного варианта расчета уменьшается до 1.45. Осредненное полное давление в области ( $0 < x/l < L_2/l = 0.1$ ) монотонно уменьшается из-за расширения канала камеры от  $\delta$  до  $\Delta$ , а при  $x/l > 0.1$  (в канале постоянного сечения) остается практически постоянным:  $\langle P^* \rangle = 3.55$ .

Итак, при численном моделировании установлено, что в проточной кольцевой камере сгорания с геометрическими параметрами (7) и натекающим сверхзвуковым потоком с  $M_0 = 1.5$  ПДВ может распространяться со скоростью  $\langle D \rangle = 2.43$  км/с и удельной тягой на выходе из кольцевой цилиндрической камеры сгорания  $\langle J \rangle = 1.69$  км/с.

### Влияние числа Маха потока

Численный анализ, результаты которого изложены выше, позволяет исследовать влияние числа Маха потока  $M_0$  на параметры и структуру газодинамического течения с непрерывной спиновой детонацией, а также рассмотреть вопрос об области существования ПДВ. Для этого при фиксированных значениях геометрических параметров задачи (7) проведены систематические расчеты, в которых варьировалось число Маха сверхзвукового потока  $M_0$ . В табл. 1 для ряда значений  $M_0$  представлены удельный расход  $g_0$ , давление  $p^*$  и температура  $T^*$  торможения смеси в натекающем потоке, давление  $\langle p_{sw} \rangle$  за фронтом УВ и число Маха потока  $M$  относительно фронта УВ. В табл. 2 приведены удельный расход  $\langle G \rangle$  и среднее давление  $\langle p \rangle$  на входе в камеру сгорания, скорость непрерывно вращающейся детонации  $\langle D \rangle$ , относительный размер ПДВ  $\eta = h/l$  и средняя удельная тяга  $\langle J \rangle$ .

Таблица 1

$M_0$	$g_0$ , кг/(с · м <sup>2</sup> )	$p^*/p_0$	$T^*$ , К	$\langle p_{sw} \rangle/p_0$	$M$
1	131.4	1.893	360	2.4	1.48
1.5	197.2	3.671	435	3.7	1.82
2	262.9	7.824	540	5.5	2.20
2.5	328.6	17.086	675	7.6	2.58
3	394.3	36.733	840	10.4	3.01
3.5	460.1	76.270	1035	—	—

Таблица 2

$M_0$	$\langle G \rangle / g_0$	$\langle p \rangle / p_0$	$l_{\min}$ , см	$\eta = h/l$	$D$ , км/с	$\langle J \rangle$ , км/с
1	0.64	1.7	$4.25 \pm 0.25$	0.185	2.27	1.84
1.5	0.7	2.85	$3.75 \pm 0.25$	0.22	2.38	1.69
2	0.75	4.2	$2.25 \pm 0.25$	0.21	2.45	1.50
2.5	0.88	6.0	$3.75 \pm 0.25$	0.215	2.5	1.29
3	1	7.4	$5.75 \pm 0.25$	0.235	2.56	1.06

Анализ представленных результатов показывает, что в сверхзвуковом потоке кольцевой цилиндрической камеры сгорания режим непрерывной спиновой детонации водородокислородной смеси существует в довольно широком диапазоне чисел Маха:  $1 \leq M_0 \leq 3$ . Причем с ростом  $M_0$  монотонно увеличиваются (см. табл. 1) интенсивность генерируемой спиновой детонацией УВ в диффузоре, число Маха потока  $M$  относительно ее фронта и относительный расход в камере  $\langle G \rangle / g_0$ , однако уменьшается скорость УВ ( $D_{sw}$ ) в лабораторной системе координат. Так, если при  $M_0 = 1$   $\langle p_{sw} \rangle / p_0 = 2.4$ , а  $D_{sw} = (M_0 - M)c_0 \approx -260$  м/с, то при  $M_0 = 3$  давление увеличивается до  $\langle p_{sw} \rangle / p_0 = 10.4$ , а скорость УВ в лабораторной системе координат уменьшается до  $D_{sw} \approx -5$  м/с. Согласно данным табл. 2 при возрастании числа Маха потока от 1 до 2 уменьшаются линейные размеры ПДВ  $h$  и минимальный период  $l_{\min}$ , хотя дальнейший рост  $M_0$  приводит к монотонному увеличению этих параметров. Заметим, что удельная тяга  $\langle J \rangle$  (см. табл. 2, последний столбец), вычисляемая по формуле (9), монотонно уменьшается с ростом  $M_0$  до  $\langle J \rangle = 1.06$  км/с при  $M_0 = 3$ .

Попытки получить расчетным путем в кольцевой цилиндрической камере при  $M_0 > 3$  непрерывные детонационные режимы с ПДВ не увенчались успехом. В этом случае в результате инициирования в камере ПДВ на начальной стадии хотя и формировалась УВ, распространявшаяся по диффузору, но ее скорость, тем не менее, со временем становилась меньше скорости натекающего сверхзвукового потока. Поэтому сначала УВ сносилась ко входу в камеру сгорания, затем происходил срыв ПДВ и, наконец, горячие продукты сгорания выносились сверхзвуковым потоком из камеры.

### ВЫВОДЫ

- В двумерной нестационарной поста-

новке сформулирована математическая модель непрерывно вращающейся волны детонации в сверхзвуковом потоке в кольцевой цилиндрической камере сгорания.

- Для водородокислородной смеси численно получена и исследована динамика и структура ПДВ, формирующейся при сверхкритических параметрах инициирования. Впервые показана возможность реализации при сверхзвуковой ( $1 < M_0 \leq 3$ ) на входе скорости потока непрерывной спиновой детонации в проточной кольцевой цилиндрической камере сгорания. Определены удельные импульсы.

- Установлено, что при сжигании в кольцевой камере цилиндрической геометрии водородокислородной смеси существует ограничение сверху на число Маха натекающего сверхзвукового потока. При  $M_0 > 3$  непрерывная спиновая детонация не реализуется.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Войцеховский Б. В.** Стационарная детонация // Докл. АН СССР. 1959. Т. 129, № 6. С. 1254–1256.
2. **Zhdan S. A., Bykovskii F. A.** Investigations of continuous spin detonations at Lavrentyev Institute of Hydrodynamics // Pulse and Continuous Detonation Propulsion / G. Roy, S. Frolov, J. Shepherd (Eds). Moscow: TORUS PRESS Ltd., 2006. P. 195–218.
3. **Bykovskii F. A., Zhdan S. A., Vedernikov E. F.** Continuous spin detonations // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22, N 6. P. 1204–1216.
4. **Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывная детонация дозвукового потока топлива // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 3. С. 93–104.
5. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** О непрерывной спиновой детонации топлив в кольцевых камерах сгорания // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 4. С. 99–109.
6. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Спиновая детонация топливно-воздушной смеси в цилиндрической камере // Докл. АН. 2005. Т. 400, № 3. С. 338–340.



7. **Быковский Ф. А., Ждан С.А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывная спиновая детонация топливно-воздушных смесей // Физика горения и взрыва. 2006. Т. 42, № 4. С. 107–115.
8. **Ждан С. А., Мардашев А. М., Митрофанов В. В.** Расчет течения спиновой детонации в кольцевой камере // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 2. С. 91–95.
9. **Zhdan S. A., Bykovskii F. A., Vedernikov E. F.** Numerical study of rotating detonation in gaseous  $H_2-O_2$  mixture // Pulse and Continuous Detonation Propulsion / G. Roy, S. Frolov, J. Shepherd (Eds). Moscow: TORUS PRESS Ltd., 2006. P. 319–325.
10. **Ждан С. А., Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Математическое моделирование вращающейся волны детонации в водородно-кислородной смеси // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 4. С. 90–101.
11. **Николаев Ю. А., Зак Д. В.** Согласование моделей химических реакций в газах со вторым началом термодинамики // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 4. С. 87–90.
12. **Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е.** Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
13. **Овсянников Л. В.** Лекции по основам газовой динамики. М.: Наука, 1981.

*Поступила в редакцию 15/1 2008 г.*

---