

- деление условий дробления капель окиси алюминия в высокотемпературном потоке газа // ИФЖ.— 1974.— XXVI, № 5.
20. Буглаева Л. Д., Буряченко В. Д., Вернидуб И. И. и др. Исследование коагуляции расплавленных частиц оксидов металлов в высокотемпературном газовом потоке под воздействием акустических колебаний // Там же.— 1981.— XI, № 2.
 21. Федоров Б. Н., Плечов Ю. Л., Тимошин Э. М. Исследование дисперсности частиц окиси алюминия в продуктах сгорания конденсированных веществ // ФГВ.— 1982.— 18, № 1.
 22. Dobbins R. A., Strand L. D. A comparison of two methods of measuring particle size of Al_2O_3 produced by a small rocket motor // AJAA J.— 1970.— 8, N 9.
 23. Cheung H. S., Cohen N. Performance of solid propellants containing metal additives // Ibid.— 1965.— 3, N 2.
 24. Crowe G. T., Willoughbi P. G. A mechanism for particle growth in rocket nozzle // Ibid.— 1966.— 4, N 9.
 25. Crowe G. T., Willoughbi P. G. A study of particle growth in a rocket nozzle // Ibid.— 1967.— 5, N 7.
 26. Girata P. T., McGregor W. K. Particle sampling of solid rocket motor (SRM) exhausts in high altitude test cells // AJAA Paper.— 1983.— N 83-0245.
 27. Yuasa S., Takeno T. Ignition and combustion of magnesium — aluminium alloy particle clouds in a hot gas stream // 19th Symp. (Int.) on Combustion.— Haifa, 1982.
 28. Strand L. D., Bowyer J. M., Varsi G. et al. Characterization of particulates in the exhaust plume of large solid — propellant rockets // J. Spacecraft and Rockets.— 1981.— 18, N 4.
 29. E. E. Hindman II, D. M. Garvey, G. Langer et al. Laboratory investigations of cloud nuclei from combustion of space shuttle propellant // J. Applied Meteorology.— 1980.— 19, N 2.
 30. Hayashi K., Branch M. C. Concentration, velocity and particle size measurements in gas-solid two-phase jets // AJAA Paper.— 1980.— N 80-0351.
 31. Hayashi K., Branch M. C. Concentration, velocity and particle size measurements in gas-solid two-phase jets // J. Energy.— 1980.— 4, N 5.
 32. Ягодкин В. И. Современная диагностика процессов горения // Новое в зарубежном авиадвигателестроении.— 1977.— № 6.
 33. Lederman S. Modern diagnostics of combustion // AJAA Paper.— 1976.— N 76-26.
 34. Setchell R. E. Time-averaged measurements in turbulent flames using Raman spectroscopy // Ibid.— N 76-28.
 35. Moya F., Druet S., Pealat M. et al. Flame investigation by coherent anti-stokes Raman scattering // Ibid.— N 76-29.
 36. Chigier N. A. Combustion diagnostics by laser velocimetry // Ibid.— N 76-32.
 37. Owen F. K. Laser velocimeter measurements of a confined turbulent diffusion flame burner // Ibid.— N 76-33.
 38. Gunther R. Methods for turbulence measurement in flames // Ibid.— N 76-36.

г. Москва

Поступила в редакцию 30/V 1990

УДК 534.222.2

С. М. Фролов, Б. Е. Гельфанд

ОСЛАБЛЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В КАНАЛЕ С ПРОНИЦАЕМЫМИ СТЕНКАМИ

Предложен приближенный метод расчета затухания УВ в каналах с проницаемыми стенками. Метод основан на предположении, что скорость УВ зависит от проницаемости стенок, гидравлического диаметра канала, начальной скорости УВ и пройденного расстояния. Результаты удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

В работах [1, 2] предложен эффективный приближенный метод расчета ослабления ударных волн (УВ) в каналах с преградами и завесами. В предлагаемой работе этот метод распространен на задачу о затухании плоской УВ в канале с проницаемыми стенками. Интерес к указанной проблеме вызван необходимостью всестороннего изучения развития и последствий взрывов в полуграниченных объемах и трубопроводах, снабженных выпускными отверстиями для аварийного сброса давления. Известно, что даже небольшое «раскрытие» трубопровода такими отверстиями приводит к снижению скорости пламени и уменьшению максимального избыточного давления [3].

При исследовании проблемы авторы ориентировались, в основном, на работу [4], в которой приведены результаты детальных экспериментов и численных расчетов. В [4] также содержится критический анализ ранних работ (например, [5]). К указанной проблематике с некоторой оговоркой можно отнести и ряд работ [6, 7], посвященных ослаблению УВ в каналах с ответвлениями и в расширяющихся каналах.

Постановка задачи

Рассмотрим эволюцию плоской УВ ступенчатого профиля после входа в участок $0 < x < \infty$ прямолинейного канала постоянного сечения с перфорированными стенками. Предположим, что первоначально УВ двигалась с постоянной скоростью на участке $-\infty < x \leq 0$, где стенки канала непроницаемы. Следуя [4], допустим, что отверстия в стенке канала распределены равномерно по его длине, т. е. проницаемость ϵ (отношение площади отверстий к площади проницаемой стенки) постоянна. Истечение газа через отверстия полагаем изоэнтропическим и направленным по нормали к стенке. Вместо рассмотрения детальной картины истечения используем концепцию коэффициента расхода [8]. В квазиодномерном приближении уравнения, описывающие распространение УВ, имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_t + u\rho_x + \rho u_x &= F, \\ \rho u_t + \rho u u_x + p_x &= 0, \\ p_t + up_x - a^2(\rho_t + u\rho_x) &= -(\gamma - 1)Fp\rho^{-1}, \\ p &= \rho RT. \end{aligned}$$

Здесь ρ , u , p , a и T — средние по сечению плотность, скорость, давление, скорость звука и температура соответственно; γ — отношение теплоемкостей газа; индексы t и x означают дифференцирование по времени и по координате. Источниковый член определен следующим образом:

$$F = \begin{cases} 0 & \text{при } -\infty < x \leq 0, \\ -\epsilon(\omega\Pi/A)\dot{m}_0 & \text{при } x > 0, \end{cases}$$

где Π и A — периметр и площадь сечения канала; $0 \leq \omega \leq 1$ — величина, характеризующая долю периметра, занятую проницаемой стенкой; \dot{m}_0 — удельный расход газа через отверстие.

Начальные условия при входе УВ в участок с перфорированными стенками:

$$\begin{aligned} t = 0, \quad -\infty < x \leq 0, \quad M &= M_i, \\ \rho &= \rho_i \frac{(\gamma + 1)M^2}{(\gamma - 1)M^2 + 2}, \quad u = \frac{2}{\gamma + 1} a_i (M - M^{-1}), \end{aligned} \quad (1)$$

$$p = p_i \left[\frac{2\gamma}{\gamma + 1} M^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right]$$

и

$$\begin{aligned} t = 0, \quad 0 < x < \infty, \\ \rho &= \rho_i, \quad u = 0, \quad p = p_i, \end{aligned} \quad (2)$$

M — число Маха УВ; индекс i относится к величинам в невозмущенном газе. В произвольный момент времени условие (1) выполняется для $x \rightarrow -\infty$, (2) — для $x \rightarrow \infty$.

При докритическом истечении (для воздуха при $M < M_* = 1,33$) удельный расход газа через отверстие [9]

$$\dot{m}_0 = C_D a_0 \rho (p_0/p_i)^{-\frac{1}{\gamma}} \left\{ \frac{2}{\gamma - 1} \left[1 - (p_0/p_i)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

При критическом истечении (для воздуха при $M \geq M_*$) [9]

$$\dot{m}_0 = C_D a_0 \rho \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)}. \quad (4)$$

Здесь C_D — коэффициент расхода, в общем случае зависит от формы отверстия, размеров канала, скорости газа, взаимного размещения отверстий и т. д. [8]. Поскольку истечение газа через отверстие здесь считается перпендикулярным направлению основного потока, в (3), (4) используем давление p_0 и температуру торможения T_0 ($a_0 = (\gamma R T_0)^{1/2}$).

Применим формулу [8]

$$C_D = \frac{\beta (K - 1)}{[4K^2 - K(2 - \alpha)^2]^{1/2}}, \quad (5)$$

полученную на основе анализа экспериментальных данных об истечении несжимаемой жидкости через отверстия круглой, овальной и прямоугольной формы. В (5) величина $K = 1 + 2(p - p_i)/\rho u^2$ определяется перепадом статического давления на входе и выходе из отверстия и динамическим давлением основного потока, $\alpha = M_0/M$ — отношение секундных расходов жидкости через отверстие и в основном потоке, $\beta \approx 1,25$ — числовой коэффициент. В дальнейшем считаем, что $\alpha \ll 1$ и $\beta = \text{const}$. Это позволит рассматривать величину C_D как функцию только числа Маха УВ и отношения теплоемкостей газа. Значение числового коэффициента β при истечении сжимаемого газа определим на основе сравнения расчетных результатов с экспериментальными данными. Нетрудно видеть, что при принятых допущениях решение задачи должно иметь вид

$$v = f(M_i, \gamma, \varepsilon(\omega\Pi/A)x, \beta),$$

где $v \equiv \rho, u, p$ или T .

Приближенное решение

Используем метод [1, 2, 7] для получения приближенного решения задачи. Считаем, что на затухающем ударном фронте выполнено условие для C_+ -характеристики:

$$dx/dt = u + a: dp + \rho a du = (Fa^2/\gamma) dt. \quad (6)$$

В [1, 7] показано, что относительная погрешность такого допущения при расчете скорости не превышает 27,4 % даже при $M \rightarrow \infty$. Сравнение же приближенных решений, основанных на таком допущении, с результатами численного анализа свидетельствует о значительно более точных прогнозах, даваемых рассматриваемым подходом [1, 2, 7]. Подстановка соотношений (1), (5), а также (3) или (4) в уравнение (6) приводит к следующему дифференциальному уравнению для числа Маха УВ:

$$g(M, \gamma, \beta) \frac{dM}{dx} = - \frac{\omega\Pi}{A} \varepsilon, \quad (7)$$

где $g = g_{(3)}$ при $M < M_*$ и $g = g_{(4)}$ при $M \geq M_*$. Ввиду громоздкой записи функций $g_{(3)}$ и $g_{(4)}$ (выведенных на основе соотношений (3) и (4) соответственно), они здесь не приводятся. Отметим, что для вывода (7) все параметры в (3)–(5) записывались в виде функций числа Маха УВ. Начальное условие для (7): $M(0) = M(i)$.

Уравнение (7) содержит неизвестный параметр β , поэтому интегрирование проводили следующим образом. Задаваясь некоторым значением $1 \leq \beta \leq 2$, рассчитывали численно интеграл

$$[G(M, \gamma) - G(M_i, \gamma)]_\beta = \int_{M_i}^M g(M, \gamma, \beta) dM.$$

Поскольку $g(M, \gamma, \beta) \rightarrow \infty$ при $M \rightarrow 1$, при численном интегрировании в качестве нижнего предела выбирали некоторое реперное значение

($M' = 1,01$) и определяли искомый интеграл

$$\int_{M_i}^M g dM = \int_{M'}^M g dM - \int_{M'}^{M_i} g dM.$$

Решение (7) записывали в виде

$$[G(M_i, \gamma) - G(M, \gamma)]_\beta = \varepsilon \left(\frac{\omega \Pi}{A} \right) x, \quad (8)$$

$$G(M, \gamma) |_\beta = \int_{M'}^M g(M, \gamma, \beta) dM.$$

Далее проводили сравнение решения (8) с результатами экспериментов в [4].

Подбором значения коэффициента β добивались наилучшего соответствия решения (8) измеренным в [4] зависимостям $M = M(M_i, \varepsilon, (\omega \Pi / 4A)x)$ при $\varepsilon = 0,14 \div 0,56$, $M = 1 \div 4$, $\omega = 0,5$, $\gamma = 1,4$, $\Pi/A = 227,3 \text{ м}^{-1}$, $\alpha \ll 1$. Найдено, что $\beta = 1,55 \pm 0,15$. Указанный разброс в значениях β связан с тем, что при $M \geq 2$ для наилучшего соответствия расчетных и измеренных данных требовались несколько большие значения β , чем при $M \sim 1$. Интересно отметить, что для слабых УВ оптимальное значение $\beta \approx 1,4$ весьма близко к значению, характерному для истечения несжимаемой жидкости. В целом коэффициент расхода сжимаемого газа оказался на $\sim 30\%$ выше, чем для несжимаемой жидкости.

Результаты расчетов

На рис. 1 приведена расчетная зависимость коэффициента расхода C_D от числа Маха УВ при $\beta = 1,55$ и $\alpha = 0$ в уравнении (5). Сплошная кривая на рис. 1 свидетельствует о сильной зависимости $C_D(M)$ при $M < 2$. Этот факт не принимался во внимание в [4], где при расчетах предполагали, что $C_D \approx 0,4$ и не зависит от M . Штриховая линия на рис. 1 — аппроксимация функции $C_D(M)$:

$$C_D \approx 0,05 + 0,75 \exp(-0,35 \sqrt{M-1}), \quad (9)$$

погрешность которой не больше 4% в диапазоне $M = 1 \div 4$.

В таблице приведены значения функции $G(M)$ при $\beta = 1,55$, $\gamma = 1,4$. Для удобства вычислений приводим аппроксимацию функции $G(M)$:

$$G(M) \approx 9,7(M^{1,2} - 1,012)^{0,8} \quad (10)$$

с погрешностью не более 5% в диапазоне $M = 1,01 \div 4$ при $\gamma = 1,4$.

На рис. 2 проведено сравнение решения (8), (10) с экспериментальными данными [4, 5] при $\beta = 1,55$ (остальные параметры указаны выше). Видно, что предположение о постоянстве параметра β для разных M и ε дает удовлетворительные результаты. Кроме того, из рис. 2 следует, что для воздушных УВ решение определяется величинами M , и $\varepsilon(\omega \Pi / A)x$. Последний параметр зависит только от геометрических особенностей канала с проницаемыми стенками.

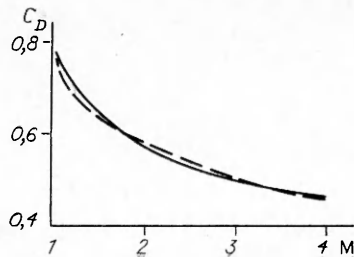


Рис. 1. Расчетная зависимость коэффициента расхода от числа Маха УВ и ее аппроксимация по формуле (9).

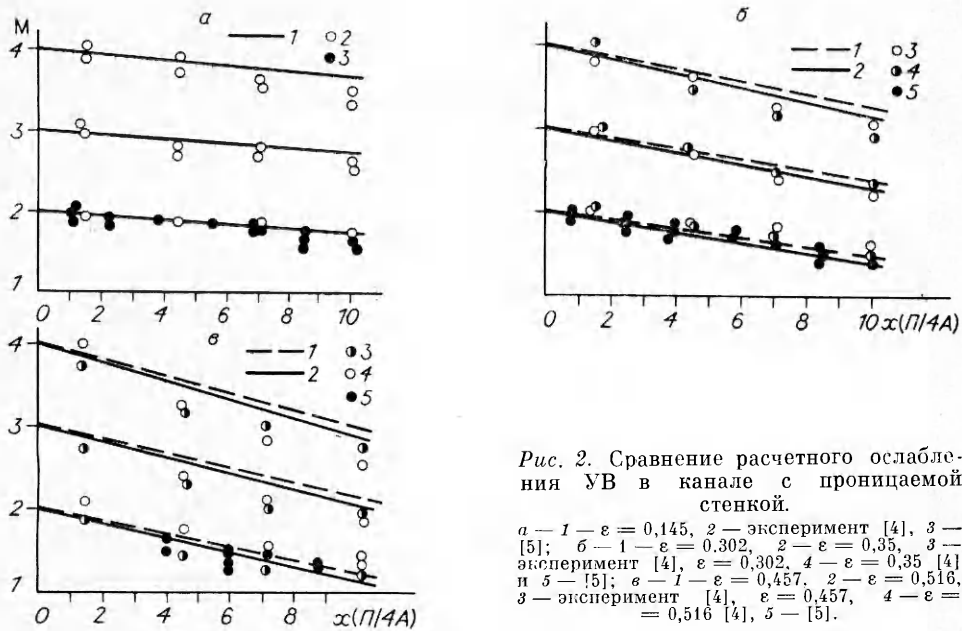


Рис. 2. Сравнение расчетного ослабления УВ в канале с пористой стенкой.

а — 1 — $\epsilon = 0,145$, 2 — эксперимент [4], 3 — [5]; б — 1 — $\epsilon = 0,302$, 2 — $\epsilon = 0,35$, 3 — эксперимент [4], 4 — $\epsilon = 0,302$, 4 — $\epsilon = 0,35$ [4] и 5 — [5]; в — 1 — $\epsilon = 0,457$, 2 — $\epsilon = 0,516$, 3 — эксперимент [4], 4 — $\epsilon = 0,457$, 4 — $\epsilon = 0,516$ [4], 5 — [5].

В [10] исследовалось затухание УВ с $M_i \approx 1,12$ ($pp_i^{-1} \approx 1,3$) в трубке с пористыми стенками внутренним диаметром $d = 23,2$ мм. Для определения расхода газа через поры проводились отдельные эксперименты, в которых в статических условиях измеряли расход газа через поры при начальном давлении $pp_i^{-1} \leq 1,3$. Данные по расходу аппроксимированы в [10] зависимостью \dot{g} [кг/(м² · с)] = $1,65 (pp_i^{-1}) - 1,335$. К сожалению, в [10] не указана пористость стенки, однако ее можно определить, сравнив величину \dot{g} с величиной $\epsilon \omega \dot{m}_0$, \dot{m}_0 при этом следует рассчитывать по формуле (3) для докритического истечения, а C_D — по (9). Полученная таким образом величина $\epsilon \omega \approx 4,5 \cdot 10^{-3}$, т. е. пористость стенки весьма мала. На рис. 3 проведено сравнение решения (8), (10) с экспериментальными данными [10]. Соответствие результатов удовлетворительное, так как отличие расчетных и измеренных значений числа Маха УВ не превышает 2 %, что находится, по-видимому, в пределах ошибки измерения. Кроме того, на расстояниях $x \sim 40d$ становится заметным затухание УВ вследствие трения и теплоотдачи на стенке трубки. Темными точками на рис. 3 показаны результаты измерений [10] в трубке того же диаметра с непроницаемыми стенками.

Заключение

Предложен приближенный метод расчета затухания УВ в каналах с пористыми стенками. Сравнение полученных результатов с результатами [1, 2] показывает, что ослабление УВ с помощью механических преград или завес значительно эффективнее, чем использование выпускных отверстий. Однако следует иметь в виду, что наличие пре-

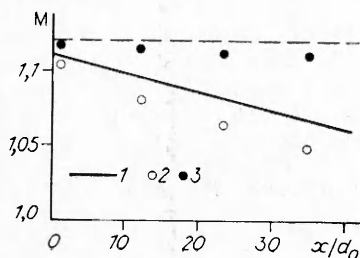


Рис. 3. Сравнение расчетного ослабления УВ в трубке с пористыми стенками ($\epsilon \omega = 4,5 \cdot 10^{-3}$) с экспериментами [10] (2). Точки (3) из [10] соответствуют затуханию УВ (1 — начальная интенсивность УВ) в трубке того же диаметра с непроницаемыми стенками.

Функции $G(M)$ для расчета ослабления ударной волны по соотношению (8)

M	G(M)	M	G(M)	M	G(M)
1,01	0	1,22	3,127	2,05	12,803
1,02	0,284	1,24	3,365	2,20	14,463
1,03	0,509	1,26	3,602	2,35	16,083
1,04	0,704	1,28	3,839	2,50	17,662
1,05	0,881	1,30	4,077	2,65	19,201
1,06	1,046	1,33	4,436	2,80	20,700
1,07	1,201	1,36	4,786	2,95	22,160
1,08	1,349	1,39	5,137	3,10	23,583
1,09	1,491	1,45	5,843	3,25	24,970
1,10	1,630	1,51	6,551	3,40	26,323
1,12	1,896	1,57	7,260	3,55	27,642
1,14	2,152	1,63	7,967	3,70	28,929
1,16	2,402	1,69	8,671	3,85	30,186
1,18	2,646	1,75	9,372	4,00	31,413
1,20	2,888	1,90	11,105		

град в трубопроводах нежелательно по двум причинам: во-первых, в силу возрастания гидравлического сопротивления магистрали и, во-вторых, при появлении пламени повышается вероятность его ускорения и даже перехода горения в детонацию. В [3] предпринято исследование комбинированного воздействия на метановоздушное пламя регулярных преград, установленных в канале прямоугольного сечения (127×203 мм), и «раскрытия» верхней стенки канала путем ее замены перфорированными плитами с $\epsilon \leq 0,5$. Если в закрытом канале пламя ускорялось до 150 м/с на длине $\sim 1,2$ м, то уже при проницаемости верхней стенки $\epsilon \approx 0,08$ максимальная скорость пламени не превышала 30 м/с на том же расстоянии от источника поджигания. Интересно, что в отличие от закрытого канала в канале с проницаемой стенкой ни высота, ни шаг установок препятствий не оказывали заметного влияния на динамику ускорения пламени. Результаты [3] позволяют предположить, что в трубопроводах, подверженных риску возникновения детонации, следует применять комбинированные меры, включающие препятствия для эффективного ослабления УВ и выпускные отверстия для предотвращения дальнейшего ускорения пламени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Медведев С. П. и др. Гашение ударных волн в каналах. Шероховатые трубы/АН СССР. ОИХФ.—Препр.—Черноголовка, 1990.—С. 29.
2. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Медведев С. П. Измерения и расчет затухания УВ в шероховатой трубе // ФГВ.—1990.—26, № 3.—С. 91.
3. Chan C., Moen I. O., Lee J. H. S. Influence of confinement on flame acceleration due to repeated obstacles // Combust. Flame.—1983.—49.—P. 27.
4. Honda M., Takayama K., Onodera O. Study on the motion of shock waves propagating along perforated ducts // Rep. Inst. High Speed Mech.—Tohoku: Tohoku Univ.—1974.—30.—P. 30.
5. Szumovski A. P. Attenuation of a shock wave along a perforated tube // Proc. 8th Symp. (Int.) Shock Waves and Shock Tubes.—London, 1971.—P. 215.
6. Movahed M. A., Grönig H. Pressure wave damping in branched pipes with arbitrary angles // Int. J. Pres. and Piping.—1986.—23.—P. 215.
7. Whitham G. B. Linear and nonlinear waves.—N. Y.: Wiley and Sons, 1974.—P. 636.
8. Lefebvre A. H. Gas turbine combustion.—N. Y.: McGraw Hill Co, 1983. Рус. пер.: Лефевр А. Процессы в камерах сгорания ГТД.—М.: Мир, 1986.—566 с.
9. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.—М.: Наука, 1978.—736 с.
10. Deekker B. E. «Sink» effect in a shock-induced boundary layer on attenuation // J. Fluid Mech.—1984.—146.—P. 169.

г. Москва

Поступила в редакцию 21/XII 1990