25. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ЖТФ, 1960, 30, 4.
26. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ПМТФ, 1960, 1.
27. А. А. Борисов, С. М. Когарко. Докл. АН СССР, 1963, 149, 623.
28. Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1960, 2.
29. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. Физматгиз, 1963.
30. G. L. Shott. Phys. of Fluids, 1965, 8, 850.
31. R. E. Duff. Phys. of Fluids, 1960, 4, 11.
32. D. Edwards, D. Perry, A. Jones. J. of fluid mechanics, 1966, 26, 10.
33. Б. В. Войцеховский, Б. Е. Котов и др. Изв. СО АН СССР, 1958, 9.
34. В. В. Митрофанов. ПМТФ, 1962, 4.
35. В. В. Митрофанов, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1964, 159, 5.
36. Б. П. Волин, Я. К. Трошин и др. ПМТФ, 1960, 2.
37. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Газодинамика горения. М., «Наука», 1963.
38. Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчиян, В. А. Ясаков. ФГВ, 1967, 3, 4.
39. D. Edwards, D. Perry a. o. J. Appl. Phys., 1966, 17, 11.
40. B. Levitt, D. H. Hornig. J. Chem. Phys., 1962, 36, 1.
41. M. L. N. Sastri, L. M. Schwartz a. o. 9-th Symposium (International) on Combustion. N. Y. — Ld., 1963.
42. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ПМТФ, 1967, 2.
43. А. Н. Дремин, О. К. Розанов. Докл. АН СССР, 1961, 139, 1.
44. А. Н. Дремин, О. К. Розанов. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 2.
45. N. Manson. Compt. rend, 1946, 222, 46.
46. N. Manson. Propagation des detonation et des deflagration dans les melanges gaseux. L'office. Nat. d'Etudes et des Recherches Alronautique, Paris, 1947.
47. Р. И. Солоухин, М. Е. Топчиян. Докл. АН СССР, 1959, 127, 772.
48. Р. И. Солоухин, М. Е. Топчиян. Третье Всесоюзное совещание по теории горения. Т. I. М., 1960.
49. J. A. Fay. J. Chem. Phys., 1952, 20, 6.
50. Chu Boa-Teh. Proceeding of Symposium Aerothermochem, Evanston, 1956.
51. Р. И. Солоухин. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1959, 6.
52. D. R. White. Phys. of Fluids, 1961, 4, 4.
53. С. С. Рыбанин. ФГВ, 1966, 2, 1.
54. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин, О. К. Розанов. ФГВ, 1966, 2, 3.
55. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 10, 5.
56. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеец. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
57. A. Schmidt. J. Phys. Chem., 1941, A., B., 189.
58. J. A. Nicholls, E. K. Dabora, R. A. Gealer. VII-th Symposium (International) on Combustion and Detonation, London, 1959.
59. R. A. Gross, W. Chinitz. J. Aero/space Sci., 1960, 27, 7.
60. Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1961, 5.
61. Б. В. Войцеховский. Докл. АН СССР, 1959, 129, 6.
62. Б. В. Войцеховский. ПМТФ, 1960, 3.
63. Б. В. Войцеховский. Сб. Ученого совета по народнохозяйственному использованию взрыва. Вып. 13, Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1960.
64. В. В. Михайлов, М. Е. Топчиян. ФГВ, 1965, 1, 4.

УДК 534.222.22

К ТЕОРИИ ДЕТОНАЦИИ В ШЕРОХОВАТЫХ ТРУБАХ

С. С. Рыбанин

(Москва)

Большинство экспериментов по изучению детонации газов проводилось в трубах с гладкими стенками. Изучению же детонации в шероховатых трубах — явления очень интересного как с практической, так и с теоретической точки зрения — уделялось незаслуженно мало внимания.

Детонация в шероховатых трубах впервые исследовалась К. И. Щелкиным [1]. Затем это явление изучал П. Лаффит [2]. Как показано Щелкиным, в шероховатой трубе скорость детонации теряет свойство физико-химической константы смеси, поскольку в шероховатой трубе она зависит от аппаратурных условий — от степени шероховатости. Чем больше шероховатость, тем сильнее падает скорость. В шероховатых трубах зарегистрированы скорости детонации, на 40—50% меньше скорости ее в гладкой трубе. С позиций классической модели детонации с потерями, предложенной Я. Б. Зельдовичем [3], такое большое падение скорости объяснить трудно[1].

К. И. Щелкин и Я. Б. Зельдович смогли объяснить это явление, предложив неклассический механизм детонации в шероховатых трубах.

По представлению Зельдовича, воспламенение газа при столь малых скоростях детонации[2] происходит не непосредственно за ударным фронтом, а в местах отражения его от шероховатостей, где, как показывают оценки, температура гораздо выше, чем за фронтом детонационной волны. Затем горение распространяется к середине трубы, заполняет все ее сечение (рис. 1) и заканчивается прежде, чем смесь успевает прореагировать от ударного сжатия.

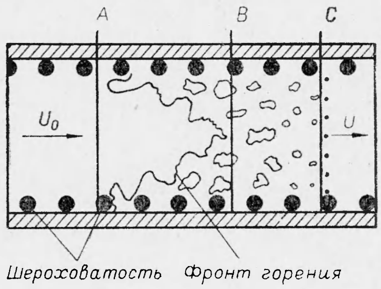

Рис. 1. Схема детонации в шероховатой трубе по Зельдовичу и Щелкину.

По представлению К. И. Щелкина [4], воспламенение может происходить путем поджигания свежего газа продуктами горения, которое возможно благодаря интенсивной турбулентности, вызываемой шероховатостью, и высокой температурой за фронтом детонации. Иными словами, предполагается, что скорость турбулентного горения сравнима со скоростью газа относительно фронта детонации, поэтому может существовать стационарный детонационный комплекс — ударная волна и зона горения.

Ясно, что и в этом случае горение начинается у стенок трубы, где прежде всего развивается турбулентный пограничный слой и где скорость турбулентного горения наибольшая. Затем горение заполняет все сечение трубы (см. рис. 1).

Таким образом, представления Я. Б. Зельдовича и К. И. Щелкина о структуре детонационной волны в шероховатой трубе по сути дела одинаковы; отличие заключается лишь в разных механизмах воспламенения.

В основу теоретических рассмотрений детонации в шероховатой трубе, излагаемых ниже, положена модель Зельдовича — Щелкина.

Ради простоты, но не в ущерб физическому смыслу, сделаем следующие допущения.

Фронт детонации — плоский. Воспламенение газа у стенок трубы мгновенное. Горение газа происходит турбулентно, причем предполагается, что турбулентные моли газа сгорают с поверхности (модель

---

[1] Согласно Зельдовичу максимальное падение скорости детонации составляет $\frac{\Delta U_0}{U_0} \simeq \frac{RT}{E}$, где R — газовая постоянная, T — температура за фронтом детонации; E — энергия активации. Обычно величина $\frac{RT}{E}$ находится в пределах **0,1—0,15**.

[2] Как показывают оценки [8], такой механизм детонации может иметь место, например, при детонации смеси $2H_2+O_2$ в трубе диаметром 2 *см*, когда снижение скорости детонации из-за потерь составляет 15% от величины ее в гладкой трубе.

Дамкеллера — Щелкина [5]). Течение в области, где горение заполнило все сечение трубы (сечение B и далее), считаем одномерным. Тепловыми потерями пренебрегаем по сравнению с потерями из-за трения.

При таких приближениях уравнения сохранения потоков массы, импульса и энергии в системе координат, связанной с фронтом детонации, имеют вид [3]

$$j = \rho_0 U_0 = \rho U, \tag{1}$$

$$p + \rho U^2 = p_0 + \rho_0 U_0^2 + \int_0^x \frac{\Pi c_x \rho w^2}{2F} dx, \tag{2}$$

$$j\left(\frac{\gamma pv}{\gamma - 1} + \frac{U^2}{2}\right) = j\left(\frac{\gamma p_0 v_0}{\gamma - 1} + \frac{U_0^2}{2} + q\right) + U_0 \int_0^x \frac{\Pi c_x \rho w^2}{2F} dx, \tag{3}$$

где U — скорость газа относительно фронта детонационной волны; w — скорость газа относительно стенок трубы; p — давление; v — удельный объем; ρ — плотность; j — плотность потока; q — тепловыделение; c_x — коэффициент сопротивления; Π — периметр трубы; F — площадь поперечного сечения трубы; γ — отношение теплоемкостей; x — расстояние от фронта детонационной волны. Индекс «0» относится к состоянию газа перед детонационной волной, поэтому U_0 — скорость детонации.

При турбулентном горении течение весьма неоднородно, поэтому предполагается, что все величины в уравнениях (1) — (3) осреднены по сечению трубы и времени.

Поскольку, по нашим предположениям, турбулентные моли газа сгорают с поверхности, то приближенно можно принять, что тепловыделение следующим образом зависит от времени:

$$q = Q\left[1 - \left(1 - \frac{u_н t}{l}\right)^3\right], \tag{4}$$

где $u_н$ — нормальная скорость пламени; l — масштаб турбулентности; t — время; Q — тепловой эффект химической реакции.

Введем обозначение

$$\xi = \int_0^x \frac{\Pi c_x \rho w^2 dx}{2 F j^2 v_0},$$

где ξ — безразмерные потери из-за трения.

Исключив p из уравнений (1) — (3), получим выражение

$$\frac{v}{v_0} = \frac{1 + M^2 (1 + \xi)\left(\gamma \pm \sqrt{D}\right)}{(\gamma + 1) M^2}, \tag{5}$$

где

$$M^2 = \frac{U_0^2}{c_0^2} = \frac{U_0^2}{\gamma p_0 v_0};$$

$$D = \frac{1}{M^4(1+\xi)^2}\left\{(M^2-1)^2 + 2M^2(\gamma + M^2)\xi + \gamma^2 M^4 \xi^2 - \right.$$

$$\left. - \frac{2(\gamma^2-1)qM^2}{c_0^2}\right\} \geqslant 0$$

(скорость детонации обычно велика, поэтому $M^2 \gg 1$). После пренебрежения малыми членами выражение для D примет вид

$$D \simeq \frac{\gamma^2\xi^2 + 2\xi + 1 - \dfrac{2(\gamma^2-1)q}{U_0^2}}{(1+\xi)^2}. \tag{6}$$

Условие $D \geqslant 0$ налагает на допустимые уравнениями (1)—(3) скорости детонации следующее ограничение:

$$U_0^2 \geqslant \frac{2(\gamma^2-1)q}{\gamma^2\xi^2 + 2\xi + 1}. \tag{7}$$

Отсюда видно, что минимальная скорость детонации $v_{0\min}$ должна быть равной максимальному значению правой части неравенства (7)

$$U_{0\min} = \sqrt{\frac{2(\gamma^2-1)q_*}{\gamma^2\xi_*^2 + 2\xi_* + 1}}, \tag{8}$$

где величины, отмеченные звездочкой, относятся к точке максимума правой части неравенства (7), т. е.

$$\frac{d}{d\xi}\left[\frac{2(\gamma^2-1)q}{\gamma^2\xi^2 + 2\xi + 1}\right]_{\xi=\xi_*} = 0. \tag{9}$$

Если детонация распространяется с минимальной скоростью (8), то в точке $\xi = \xi_*$ $D_* = 0$. Из уравнения (2) следует, что если $D_* = 0$, то $U_* = \sqrt{\gamma p_* v_*} = c_*$ — скорость течения равна скорости звука.

Если $D > 0$ (это имеет место, когда детонация распространяется со скоростью бо́льшей $U_{0\min}$, то всюду за фронтом детонации $U < c$, следовательно, согласно правилу Чепмена — Жуге, стационарная самоподдерживающаяся детонация может распространяться только со скоростью $U_{0\min}$ (8).

Для определения скорости детонации Чепмена — Жуге $U_{0\min}$ служат уравнения (8) и (9), кроме $U_{0\min}$ эти уравнения содержат еще две неизвестные величины q_* (или t_*) и ξ_*. Для определения t_* и ξ_* двух уравнений (8) и (9) недостаточно. Чтобы найти еще одну связь между $U_{0\min}$, t_* и ξ_*, нужно решить уравнения (1)—(3). Сделать это точно — задача очень сложная, целесообразней вычислить зависимость $\xi_*(U_{0\min}, t_*)$ приближенно.

Представим ξ_* в виде

$$\xi_* = \frac{v_0 \Pi}{2F U_{0\min}^2}\left\{\int_0^{x_B} c_x \rho w^2 dx + \int_{x_B}^{x_*} c_x \rho w^2 dx\right\}, \tag{10}$$

где x_B — расстояние от фронта детонации до плоскости B (см. рис. 1), в которой горение заполняет все сечение трубы. Напомним, что при $x > x_B$ течение считаем одномерным.

В первом интеграле сделаем замену переменных, пользуясь соотношением

$$dt = \frac{dx}{U} = -\frac{dr}{u_т},$$

где $u_т$ — скорость распространения турбулентного горения на расстоянии r от оси трубы. Во втором интеграле сделаем замену

$$dx = Udt.$$

Если шероховатость трубы достаточно велика, то коэффициент сопротивления c_x зависит только от величины шероховатости. Мы ограничимся именно таким случаем и будем считать $c_x = \text{const}$.

Величины $u_н$ и $u_т$ зависят от температуры за ударным фронтом и интенсивности турбулентности. Эти величины определяются в основном только скоростью детонации, поэтому в первом приближении можно считать, что $u_н$ и $u_т$ не зависят от x.

При сделанных предположениях выражение (10) имеет следующий вид

$$\xi_* = \frac{\Pi c_x U_{0\min}}{2F}\left\{\frac{R}{u_т}\int\limits_0^1\left(\frac{w}{U_{0\min}}\right)^2 d\left(\frac{r}{R}\right) + \frac{\tau_* l}{u_н}\int\limits_{t_B/t_*}^1\left(\frac{w}{U_{0\min}}\right)^2 d\left(\frac{t}{t_*}\right)\right\}, \quad (11)$$

где $\tau_* = \frac{t_* u_н}{l}$; R — радиус трубы.

Первое слагаемое в правой части выражения (11) представляет собой безразмерные потери из-за трения на участке AB (см. рис. 1), где горение распространяется от стенки трубы к середине, второе слагаемое — потери на участке BC, где происходит турбулентное горение в одномерном потоке.

Длина участка AB, а вместе с ним и потери, определяется временем распространения горения от стенки трубы к середине, т. е. величиной $R/u_т$.

Длина участка BC определяется временем горения турбулентного моля газа $l/u_н$.

Рассмотрим два крайних случая:

1) потери на участке BC намного больше потерь на AB, при этом $l/u_н \gg R/u_т$;

2) потери на участке AB намного больше потерь на BC, при этом $R/u_т \gg l/u_н$.

1) $l/u_н \gg R/u_т$ — время горения турбулентного моля газа намного больше времени распространения горения от стенки трубы к ее середине. Поскольку в этом случае потери на участке BC превосходят потери на участке AB, то первым интегралом в правой части выражения (11) можно пренебречь, в результате чего получим

$$\xi_* \simeq \frac{\Pi c_x l U_{0\min}\tau_*}{2Fu_н}\int\limits_0^1\left(\frac{w}{U_{0\min}}\right)^2 d\left(\frac{t}{t_*}\right) = \frac{3(\gamma+1)^2\zeta_1}{2\theta^{1/2}}\int\limits_0^1\left(\frac{w}{U_{0\min}}\right)^2 d\left(\frac{t}{t_*}\right), \quad (12)$$

где

$$\zeta_1 = \frac{\Pi c_x l\sqrt{2(\gamma^2-1)Q}}{3(\gamma+1)^2 Fu_н}; \quad \theta = \frac{2(\gamma^2-1)Q}{U_{0\min}^2}.$$

Заметим, что $\frac{t_B}{t_*} \simeq \frac{R/u_т}{R/u_т + l/u_н} \ll 1$, поэтому мы не совершаем большой ошибки, когда нижний предел интегрирования в (12) считаем нулем.

Вычислим теперь приближенный интеграл в (12).

При $t/t_* = 0$ можно считать (поскольку потери на участке AB малы), что $\frac{w}{U_{0\min}} \simeq \frac{2}{\gamma+1}$. При $\frac{t}{t_*} = 1$ $D_* = 0$, поэтому $\frac{w}{U_{0\min}} = \frac{1-\gamma\xi_*}{\gamma+1}$, что следует из соотношений (1)—(6).

Зная значение функции $\frac{w}{U_{0\min}}$ на краях интервала интегрирования, интеграл в (12) можно оценить, считая $\frac{w}{U_{0\min}}$ линейной функцией t/t_*, в результате чего получим

$$\xi_* = \frac{\zeta_1 \tau_* (\gamma^2 \xi_*^2 - 4\gamma\xi_* + 7)}{2\theta^{1/2}}. \tag{13}$$

Таким образом, для определения $U_{0\min}$, t_* и ξ_* имеем три уравнения (8), (9) и (13), которые после простых преобразований сводятся к следующим уравнениям

$$\theta = \frac{\gamma^2\xi_*^2 + 2\xi_* + 1}{1-(1-\tau_*)^3}, \tag{14}$$

$$\frac{\tau_*(1-\tau_*)^2}{1-(1-\tau_*)^3} = \frac{2\xi_*(\gamma^2\xi_* + 1)(1-\gamma\xi_*)^2}{(\gamma^2\xi_*^2 - 4\gamma\xi_* + 7)(\gamma^2\xi_*^2 + 2\xi_* + 1)}, \tag{15}$$

$$\tau_*^2[1-(1-\tau_*)^3] = \frac{4\xi_*^2(\gamma^2\xi_*^2 + 2\xi_* + 1)}{\zeta_1^2(\gamma^2\xi_*^2 - 4\gamma\xi_* + 1)^2}. \tag{16}$$

График зависимости $\tau_*(\xi_*)$ по уравнению (15) приведен на рис. 2 (кривая a). Как видно из рисунка, кривая $\tau_*(\xi_*)$ имеет минимум. Минимальное значение $\tau_{*\min}$ при $\gamma = 1{,}4$ равно 0,8. Величина $\tau_* \leqslant 1$, поэтому $\xi_* \leqslant \frac{1}{\gamma}$, как следует из уравнения (15) и видно из рис. 2.

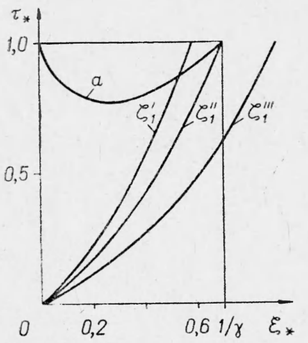

Рис. 2. График зависимости безразмерного времени горения $\tau_* = \frac{t_* u_н}{l}$ от величины потерь ξ_*.

График зависимости $\tau_*(\xi_*)$ по уравнению (16) при $\zeta_1 = \text{const}$ также приведен на рис. 2. По мере увеличения ζ_1 кривая $\tau_*(\xi_*)$ смещается вправо и вниз.

Как видно из рисунка, существует предельное максимальное значение ζ_{1_i}, для которого есть еще решение уравнений (15) и (16). При $\zeta_1 > \zeta_{1_i}$ кривые (a) и $\tau_*(\xi_*)$ по уравнению (16) пересекаются за пределами интервала $0 \leqslant \xi_* \leqslant \frac{1}{\gamma}$, где $\tau_* > 1$. Эти решения не имеют физического смысла. Для предельного значения ζ_{1_i} величина $\tau_* = 1$ и $\xi_* = \frac{1}{\gamma}$ — горение завершено, а газ полностью заторможен относительно стенок трубы ($w_* = 0$, что следует из (1)—(6) при $\xi_* = \frac{1}{\gamma}$). Величина предельной скорости детонации $U_{0\min_l}$ и коэффициент ζ_{1_l} равны:

$$\frac{U_{0\min_l}}{\sqrt{2(\gamma^2-1)Q}}=\sqrt{\frac{\gamma}{2(\gamma+1)}}, \tag{17}$$

$$\zeta_{1_l}=\sqrt{\frac{\gamma+1}{2\gamma^3}} \tag{18}$$

при $\gamma=1{,}2$

$$\frac{U_{0\min_l}}{\sqrt{2(\gamma^2-1)Q}}=0{,}52.$$

Таким образом, детонация в шероховатой трубе при $\frac{l}{u_н}\gg\frac{R}{u_т}$ возможна лишь, если

$$\zeta_1=\frac{\Pi c_x\, l\sqrt{2(\gamma^2-1)Q}}{3(\gamma+1)^2 F u_н}\leqslant\sqrt{\frac{\gamma+1}{2\gamma^3}}, \tag{18a}$$

скорость детонации $U_{0\min}$ при этом не может быть меньше величины $\sqrt{\gamma(\gamma-1)Q}$.

2) $\frac{l}{u_н}\ll\frac{R}{u_т}$ — время горения турбулентного моля газа намного меньше времени распространения горения от стенок трубы к ее середине. В этом случае потери на участке AB превосходят потери на участке BC, поэтому вторым интегралом в правой части выражения (11) можно пренебречь, в результате чего получим:

$$\xi_*\simeq\frac{\Pi c_x U_{0\min} R}{2Fu_т}\int\limits_0^1\left(\frac{w}{U_{0\min}}\right)^2 d\left(\frac{r}{R}\right)=\frac{3(\gamma+1)^2\zeta_2}{2\theta^{1/2}}\int\limits_0^1\left(\frac{w}{U_{0\min}}\right)^2 d\left(\frac{r}{R}\right), \tag{19}$$

где

$$\zeta_2=\frac{\Pi c_x R\sqrt{2(\gamma^2-1)Q}}{3(\gamma+1)^2 F u_т}.$$

Вычислим теперь приближенно интеграл в (19). При $\frac{r}{R}=1$ $\frac{w}{U_{0\min}}=\frac{2}{\gamma+1}$, при $\frac{r}{R}=0$ $\frac{w}{U_{0\min}}\simeq\frac{1-\xi_*}{\gamma+1}$, потому что в сечении B при условии $l/u_н\ll R/u_т$ газ практически весь сгорает.

Зная значение функции $\frac{w}{U_{0\min}}$ на краях интервала интегрирования, интеграл в (19) можно оценить, считая $\frac{w}{U_{0\min}}$ линейной функцией $\frac{r}{R}$, в результате чего получим

$$\xi_*=\frac{\zeta_2(\gamma^2\xi_*^2-4\gamma\xi_*+7)}{2\theta^{1/2}}. \tag{20}$$

Таким образом, для определения величин $U_{0\min}$, t_* и ξ_* имеем уравнения (8), (9) и (20), которые после простых преобразований сводятся к следующим:

$$\theta=\frac{\gamma^2\xi_*^2+2\xi_*+1}{1-(1-\tau_*)^3}, \tag{21}$$

$$\frac{(1-\tau_*)^2}{1-(1-\tau_*)^3}=\frac{2\,\zeta_1\,\xi_*\,(\gamma^2\,\xi_*+1)\,(1-\gamma\,\xi_*)^2}{\zeta_2(\gamma^2\xi_*^2-4\,\gamma\,\xi_*+7)\,(\gamma^2\,\xi_*^2+2\,\xi_*+1)},\tag{22}$$

$$1-(1-\tau_*)^3=\frac{4\,\xi_*^2\,(\gamma^2\,\xi_*^2+2\,\xi_*+1)}{\zeta_2^2\,(\gamma^2\,\xi_*^2-4\,\gamma\,\xi_*+1)^2}.\tag{23}$$

Зависимость между τ_* и ξ_* по уравнению (22) при $\frac{\zeta_1}{\zeta_2}=\mathrm{const}$ имеет такой же вид, что и по уравнению (15) (см. рис. 2, кривая *a*), но, поскольку $l/u_н \ll R/u_т$ (поэтому $\zeta_2 \gg \zeta_1$), минимальное значение $\tau_{*\min}$ практически не отличается от единицы. Поэтому $(1-\tau_*)^3 \ll 1$ и величину ξ_* в этом случае можно сразу найти из уравнения (23).

Следует отметить, что как и в предыдущем случае, $\xi_* \leqslant \frac{1}{\gamma}$, поэтому существует предельное максимальное значение ζ_{2_l} и предельное минимальное значение скорости детонации $U_{0\min_l}$

$$\frac{U_{0\min_l}}{\sqrt{2\,(\gamma^2-1)\,Q}}=\sqrt{\frac{\gamma}{2\,(\gamma+1)}},\tag{24}$$

$$\zeta_2=\sqrt{\frac{\gamma+1}{2\,\gamma^3}}.\tag{25}$$

Таким образом, детонация в шероховатой трубе при $\frac{R}{u_т} \gg \frac{l}{u_н}$ возможна, если

$$\zeta_2=\frac{\Pi\,c_x\,R\,\sqrt{2\,(\gamma^2-1)\,Q}}{3\,(\gamma+1)^2\,F\,u_т} \leqslant \sqrt{\frac{\gamma+1}{2\,\gamma^3}}.\tag{25a}$$

Скорость детонации при этом не может быть меньше величины $\sqrt{\gamma\,(\gamma-1)\,Q}$.

Из соотношений (17) и (24) видно, что предельные значения скорости детонации для случаев $l/u_н \gg R/u_т$ и $l/u_н \ll R/u_т$ одинаковы и соответствуют таким потерям, когда продукты детонации полностью заторможены относительно стенок трубы, а горение завершено. Очевидно, что и при любом соотношении между $l/u_н$ и $R/u_т$ предельная скорость детонации будет соответствовать такому же состоянию. Критерий существования детонации Чепмена — Жуге для любого соотношения между $l/u_н$ и $R/u_т$ можно получить из условия $\xi_* \leqslant \frac{1}{\gamma}$, считая в первом приближении, что величина первого интервала в равенстве (11) пропорциональна $\frac{R/u_т}{l/u_н+R/u_т}$, а второго — $\frac{l/u_н}{l/u_н+R/u_т}$:

$$\frac{\Pi\,c_x\sqrt{2\,(\gamma^2-1)\,Q}\;[(l/u_н)^2+(R/u_т)^2]}{F\,(l/u_н+R/u_т)} \leqslant \sqrt{\frac{9\,(\gamma+1)^5}{2\,\gamma^3}}.\tag{26}$$

Из этого выражения следует, что для каждой горючей смеси существует предельное значение коэффициента сопротивления трубы c_{x_l}. Если $c_x > c_{x_l}$, то детонация Чепмена — Жуге невозможна. В связи с этим следует обратить внимание на следующее обстоятельство. В смесях с малой скоростью горения в трубах с большим коэффициентом сопротивления критерий существования детонации Чепмена — Жуге (26) не выполняется.

С другой стороны, известен факт, что турбулентное горение в трубе, как правило, неустойчиво — оно ускоряется [6, § 26]. Таким образом, при горении в шероховатых трубах может возникнуть такая ситуация, что распространение самоподдерживающейся детонации будет невозможно из-за слишком большого сопротивления трубы, в то же время невозможно и стационарное распространение горения. Остается, по-видимому, единственный режим: быстрое нестационарное горение. Возможно, что именно также режимы горения зарегистрированы Диценгом и Щелкиным [7].

Эти авторы исследовали горение смеси 50% CO+50% воздуха в шероховатых трубах с весьма большим коэффициентом трения ($c_x \sim 0{,}3 \div 0{,}5$), для которых условие (26) не выполняется. Скорость распространения горения изменялась в интервале 188—790 *м/сек*, однако стационарной детонации зарегистрировано не было.

В заключение приведем результаты расчетов скорости детонации в шероховатых трубах.

Приближенные расчеты скорости детонации смесей $C_2H_6+3{,}5O_2$ и $2C_2H_2+O_2$ для условий экспериментов, характерных для работ Щелкина и Лаффита [1, 2], проводились по формулам (21) — (23), поскольку оценки показали, что при этих условиях $\frac{R}{u_т} \gg \frac{l}{u_н}$. Коэффициент трения c_x рассчитывался с точностью до постоянной, последняя определялась из одного эксперимента. Скорость турбулентного горения рассчитывалась по формуле Козаченко [6, стр. 91]. Подробно методика расчета изложена в [8]. Результаты расчетов приведены на рис. 3.

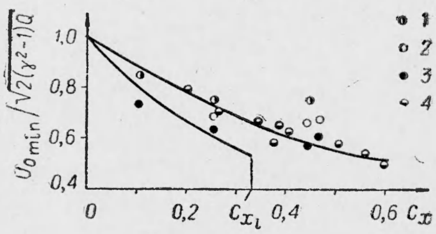

Рис. 3. График зависимости отношения скорости детонации в шероховатой трубе к скорости в гладкой $\frac{U_{0\,min}}{\sqrt{2(\gamma^2-1)Q}}$ от коэффициента трения c_x.

Данные Щелкина [1] для смеси $C_2H_6+3{,}5\,O_2$: *1* — $p_0=760$ *мм рт. ст.*, *2* — $p_0=500$ *мм рт. ст.*, *3* — $p_0=300$ *мм рт. ст.*; *4* — данные Лаффита [2] для смеси $2C_2H_2+O_2$

Поступила в редакцию
18/X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Шелкин. ЖЭТФ, 1940, **10**, 823.
2. P. Laffite. Compt. rend., 1947, **224**, 1224.
3. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеец. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
4. К. И. Щелкин. Быстрое горение и детонация газов. М., Воениздат, 1949.
5. К. И. Щелкин. ЖТФ, 1943, **13**, 520.
6. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения, М., Изд-во АН СССР, 1963.
7. В. Е. Дицент, К. И. Щелкин. ЖФХ, 1949, **19**, 21.
8. С. С. Рыбанин. Канд. дисс., МФТИ, 1966.