



Евгений Константинович Галемин — канд. техн. наук, доцент кафедры “Теоретическая механика и ТММ” Калужского филиала МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор ряда научных работ в области аэродинамики.

Ye.K. Galemin — Ph. D. (Eng.), ass. professor of “Theoretical Mechanics and Theory of Mechanisms and Machines” department of Kaluga branch of the Bauman Moscow State Technical University. Author of a number of publications in the field of aerodynamics.

УДК 534.222.2

В. Н. О х и т и н, И. А. П е р е в а л о в,
С. И. К л и м а ч к о в

ПАРАМЕТРЫ ТЕЧЕНИЯ ЗА ФРОНТОМ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В ШЕРОХОВАТЫХ ТРУБАХ

Приведены результаты численного решения плоской нестационарной задачи о распространении детонации в шероховатых трубах с учетом трения и теплоотвода в стенки канала. Получено и проанализировано асимптотическое решение для распределения параметров за фронтом детонационной волны. Подобраны аналитические аппроксимации для асимптотических распределений давления и массовой скорости в продуктах детонации, которые могут использоваться при определенных условиях в качестве начальных условий при решении задач о формировании и распространении ударных волн в шероховатых трубах.

Разработка и проектирование технологического оборудования химической, нефтегазовой, пищевой и некоторых других отраслей машиностроения в настоящее время проводятся с учетом возможности возникновения аварийных ситуаций, связанных с воспламенением пыле- и газоздушных горючих смесей, приводящих к значительным разрушениям и человеческим жертвам. Оценка нагрузок на объекты при случайных взрывах связана с определением газодинамических параметров процесса распространения пламени по горючей смеси, наиболее опасным режимом которого является детонация.

При распространении детонации в шероховатых трубах из-за трения и теплоотвода в стенки значения параметров на фронте волны (в плоскости Чепмена–Жуге) снижаются, по сравнению со значениями термодинамических расчетов, а газодинамические параметры течения за фронтом начинают отклоняться от автомодельного решения для плоской детонационной волны (ДВ), поэтому использование последнего в качестве начальных условий при решении задач о формировании

ударных волн в каналах с учетом трения и теплоотвода в стенки [1], строго говоря, является не вполне корректным.

Оценка влияния трения и теплоотвода на параметры детонации в плоскости Чепмена–Жуге с поджиганием смеси от сжатия на переднем ударном фронте, т.е. при объемном механизме горения, проведена в работах [2, 3]. Настоящая работа посвящена изучению влияния указанных факторов на параметры течения за фронтом волны при инициировании детонации у глухого торца жесткой трубы.

Одномерное течение газа в канале постоянного сечения с учетом потерь на трение и теплообмен со стенками описывается следующей системой уравнений в эйлеровых координатах [4]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} = 0; \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2)}{\partial r} = -\frac{\Pi}{S} \tau; \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho u \left(e + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \right] = \frac{\Pi}{S} q - \frac{\Pi}{S} u \tau, \end{cases} \quad (1)$$

где t, r — время и линейная координата — независимые переменные; p, ρ, e, u — средние по сечению канала давление, плотность, удельная внутренняя энергия и массовая скорость газа; Π, S — периметр и площадь поперечного сечения канала (для круглой трубы диаметром d — $\Pi/S = 4/d$); τ, q — сила трения и интенсивность теплового потока на единицу площади поверхности канала.

Систему уравнений (1) можно записать в более удобном для численного интегрирования виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} = 0; \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{4}{d} \frac{\tau}{\rho}; \\ \frac{\partial e}{\partial t} + u \frac{\partial e}{\partial r} + \frac{p}{\rho} \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{4}{d} \frac{q}{\rho}. \end{cases} \quad (2)$$

Поведение продуктов детонации (ПД) газовых смесей достаточно точно описывается уравнением состояния совершенного газа с постоянным показателем адиабаты γ

$$p = (\gamma - 1) \rho e. \quad (3)$$

При течении газа в каналах сила трения определяется соотношением [4]

$$\tau = \frac{1}{8} \psi \rho u |u|, \quad (4)$$

где ψ — коэффициент трения, в общем случае зависящий от числа Рейнольдса $Re = ud/\nu$ (ν — коэффициент кинематической вязкости). При больших числах Рейнольдса, характерных для детонации, ψ зависит лишь от диаметра трубы d и геометрических размеров бугорков шероховатости ε и определяется формулой [5]

$$\psi = \left(1,74 + 2 \lg \frac{d}{2\varepsilon} \right). \quad (5)$$

При уменьшении скорости ПД за фронтом ДВ коэффициент трения ψ начинает зависеть от числа Рейнольдса, однако, учитывая квадратичную зависимость (4) силы трения от скорости, в первом приближении можно считать величину ψ постоянной и вычислять ее по формуле (5).

Согласно теории конвективного теплообмена [6], интенсивность теплового потока, передаваемого стенке газовым потоком со средней скоростью u и температурой T , определяется формулой

$$q = -\alpha \left[T + \frac{u^2}{2c_p} - T_0 \right], \quad (6)$$

где $\alpha = \chi Nu/d$ — коэффициент теплоотдачи; χ — коэффициент теплопроводности газа; Nu — число Нуссельта; c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении; T_0 — температура стенки.

Для трубы $Nu = \psi Pr Re / 8$, где $Pr = \nu \rho c_p / \chi$ — число Прандтля, и так как для совершенного газа $c_p = \gamma R / (\mu(\gamma - 1))$, $T = p\mu / (\rho R)$ (R , μ — универсальная газовая постоянная и молярная масса), то коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{1}{8} \psi \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{R}{\mu} \rho |u|,$$

а для интенсивности теплового потока (6) получим

$$q = -\frac{1}{8} \psi \rho |u| \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p}{\rho} - \frac{\mu_0 p_0}{\mu \rho_0} \right) + \frac{u^2}{2} \right], \quad (7)$$

где индекс 0 относится к исходному состоянию горючей смеси.

Система уравнений (2)–(5), (7) — замкнутая и может быть проинтегрирована численно. Граничными условиями в задаче служат равенство нулю массовой скорости ПД у глухого торца трубы и параметры на фронте ДВ, которые однозначно определяются скоростью детонации D (отмечены индексом D):

$$\begin{aligned} p_D &= \frac{p_0 + \rho_0 D^2}{\gamma + 1}; & u_D &= \frac{D}{\gamma + 1} \left(1 - \gamma \frac{p_0}{\rho_0 D^2} \right); \\ \rho_D &= \frac{\gamma + 1}{\gamma} \rho_0 \left(1 + \frac{p_0}{\rho_0 D^2} \right)^{-1}; & e_D &= \frac{p_D}{(\gamma - 1)\rho_D}. \end{aligned} \quad (8)$$

Численное решение задачи проведено с помощью модифицированного метода Лакса–Вендроффа [7] на подвижной расчетной сетке, крайние узлы которой связаны с границами области течения ПД (общее число узлов — 5000). В качестве горючей смеси рассмотрена стехиометрическая ацетиленовоздушная смесь с параметрами $p_0 = 0,1013$ МПа, $\rho_0 = 1,2168$ кг/м³, $\mu_0 = 28,75$ г/моль, $\gamma = 1,234$, $\mu = 29,97$ г/моль и термодинамической скоростью детонации $D = 1861,7$ м/с [8] (т.е. в пренебрежении потерями на трение и теплоотвод внутри самого фронта ДВ). Остальные параметры на фронте ДВ, согласно соотношениям (8), были равны: $p_D = 1,933$ МПа; $u_D = 808,6$ м/с; $\rho_D = 2,1512$ кг/м³; $e_D = 3,84$ МДж/кг.

Расчеты проведены для шероховатостей $d/\varepsilon = 1000$ (гладкая труба); 500; 200; 100, при этом коэффициент трения (5) соответственно принимал значения $\psi = 0,019627$; $0,023409$; $0,030351$; $0,037881$.

В качестве начальных условий при численном интегрировании использовалось автомодельное решение для плоской ДВ, вносившееся в узлы расчетной сетки на некотором начальном участке трубы r_0 .

На рис. 1 в относительных координатах r/r_D , где r_D — радиус фронта ДВ, приведены распределения безразмерных массовой скорости $u/\sqrt{p_0/\rho_0}$ (а) и давления p/p_0 (б) при детонации в трубе диаметром $d = 0,1$ м и шероховатостью $d/\varepsilon = 200$ ($\psi = 0,030351$). Цифрами у кривых указана координата фронта ДВ r_D/r_0 , выраженная в длинах начального участка ($r_0 = 0,1$ м).

По мере распространения детонации по трубе распределение массовой скорости в ПД начинает отклоняться от линейного, при этом у глухого торца трубы появляется положительный градиент скорости, т.е. ПД в этой области начинают расширяться и давление в них падает. На

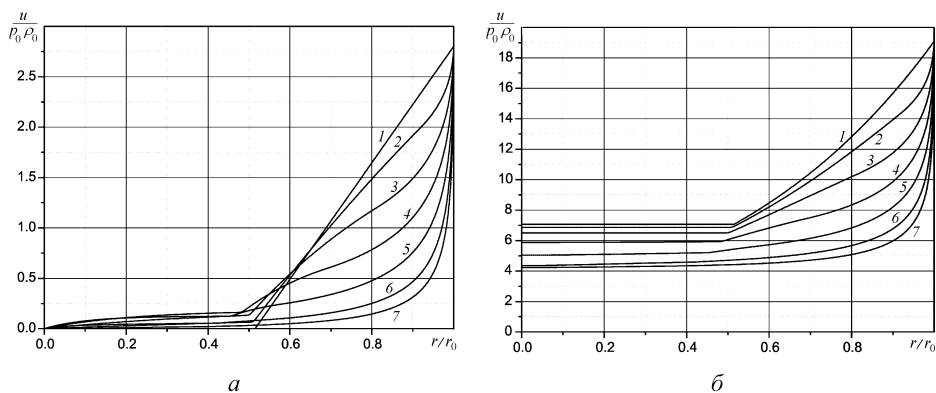


Рис. 1. Распределения безразмерных массовой скорости (а) и давления (б) при распространении детонации в шероховатой трубе; 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 соответствуют значениям отношения $r_D/r_0 = 1, 50, 150, 350, 750, 1550, 2500$

больших удалениях фронта ДВ градиент массовой скорости у торца вновь становится равным нулю, и снижение давления прекращается. Градиенты изменения давления и скорости непосредственно за фронтом уже на начальном участке распространения ДВ становятся равными бесконечности, подобно случаям цилиндрической или сферической идеальной детонации.

Из рис. 1 также следует, что в процессе распространения ДВ по каналу распределения параметров за ее фронтом существенно изменяются, что должно сказаться на параметрах ударной волны, образующейся в трубе после выхода детонации на границу области, занятой горючей смесью. Начальный участок формирования ДВ может быть достаточно малым, следовательно, это изменение распределения параметров следует учитывать при анализе параметров распространяющейся по каналу ударной волны.

На рис. 2 для рассматриваемого варианта представлены распределения давления в области течения ПД, перестроенные относительно линейной координаты x , измеряемой в длинах начального участка трубы r_0 от фронта ДВ до глухого торца, на начальной (а) и более поздней (б) стадиях распространения волны. Числа у кривых — это координаты самого фронта r_D/r_0 .

Из рис. 2 видно, что с течением времени за фронтом ДВ появляется все возрастающий по размерам участок одинакового изменения давления в ПД и, в конце концов, в них устанавливается единое асимптотическое распределение, не меняющееся в процессе дальнейшего распространения волны. В рассматриваемом случае асимптотическое распределение давления практически устанавливается при удалении фронта ДВ от глухого торца трубы на расстояние $r_D/r_0 = 2000$. Аналогично ведут себя распределения массовой скорости в ПД.

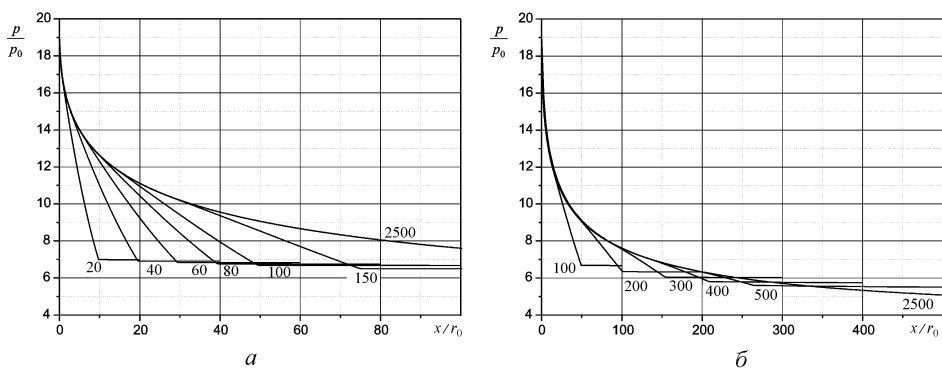


Рис. 2. Распределения давления за фронтом детонационной волны на начальной (а) и более поздней (б) стадиях распространения волны; цифры у кривых — значения отношения r_D/r_0

Расчеты, проведенные для указанных шероховатостей и различных диаметров трубы, показывают, что установление асимптотических распределений параметров в ПД происходит на удалении фронта волны от глухого торца, обратно пропорциональном величине коэффициента трения ψ и прямо пропорциональном диаметру трубы d , и для рассмотренных значений ψ примерно равно (3000; 2500; 2000; 1500) d соответственно.

Асимптотические распределения параметров течения ПД можно определить, рассматривая задачу для стационарной ДВ в подвижной системе координат, связанной с ее фронтом, Система уравнений (2), переписанная в подвижной системе координат, для стационарных течений принимает вид

$$\begin{cases} \vartheta \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial \vartheta}{\partial x} = 0; \\ \vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = -I; \\ \vartheta \frac{\partial e}{\partial x} + \frac{p}{\rho} \frac{\partial \vartheta}{\partial x} = Q, \end{cases} \quad (9)$$

где ϑ — скорость газа в подвижной системе координат, а через I и Q обозначены правые части уравнений системы (2), т.е. с учетом выражений (4) и (7) получим

$$I = -\frac{\psi}{2d} u |u|, \quad Q = -\frac{\psi}{2d} |u| \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p}{\rho} - \frac{\mu_0 p_0}{\mu \rho_0} \right) + \frac{u^2}{2} \right]. \quad (10)$$

Так как $\vartheta = D - u$, то из первого уравнения системы (9) следует

$$\rho(D - u) = \text{const} = \rho_0 D. \quad (11)$$

Соотношение (11) позволяет записать формулу для Q (10) в виде

$$Q = -\frac{\psi}{2d} |u| \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p}{\rho_0 D} (D - u) - \frac{\mu_0 p_0}{\mu \rho_0} \right) + \frac{u^2}{2} \right] \quad (12)$$

и свести системы уравнений (9), (3) к двум обыкновенным дифференциальным уравнениям относительно неизвестных функций p и u :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\rho_0 D \frac{I + \frac{\gamma - 1}{D - u} Q}{\gamma p - \rho_0 D (D - u)}; \quad \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\rho_0 D}{D - u} I + \rho_0 D \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (13)$$

Нетрудно проверить, что на фронте ДВ, где параметры определяются соотношениями (8), знаменатель первого уравнения (13) обращается в

ноль, т.е. градиенты изменения u и p при приближении к фронту волны стремятся к бесконечности.

Если ввести безразмерные переменные $\bar{x} = x/d$, $\bar{p} = p/p_D$, $\bar{u} = u/u_D$ и правые части системы (9)

$$\begin{aligned} \bar{I} &= \frac{d}{u_D^2} I = -\frac{\psi}{2} \bar{u} |\bar{u}|; \\ \bar{Q} &= \frac{d}{u_D^3} Q = -\frac{\psi}{2} |\bar{u}| \left[\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_D}{\rho_0 u_D^2} \left(\bar{p} \left(1 - \frac{u_D}{D} \bar{u} \right) - \frac{\mu_0 p_0}{\mu p_D} \right) + \frac{\bar{u}^2}{2} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

то уравнения (13) принимают вид

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} = -a \frac{\bar{I} + a \frac{\gamma-1}{1-a\bar{u}} \bar{Q}}{\gamma b \bar{p} + a\bar{u} - 1}; \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} = -c \frac{\bar{I}}{1-a\bar{u}} + g \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}}, \quad (15)$$

где через a , b , c , g обозначены безразмерные комплексы

$$a = \frac{u_D}{D}, \quad b = \frac{p_D}{\rho_0 D^2}, \quad c = \frac{\rho_0 u_D^2}{p_D}, \quad g = \frac{\rho_0 u_D D}{p_D}.$$

На рис. 3 приведены асимптотические распределения безразмерных давления \bar{p} (а) и массовой скорости \bar{u} (б) за фронтом ДВ в трубе с указанной ранее шероховатостью (отмечена числами у кривых), полученные путем интегрирования уравнений (15). Видно, что с уменьшением шероховатости (ростом отношения d/ε) снижается интенсивность спада параметров за фронтом ДВ, однако во всех случаях на большом удалении от фронта $\bar{u} \rightarrow 0$, а безразмерное давление стремится к одной и той же величине $\bar{p} \rightarrow \bar{p}_S \approx 0,223$.

Из соотношений (14) видно, что безразмерные правые части системы (9) \bar{I} и \bar{Q} пропорциональны коэффициенту трения ψ , поэтому, если

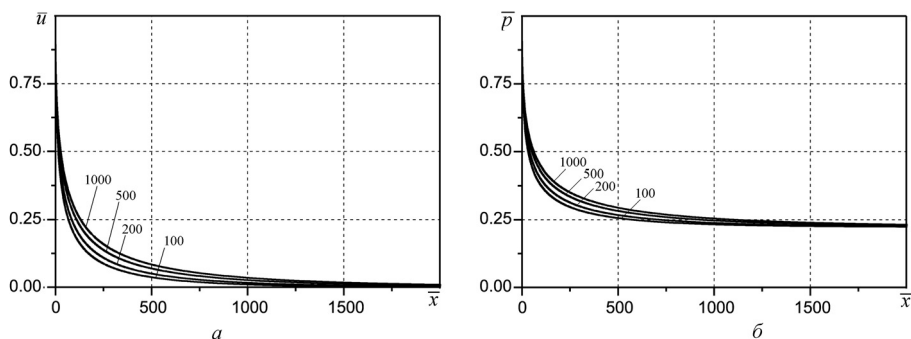


Рис. 3. Асимптотические распределения давления (а) и массовой скорости (б) за фронтом детонационной волны в трубе с различной шероховатостью стенок; числа у кривых соответствуют значениям отношения d/ε

ввести некоторый линейный масштаб $\bar{x}_S \sim 1/\psi$, уравнения (15) можно записать в виде

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial(\bar{x}/\bar{x}_S)} = -a \frac{\bar{x}_S \bar{I} + a \frac{\gamma - 1}{1 - a\bar{u}} \bar{x}_S \bar{Q}}{\gamma b \bar{p} + a\bar{u} - 1}; \quad (16)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial(\bar{x}/\bar{x}_S)} = -c \frac{\bar{x}_S \bar{I}}{1 - a\bar{u}} + g \frac{\partial \bar{u}}{\partial(\bar{x}/\bar{x}_S)}.$$

Из соотношений (16) следует, что асимптотические распределения безразмерных давления и массовой скорости за фронтом ДВ в выбранном масштабе длины \bar{x}_S не зависят от коэффициента трения ψ и определяются в основном лишь показателем адиабаты ПД γ (для “сильной” ДВ это утверждение является строгим, так как в этом случае безразмерные комплексы a, b, c, g в уравнениях (16) и функция \bar{Q} зависят только от γ).

Для оценки влияния показателя адиабаты ПД на асимптотические распределения \bar{p} и \bar{u} за фронтом ДВ уравнения (15) были также проинтегрированы для значений $\gamma = 1,1; 1,4; 1,7$ и $2,0$. На рис. 4 приведен график зависимости величины предельного давления \bar{p}_S (при $\bar{x} \rightarrow \infty$) от показателя γ . Эта зависимость хорошо (с погрешностью в пределах 1 %) описывается формулой

$$\bar{p}_S = \frac{0,145}{(\gamma - 1)^{0,3}}. \quad (17)$$

Асимптотическое распределение массовой скорости в ПД можно представить в виде функции

$$\bar{u} = \frac{1}{\left(1 + A\sqrt{\bar{x}/\bar{x}_S}\right)^\alpha}. \quad (18)$$

Как отмечалось, линейный масштаб \bar{x}_S обратно пропорционален коэффициенту трения ψ , при этом коэффициент пропорциональности, в принципе, может быть выбран произвольным. Удобно его принять таким, чтобы при $\bar{x} = \bar{x}_S$ величина \bar{u} практически обращалась в ноль. Как показывают расчеты, для всех γ значения \bar{u} становятся меньше 0,01 при

$$\bar{x}_S = \frac{60}{\psi}. \quad (19)$$

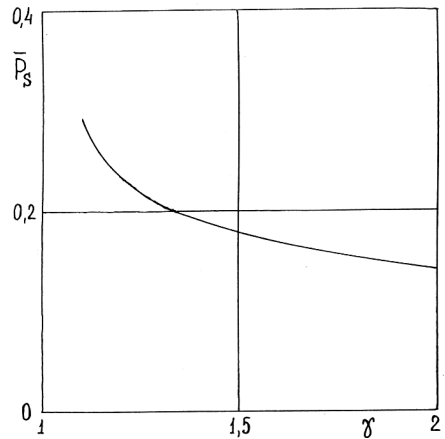


Рис. 4. Зависимость величины предельного давления за фронтом детонационной волны от показателя адиабаты продуктов детонации

При этом коэффициент A и показатель α в функции (18), найденные методом наименьших квадратов, по результатам численного решения системы (16) оказались функциями показателя адиабаты ПД γ , которые описываются следующими зависимостями:

$$A = 1 + 0,8(\gamma - 1)^{0,4}; \quad \alpha = 4,2 + 2,1/\gamma^3. \quad (20)$$

Функция (18) с коэффициентами (19), (20) описывает асимптотическое распределение массовой скорости в ПД в области $0 \leq \bar{x} < \infty$ с погрешностью в пределах 1% во всем исследованном диапазоне значений γ .

При $\bar{x} = \bar{x}_S$ массовая скорость ПД практически падает до нуля, поэтому для асимптотического распределения массовой скорости с указанной погрешностью можно предложить более детерминированную зависимость:

$$\bar{u} = \begin{cases} \frac{1}{(1+A)^\alpha - 1} \left[\left(\frac{1+A}{1+A\sqrt{\bar{x}/\bar{x}_S}} \right)^\alpha - 1 \right] & \text{при } 0 \leq \bar{x} \leq \bar{x}_S; \\ 0 & \text{при } \bar{x} > \bar{x}_S, \end{cases} \quad (21)$$

которая обеспечивает выполнение граничного условия $\bar{u} = 0$ в окрестности глухого торца трубы при удалении фронта ДВ на расстояние $\bar{x} > \bar{x}_S$. Из системы уравнений (15) следует дифференциальная связь между асимптотическими распределениями давления и скорости в ПД:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{u}} = g - c \frac{\bar{I}}{1 - a\bar{u}} \frac{\partial \bar{x}}{\partial \bar{u}},$$

откуда, интегрируя от фронта ДВ ($\bar{p} = 1, \bar{u} = 1$) до произвольной точки с параметрами \bar{p} и \bar{u} , получим

$$\bar{p} = 1 + g(\bar{u} - 1) - \int_1^{\bar{u}} \frac{c\bar{I}}{1 - a\bar{u}} \frac{\partial \bar{x}}{\partial \bar{u}} d\bar{u}. \quad (22)$$

Используя зависимости для \bar{I} (14) и массовой скорости \bar{u} (18), и учитывая формулу (19) и то, что $\bar{u} \geq 0$, определенный интеграл в уравнении (22) приводится к виду

$$\int_1^{\bar{u}} \frac{c\bar{I}}{1 - a\bar{u}} \frac{\partial \bar{x}}{\partial \bar{u}} d\bar{u} = \frac{60c}{\alpha A^2} \int_1^{\bar{u}} \frac{1}{1 - a\bar{u}} \left(\bar{u}^{\frac{\alpha-2}{\alpha}} - \bar{u}^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} \right) d\bar{u}. \quad (23)$$

Сомножитель $1/(1 - a\bar{u})$ под интегралом (23) меняется от 1 при $\bar{u} = 0$, до $(\gamma + 1)/\gamma$ при $\bar{u} = 1$ (в случае “сильной” детонации), т.е. менее чем в 2 раза. Поэтому, вынося его среднее значение из под интеграла, выражение для давления (22) можно записать в виде

$$\bar{p} = 1 + g(\bar{u} - 1) - F(\gamma) \int_1^{\bar{u}} \left(\bar{u}^{\frac{\alpha-2}{\alpha}} - \bar{u}^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} \right) d\bar{u}, \quad (24)$$

где $F(\gamma)$ — некоторая функция показателя адиабаты γ .

Взяв интеграл в выражении (24), получим

$$\bar{p} = 1 + g(\bar{u} - 1) - \alpha F(\gamma) \left(\frac{\bar{u}^{\frac{2\alpha-2}{\alpha}} - 1}{2\alpha - 2} - \frac{\bar{u}^{\frac{2\alpha-1}{\alpha}} - 1}{2\alpha - 1} \right). \quad (25)$$

Так как при $\bar{u} = 0$ ($\bar{x} \rightarrow \infty$) $\bar{p} = \bar{p}_S$, то из соотношения (25) следует

$$\alpha F(\gamma) = (\bar{p}_S + g - 1) (2\alpha - 2) (2\alpha - 1),$$

и для асимптотического распределения давления соотношение (25) можно записать как

$$\bar{p} = 1 - g(1 - \bar{u}) + (\bar{p}_S + g - 1) \left[(2\alpha - 1) \left(1 - \bar{u}^{\frac{2\alpha-2}{\alpha}} \right) - (2\alpha - 2) \left(1 - \bar{u}^{\frac{2\alpha-1}{\alpha}} \right) \right],$$

или, раскрывая скобки, в следующем виде:

$$\bar{p} = \bar{p}_S + g\bar{u} - (\bar{p}_S + g - 1) \left[(2\alpha - 1) \bar{u}^{2-2/\alpha} - (2\alpha - 2) \bar{u}^{2-1/\alpha} \right]. \quad (26)$$

Формула (26) позволяет построить асимптотическое распределение давления за фронтом ДВ по известному распределению массовой скорости (18) или (21), с учетом выражения для \bar{p}_S (17), с погрешностью в пределах 1 % для любых значений показателя адиабаты ПД в исследованном диапазоне.

Полученные асимптотические распределения параметров (11), (21) и (26) могут использоваться в качестве начальных условий при решении задачи о формировании ударной волны в каналах с учетом трения и теплоотвода в стенки при условии, что длина участка у глухого торца трубы, заполненного детонирующей смесью, превышает величину \bar{x}_S (19) в диаметрах канала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Российской Федерации в рамках гранта ТОО-6.7-76.Ф по фундаментальным исследованиям в области технических наук.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Возбуждение газовой детонацией ударных волн в трубах / Т.П. Гавриленко, В.В. Григорьев, С.А. Ждан и др. // Физика горения и взрыва. – 1982. – Т. 18, № 1. – С. 109–114.
2. Николаев Ю. А. Теория детонации в широких трубах // Физика горения и взрыва. – 1979. – Т. 15, № 3. – С. 142–149.
3. Распространение детонации в шероховатой трубе с учетом торможения и теплоотдачи / Я.Б. Зельдович, Б.Е. Гельфанд, Я.М. Каждан, С.М. Фролов // Физика горения и взрыва. – 1987. – Т. 23, № 3. – С. 103–112.
4. Термогидродинамика систем добычи и транспорта газа / Э.А. Бондарев, В.И. Васильев, А.Ф. Воеводин и др. – Новосибирск: Наука. Сиб. отделение, 1988. – 271 с.
5. Стернин Л. Е. Основы газовой динамики. – М.: Изд-во МАИ. – 366 с.
6. Широков М. Ф. Физические основы газодинамики. – М.: Изд-во ФМЛ, 1958. – 340 с.
7. Костенбойм Х. А., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. – М.: Наука. 1974. – 255 с.
8. Охитин В. Н. Расчет параметров слабой одномерной дефлаграции // Физика горения и взрыва. – 1993. – Т. 29, № 2. – С. 122–129.

Статья поступила в редакцию 22.01.03



Владимир Николаевич Охитин окончил в 1966 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Д-р техн. наук, профессор кафедры “Высокоточные летательные аппараты” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 250 научных работ, 14 монографий и 29 изобретений.

V.N. Okhitin graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1966. D. Sc. (Eng.), professor of “High Precision Flying Vehicles” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 250 publications, 14 monographs and 29 inventions.

Илья Александрович Перевалов окончил в 1995 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Научный сотрудник НИИ СМ МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 11 научных работ в области физики горения и взрыва.

I.A. Perevalov graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 1995. Researcher of the “SM” research institute of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 11 publications in the field of physics of burning and explosion.



Сергей Ильич Климачков окончил в 1982 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Научный сотрудник НИИ СМ МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 10 научных работ в области физики горения и взрыва.

S.I. Klimachkov graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1982. Researcher of the Research Institute for Special Machinery of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 10 publications in the field of physics of burning and explosion.