
М.М. ПОЛАТАЙКО

робота виконана індивідуально

(Вул. Грушевського, 180, с. Назавизів, Надвірнянський р-н, Івано-Франківська обл. 78425;

e-mail: ptt.miron@mail.ru)

ОБЛАСТЬ ДОПУСТИМИХ ЗНАЧЕНЬ ТЕМПЕРАТУРИ, ЧИСЕЛ МАХА І ПИТОМОГО ВМІСТУ ВОДНЮ В ГАЗОВІЙ СУМІШІ МОЖЛИВОГО ІСНУВАННЯ НОРМАЛЬНОЇ СФЕРИЧНОЇ ДЕТОНАЦІЇ

УДК 534.222.2

Використовуючи елементи теорії класичної детонації і раніше отримані співвідношення для сферичних хвиль, автор спробував встановити область допустимих значень температури, чисел Маха і питомого вмісту водню в газовій суміші, що уможливають існування нормальної сферичної детонації. У роботі враховувалися критичні значення параметрів, пов'язані з кінетикою хімічної реакції на фронті ударної хвилі і параметри, що визначають інтенсивність ударного переходу (мінімальне і максимальне число Маха) для даного реагуючого середовища. На прикладі взаємодії H_2 і O_2 вдалося графічно визначити область значень критичної температури, температури детонації нерухомого середовища та питомого вмісту водню в суміші, за яких можлива сферична детонація.

Ключові слова: сферична детонація, режим Чепмена–Жуге, воднево-киснева суміш, схема Льюїса, ланцюгова реакція, критична температура, число Маха, точка Жуге, гідродинамічна теорія детонації.

1. Вступ

У багатьох галузях науки і техніки широко застосовуються вибухи, а також використовуються їхні моделі для висвітлення різноманітних фізичних явищ. Більше того, несподівані вибухи у виробництві та побуті часто призводять до катастроф з численними людськими втратами, що зумовило в наш час інтенсивне вивчення надзвукового горіння. Ці дослідження проводяться як аналітичними методами [1], так і шляхом чисельного моделювання [2, 3]. У даній статті визначається область параметрів виникнення нормальної сферичної детонації газової суміші, детонації, яка передуює плоскій (класичній), але появляється при меншій швидкості ударної хвилі [4]. Сферична хвиля для сильно-

го точкового вибуху є початковим етапом всього детонаційного процесу, що поступово переходить у класичний варіант. В одній з попередніх робіт [4] автором запропонована модель переходу вибухової сферичної хвилі в режим Чепмена–Жуге, в іншій [5], вводиться поняття критичної температури на фронті хвилі, як основного критерію переходу ударної хвилі в хвилю детонації. У теперішній роботі, на прикладі воднево-кисневої суміші, зроблена спроба графічно визначити область фізичних параметрів, при яких можлива сферична детонація.

2. Критичні значення параметрів, пов'язані з кінетикою хімічної реакції

У класичній теорії розглядається хвиля детонації з різким переднім фронтом і вважається, що хімічні

перетворення починаються відразу після стрибкоподібного підвищення тиску. У реальному газі ситуація складається дещо по іншому [6]. Профілі зміни температури і тиску за ударним фронтом детонаційної хвилі схематично показані на рис. 1. Після ударного переходу (1-2) відбувається збудження коливального та обертового ступенів вільності молекул газу (2-3), що супроводжується зниженням температури. Далі настає період індукції (3-4), тривалість якого при досить високій енергії активації процесу $E = 20\text{--}40$ ккал/моль, може становити більше 90% усього часу хімічної реакції (3-5). У стаціонарному режимі детонації (режим Чепмена-Жуге) профіль (1-5) не змінюється з часом. Зона реакції межує з областю нестационарної течії – хвилею розрідження (5-6), профіль якої може змінюватися.

Виявляється, що у воднево-кисневій суміші, стисненій ударною хвилею, на ділянці (2-4) утворюється багато вільних радикалів [7, 8], концентрація яких досягає $10^{12}\text{--}10^{14}$ (см³·с)⁻¹. Швидкі ланцюгові перетворення починаються саме з цих початкових центрів [7] і відбуваються за схемою Льюїса. В цьому випадку маємо



Відзначимо також, що температура T_2 , при якій ймовірність розгалуження δ дорівнює одиниці

$$\delta = 1, \quad (3)$$

являється критичною, процес значно прискорюється і відбувається швидка ланцюгова реакція. У зазначених умовах, рівність

$$T_2 = T_x \quad (4)$$

виступає критерієм якісних змін кінетики взаємодії водню з киснем згідно з [5]. Схема Льюїса запускає механізм детонації, хоча сам процес може здійснюватися й іншим шляхом, за іншою схемою, де швидкість реакції на порядок вища. З хімічної точки зору ми вже констатували той факт, що для надзвукового горіння на фронті ударної хвилі необхідно досягти температури середовища T_x , при якій ймовірність розгалуження δ дорівнюватиме одиниці. Як визначити T_x ?

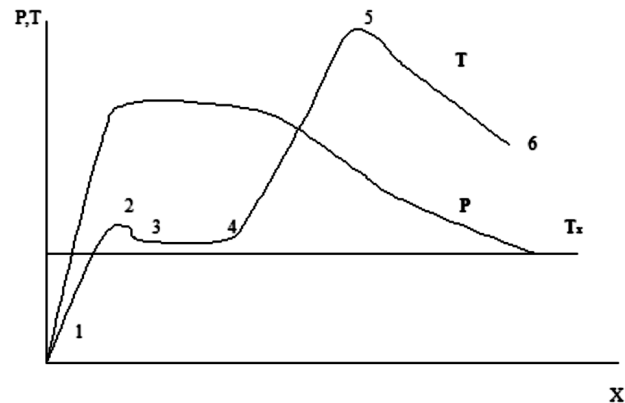


Рис. 1. Схема зміни тиску P і температури газу T за фронтом ударної хвилі (без дотримання масштабу) [6], за умови $T_2 \geq T_x$: T_2 – температура в точці (2)

У роботі [5] була отримана залежність між основними параметрами хімічної реакції, що відбувається на фронті ударної хвилі, з одного боку, і фізичними величинами, що характеризують процес ударного переходу, з іншого боку,

$$T_x^2 = \frac{2,5 \cdot 10^5 Q T_0 (\gamma - 1)}{4\gamma^2 (\gamma + 1) K^* P_0} \times \frac{(2\gamma M^2 - \gamma + 1)(2 + (\gamma - 1)M^2)^2}{M^6} \times \exp\left(-\frac{E_2}{K^* T_x}\right), \quad (5)$$

де M – число Маха (відображає інтенсивність ударного переходу); P_0 – початковий, фіксований перед ініціюванням вибуху (при 293 К), тиск газової суміші, виражений в мм рт. ст.; E_2 – енергія активації реакції розгалуження (2); K^* – газова стала; Q – енергія згоряння моля горючого газу; γ – показник адиабати даної суміші газів. Для воднево-кисневої суміші, після підстановки відповідних числових значень і констант [9] $\gamma = 1,4$; $Q = 286,5$ кДж/моль, $K^* = 8,31$ Дж/(моль·град), $E_2 = 16 \cdot 10^3 \cdot 4,19$ Дж/моль і $T_0 = 293$ К, рівняння (5) набуває такого вигляду:

$$T_x^2 = \frac{5,38 \cdot 10^{10} (2,8M^2 - 0,4)(2 + 0,4M^2)^2}{P_0 M^6} \times e^{-8067/T_x}. \quad (6)$$

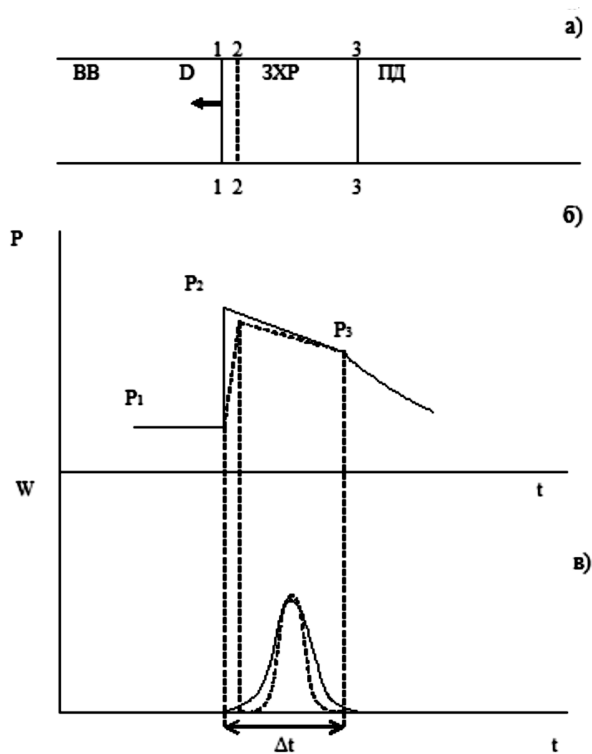


Рис. 2. Схематичне зображення структури і залежність фізичних параметрів плоскої детонаційної хвилі від часу; а – структура хвилі: ВВ – вибухова речовина, ПД – продукти детонації, ЗХР-зона хімічної реакції; б – зміна тиску: P_1 – перед фронтом хвилі, P_2 – на фронті хвилі, P_3 – в зоні хімічної реакції (точка Жуґе); в – зміна швидкості реакції

Очевидно, що для різних чисел Маха температура T_x виявиться різною. Дане співвідношення дозволяє визначити функціональну залежність критичної температури T_x від числа Маха M , якщо відомо початковий тиск P_0 і порівняти її значення з реальною температурою T_2 :

$$T_2 = \frac{(2\gamma M^2 - \gamma + 1)(2 + (\gamma - 1)M^2)}{(\gamma + 1)^2 M^2} T_1, \quad (7)$$

де T_1 – температура середовища перед фронтом хвилі. Таким чином, у нашому випадку повинен здійснюватися один важливий критерій:

$$T_2 \geq T_x, \quad (8)$$

тільки після цього можна говорити про детонацію, як про процес, що дійсно відбувається.

3. Елементи гідродинамічної теорії детонації. Граничні параметри, залежні від мінімального і максимального числа Маха

Процес детонації вибухових речовин подається як сукупна дія ударної хвилі і хімічної реакції, при якому ударне стиснення ініціює реакцію, а енергія реакції підтримує подальший процес детонації. Гідродинамічна теорія [10] дає можливість зробити такі оцінки: 1) оцінити розміри зони хімічної реакції; 2) визначити параметри середовища в самій зоні хімічної реакції (на межі поділу з продуктами детонації). У класичній теорії розглядається плоский фронт детонації

$$d = \Delta t(D - v_g), \quad (9)$$

де d – ширина зони хімічної реакції; Δt – час протікання реакції; D – швидкість ударної хвилі; v_g – швидкість газу за фронтом реакції (точка Жуґе). У реальній ситуації (рис. 2), якщо бути точним, повинен існувати деякий ударний перехід (1-2) до досягнення температури T_2 , який в даному випадку не враховується. На рис. 2 видно, що фронт (3-3) відокремлює зону хімічної реакції від продуктів детонації. Значить, за час Δt повністю вигоріє вся речовина, раптово стиснена ударною хвилею. Теорія будується на двох важливих постулатах: а) згоріє вся речовина, стиснена ударною хвилею, при цьому енергія згоряння підтримує швидкість ударної хвилі; б) швидкість ударної хвилі, – стала величина ($D = \text{const}$). Відповідно до теорії, тиск P_3 і щільність ρ_3 в зоні хімічної реакції, на межі поділу з продуктами детонації (точка Жуґе), пов'язані між собою таким співвідношенням [10]:

$$P_3 = \frac{P_1 + \rho_1 D^2}{\gamma + 1}, \quad (10)$$

$$\frac{\rho_3}{\rho_1} = \frac{D^2(\gamma + 1)}{\gamma D^2 + c_1^2}, \quad (11)$$

де P_3 – тиск на фронті (3-3), відокремлюючого зону реакції від продуктів реакції; P_1 – тиск перед фронтом ударної хвилі; ρ_1 – щільність газу перед фронтом хвилі; D – швидкість хвилі; γ – показник адіабати; ρ_3 – щільність середовища на фронті (3-3); c_1 – швидкість звуку в нерухомому середовищі перед фронтом.

З рівняння Менделєєва-Клайперона

$$PV = \frac{m}{\mu} K^* T \Rightarrow T = \frac{P\mu}{\rho K^*}, \quad (12)$$

підставивши значення P_3 (10) і ρ_3 (11), визначимо температуру T_3 в точці Жуге:

$$T_3 = \frac{\rho_1 D^2}{\gamma + 1} \frac{\mu}{K^*} \frac{\gamma D^2 + c_1^2}{\rho_1 D^2 (\gamma + 1)} = \frac{\mu (\gamma D^2 + c_1^2)}{K^* (\gamma + 1)^2} = \frac{\mu c_1^2 \gamma M^2 + 1}{K^* (\gamma + 1)^2} = T_1 \gamma \frac{\gamma M^2 + 1}{(\gamma + 1)^2}, \quad (13)$$

де $D = c_1 M$. Ми врахували той факт, що

$$P_3 \approx \frac{\rho_1 D^2}{\gamma + 1}, \quad (14)$$

у випадку, коли $\frac{P_3}{P_1} \gg 1$, а також,

$$c_1^2 = \gamma \frac{K^* T_1}{\mu}, \quad (15)$$

де μ – молярна маса. Очевидно, що якщо мова йде про детонацію і про підтримку хімічної реакції ударною хвилею, то в цьому випадку повинна виконуватися умова:

$$T_3 > T_2, \quad (16)$$

або в більш широкому розумінні (рис. 3, а)

$$T_3 > T_2 > T_x. \quad (17)$$

Зупинимося детально на нерівності (16). Із теорії ударних хвиль відомо [10], що температура в точці (2) (рис. 3) визначається співвідношенням (7), тому нерівність (16) можна перетворити до вигляду

$$T_1 \gamma \frac{\gamma M^2 + 1}{(\gamma + 1)^2} > T_1 \frac{(2\gamma M^2 - \gamma + 1)(2 + (\gamma - 1)M^2)}{(\gamma + 1)^2 M^2}, \quad (18)$$

або

$$\gamma(\gamma M^2 + 1) - \frac{(2\gamma M^2 - \gamma + 1)(2 + (\gamma - 1)M^2)}{M^2} > 0, \quad (19)$$

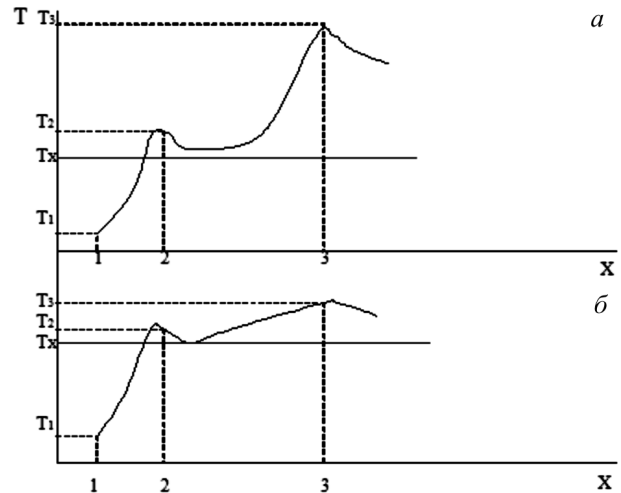


Рис. 3. Схематичний профіль зміни температури за фронтом хвилі: а – загальний випадок, б – передбачуваний варіант рівності температур, що характеризує граничний процес детонації ($T_3 \approx T_2 \approx T_x$)

оскільки $T_1 > 0$; $\gamma > 0$. Розв'язуючи рівняння

$$\gamma(\gamma M^2 + 1) - \frac{(2\gamma M^2 - \gamma + 1)(2 + (\gamma - 1)M^2)}{M^2} = 0, \quad (20)$$

відносно M за умови $M > 0$, отримуємо

$$M^4(2\gamma - \gamma^2) + M^2(\gamma^2 - 5\gamma + 1) + 2\gamma - 2 = 0 \quad (21)$$

або, підставляючи відповідне значення γ ,

$$0,84M^4 - 4,04M^2 + 0,8 = 0. \quad (22)$$

Його позитивними коренями будуть $M_1 = 2,145$; $M_2 = 0,455$. Для ударних переходів найбільший інтерес викликає перший корінь, $M_1 = 2,145 \approx 2,2$. На підставі нерівності (18) можна стверджувати, що процес детонації можливий не для всіх ударних хвиль, а тільки для тих, у яких число Маха $M > 2,2$. В силу гідродинаміки процесу для хвиль з числом $M < 2,2$ детонація не відбувається. Аналізуючи рівняння (20) доцільно припустити, що рівність температур

$$T_3 \approx T_2 \approx T_x, \quad (23)$$

являється нижньою температурною межею детонації (рис. 3, б). Автор врахував той факт, що з

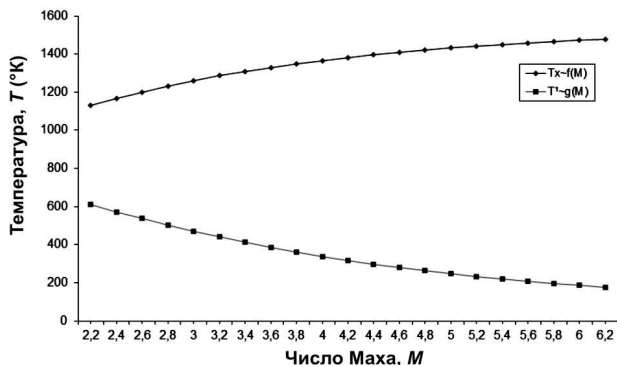


Рис. 4. Залежності критичної температури T_x і температури детонації нерухомого середовища T^1 від значень числа Маха M за фіксованого тиску $P_0 = 60$ мм рт. ст.

пониженням температури в зоні хімічної реакції, зменшується її швидкість. У той самий час, згідно з гідродинамічною теорією, кількість речовини, що була стиснена ударною хвилею і провзаємодіяла під її впливом, повинна зберігатися на попередньому рівні. Це неминуче тягне за собою збільшення часу активної фази реакції, а внаслідок безперервності процесу, призводить до значного зменшення періоду індукції (інтервал (3-4) на рис. 1). У зв'язку з цим, з'являється можливість створення детонаційною хвилею газового шару приблизно однакової температури, а число Маха $M \approx 2,2$ слід вважати нижньою межею детонації.

Для визначення верхньої межі виникнення детонаційних хвиль шляхом ініціювання вибуху в реагуючих газових середовищах скористаємося моделлю безперервного переходу вибухової сферичної хвилі в режим Чепмена-Жуге [4]. Для нормальної сферичної детонації її можна визначити з формули

$$M = \left[\frac{(\gamma + 1)^2(\gamma - 1)}{4\gamma^2} \frac{Qc}{K^*T_1} \right]^{1/2}, \quad (24)$$

отриманої автором у роботі [4], де всі величини нам вже відомі, крім одного параметра c – питомого вмісту згорілого газу (водню). Регулювати інтенсивність детонаційної хвилі можна, в основному, двома параметрами: c – у чисельнику і T_1 – у знаменнику. В нашому випадку згоряє весь водень, стиснений ударною хвилею. Значення коефіцієнта c обмежується інтервалом $0,66 \geq c > 0$. Припустимо, що ми маємо стехіометричну суміш водню з киснем ($c = 0,66 = \max$), а температура середови-

ща $T_1 = -100$ °C ≈ 173 K = min. Будемо вважати, що подальше зниження температури приводить до зміни показника адіабати γ і фізичних властивостей реагуючої суміші [11], тобто формула (24) в реальних газах застосовна для $T_1 \geq 173$ K. Дане уявлення дає приблизну оцінку максимального числа Маха. Ще раз відзначимо – сильний вибух відбувається в охолодженому середовищі, в цьому випадку, $M_{\max} = 6,2$. Таким чином, ми оцінили інтервал можливих чисел Маха для нормальної сферичної детонації воднево-кисневої суміші, в реальних умовах:

$$6,2 \geq M \geq 2,2. \quad (25)$$

Використовуючи математичне співвідношення (6), побудуємо діаграму залежності критичної температури від числа Маха $T_x \sim f(M)$ (рис. 4). Оскільки діапазон для числа Маха встановлений, будемо вираховувати критичну температуру T_x для кожного числа Маха M із зазначеного інтервалу, з кроком 0,2; зафіксувавши початковий тиск P_0 (методика викладена в роботі [5]). Чим більше число Маха, тим вища критична температура, однак, коли $M \geq 5$, зростання критичної температури децю сповільнюється. Нижня межа – $M = 2,2 \Rightarrow T_x = 1130$ K. Верхня межа – $M = 6,2 \Rightarrow T_x = 1479$ K. Таким чином, у воднево-кисневій суміші критична температура T_x для допустимих значень числа Маха M може набувати значення з такого інтервалу:

$$1479 \text{ K} \geq T_x \geq 1130 \text{ K}. \quad (26)$$

Також на рис. 4 наведено залежність температури детонації T^1 від числа Маха M , яку легко отримати, підставивши в співвідношення (7) значення критичної температури T_x [5]:

$$T^1 = \frac{(\gamma + 1)^2 M^2}{(2\gamma M^2 - \gamma + 1)(2 + (\gamma - 1)M^2)} T_x. \quad (27)$$

Із (25) і (26) випливає, що температура детонації нерухомого середовища знаходиться в інтервалі значень

$$609 \text{ K} \geq T^1 \geq 176 \text{ K}. \quad (28)$$

Температура детонації дозволяє визначити мінімальну температуру перед фронтом ударної хвилі, при якій можлива детонація.

4. Результати роботи та їх обговорення

Використовуючи отримані раніше діапазони деяких фізичних величин, графічно визначимо область існування нормальної сферичної детонації. Верхня межа вмісту водню в суміші обмежена у нашому випадку значенням $c = 0,66$. Вище цього значення розглянуті в [5] хімічні реакції взаємодії водню і кисню в суміші ускладнюються, що може привести до інших значень критичної температури. Для вивчення даного питання необхідні подальші дослідження. Вибір саме верхньої межі температури середовища $T_1 = 800$ К детально буде пояснений нижче. Враховуючи залежність числа Маха (24) від температури нерухомого середовища T_1 і питомого вмісту водню c , побудуємо діаграми функціональної залежності

$$M \sim \xi(c), \text{ при } T_1 = \text{const},$$

а надалі

$$T_x \sim f_1(c) \text{ і } T^1 \sim g_1(c), \text{ при } T_1 = \text{const};$$

зафіксувавши початковий тиск $P_0 = \text{const}$. Почнемо з графіків функціональної залежності $M \sim \xi(c)$, при $T_1 = \text{const}$, які подані на рис. 5 для температур з діапазону $800 \text{ К} \geq T_1 \geq 173 \text{ К}$. Нижня крива відповідає температурі газової суміші $T_1 = 800$ К, верхня – $T_1 = 173$ К. Дане сімейство кривих, виходячи з (24), має степеневу залежність від питомого вмісту водню в суміші c з показником степеня 0,5. Зафіксуємо максимальне значення питомого вмісту згорілого водню $c = 0,66$; що відповідає стехіометричному складу воднево-кисневої суміші і проведемо вертикальну лінію. При її перетині з сімейством кривих, число Маха змінюється від $M = 2,8$ в точці (4), до $M = 6,2$ в точці (5). Відзначимо ще одну важливу деталь. На рис. 5 нанесені чотири штрихові лінії. Дві горизонтальні лінії обмежують область допустимих значень числа Маха існування нормальної сферичної детонації. Перша – відображає мінімальне число $M_{\min} = 2,2$; друга – максимальне $M_{\max} = 6,2$. Третя штрихова лінія, що проходить вертикально, відповідає стехіометричному складу воднево-кисневої суміші і є найбільш оптимальним варіантом для здійснення детонації. Про четверту лінію мова піде трохи нижче. Окремо розглянемо точки (1); (2); (3); (4); (5) – зазначені на рис. 5. Відрізок (1-2)

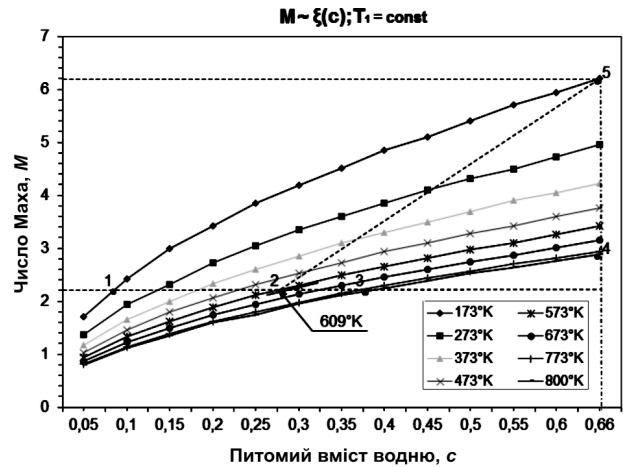


Рис. 5. Діаграми залежності значень числа Маха M від питомого вмісту водню c в газовій суміші ($P_0 = 60$ мм рт. ст.) для різних значень температури нерухомого середовища T_1

відповідає нижній межі швидкості ударної хвилі $M_{\min} = 2,2$, але температура середовища для точок відрізка виявляється нижче температури детонації (рис. 4), тому детонація в даному випадку неможлива. Область можливої детонації для даного числа Маха обмежена відрізком (2-3), оскільки температура нерухомого середовища досягає значень температури детонації. Виходячи з рис. 4, можна також зробити висновок, що для температури середовища $T_1 = 173$ К детонація можлива тільки при $M = M_{\max} = 6,2$ (точка (5) на рис. 5). Іншими словами, для вибраного діапазону температур $800 \text{ К} \geq T_1 \geq 173 \text{ К}$ і питомого вмісту водню $0,66 \geq c \geq 0,075$ область можливої детонації обмежена відрізками (2-3), (3-4), (4-5), (5-2). На рис. 5 відрізок (5-2) представлений схематично у вигляді прямої лінії. У загальному випадку, враховуючи нелінійну залежність $M \sim \xi(c, T_1)$, він криволинійний.

Визначимо функціональну залежність $T_x \sim f_1(c)$, підставивши в (5) залежність M від c (24). Для спрощення перетворень запишемо (24) в дещо іншому вигляді

$$M = [\eta c]^{1/2}, \quad (29)$$

де

$$\eta = \frac{(\gamma + 1)^2(\gamma - 1)}{4\gamma^2} \frac{Q}{K \cdot T_1}. \quad (30)$$

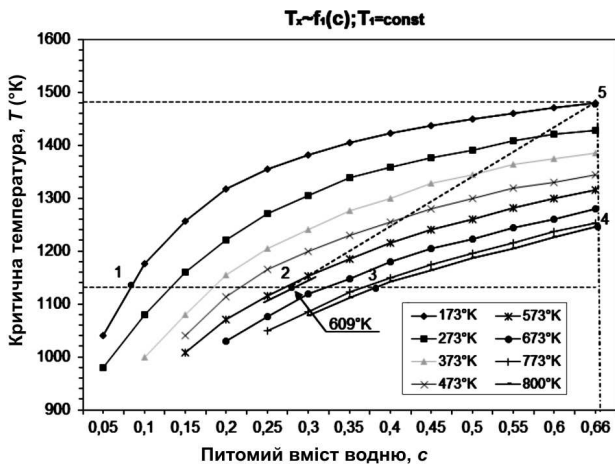


Рис. 6. Діаграми залежності критичної температури T_x від питомого вмісту водню c в газовій суміші ($P_0 = 60$ мм рт. ст.) для різних значень температури нерухомого середовища T_1

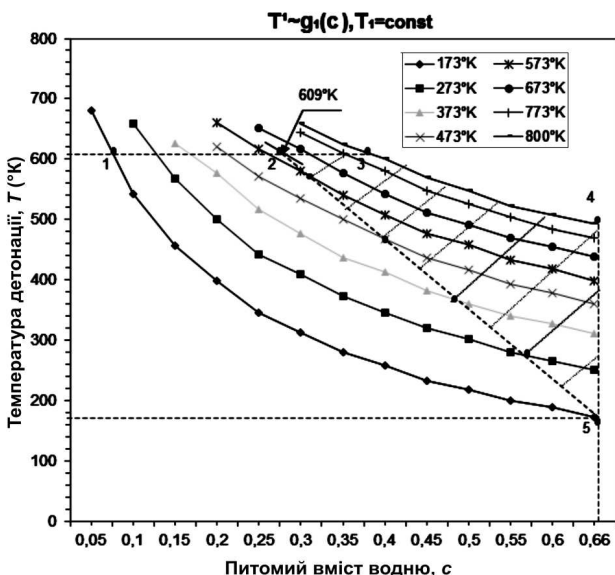


Рис. 7. Діаграми залежності температури детонації T^1 від питомого вмісту водню c для вибухової газової суміші H_2 і O_2 ($P_0 = 60$ мм рт. ст.) при різних значеннях температури нерухомого середовища T_1

Таким чином, щодо критичної температури T_x отримаємо таке трансцендентне рівняння:

$$T_x^2 = \frac{2,5 \cdot 10^5 Q T_0 (\gamma - 1)}{4 \gamma^2 (\gamma + 1) K^* P_0} \times \frac{(2 \gamma \eta c - \gamma + 1)(2 + (\gamma - 1) \eta c)^2}{\eta^2 c^3} \exp\left(-\frac{E_2}{K^* T_x}\right) \quad (31)$$

або, враховуючи (30),

$$T_x^2 = \frac{2,5 \cdot 10^5 T_0 T_1}{(\gamma + 1)^3 P_0} \times \frac{(2 \gamma \eta c - \gamma + 1)(2 + (\gamma - 1) \eta c)^2}{\eta^2 c^3} \exp\left(-\frac{E_2}{K^* T_x}\right). \quad (32)$$

Виходячи з виразу (32), побудуємо діаграми залежності $T_x \sim f_1(c)$, при $P_0 = \text{const}$; $T_1 = \text{const}$ (рис. 6). По вигляду і за формою вони нагадують попередні графіки (рис. 5) і схожі на них, а також підтверджують висновки, зроблені відносно вибраних точок (1)–(5).

Більш цікавою постає залежність температури детонації T^1 нерухомого середовища від питомого вмісту водню c : $T^1 \sim g_1(c)$, при $P_0 = \text{const}$; $T_1 = \text{const}$. Її можна визначити із співвідношення (5) з урахуванням (7):

$$(T^1)^2 = \frac{2,5 \cdot 10^5 Q T_0 (\gamma - 1)(\gamma + 1)^3}{4 \gamma^2 K^* P_0 (2 \gamma M^2 - \gamma + 1) M^2} \times \exp\left(-\frac{E_2 (\gamma + 1)^2 M^2}{K^* T^1 (2 \gamma M^2 - \gamma + 1)(2 + (\gamma - 1) M^2)}\right). \quad (33)$$

Враховуючи (29) і (30), співвідношення (33) спростуємо до такого вигляду:

$$(T^1)^2 = \frac{2,5 \cdot 10^5 T_0 T_1 (\gamma + 1)}{P_0 c (2 \gamma \eta c - \gamma + 1)} \times \exp\left(-\frac{E_2 (\gamma + 1)^2 \eta c}{K^* T^1 (2 \gamma \eta c - \gamma + 1)(2 + (\gamma - 1) \eta c)}\right). \quad (34)$$

Сімейство діаграм показано на рис. 7. Досліджуючи діаграми, необхідно зазначити: а) кожній поточній температурі T_1 газової суміші відповідає своя діаграма залежності $T^1 \sim g_1(c)$; б) із збільшенням питомого вмісту водню в суміші, температура детонації T^1 нерухомого середовища різко зменшується, це особливо помітно для низьких температур; в) проведемо будь-яку горизонтальну лінію, що перетинає сімейство кривих (наприклад, штрихова лінія $T^1 = 173$ К). У точці її перетину з кривою, що відповідає такій самій температурі нерухомого середовища (у нашому випадку $T_1 = 173$ К), виконується умова детонації $T_2 = T_x$ (точка 5). Детонація стає можливою, оскільки поточна температура нерухомого середовища досягає значення температури детонації цього самого

середовища ($T_1 = T^1$); д) точки перетину довільної горизонтальної лінії (див. пункт (с)) відповідають критичному вмісту водню в суміші, нижче якого детонація неможлива. Штрихова лінія, що з'єднує точки (2) і (5) на рис. 7, відповідає умові $T_2 \geq T_x$ для всього сімейства діаграм. Припустимо, що питомий вміст водню в суміші змінюється в межах від 0,075 – точка (1), до 0,66 – точки (4), тоді, виходячи з діаграм, показаних на рис. 7, можна стверджувати, що:

1. Як було зазначено раніше, температура нижча за $T^1 \approx 173\text{--}176$ К, може призвести до зміни фізичних властивостей реагуючої суміші і запропоновані формули даватимуть тоді хибні результати. Горизонтальна штрихова лінія, що проходить через точку (5), відповідає даній температурі, а сама точка (5) вказує на вибух з максимальним числом Маха $M_{\max} = 6,2$.

2. Згідно з діаграмою функціональної залежності $T^1 \sim g_1(c)$, $T_1 = 273$ К (33) (рис. 7), детонація можлива при питомому вмісті водню в суміші не нижчому за 0,57.

3. Із фізичних обмежень, що накладаються мінімальним числом Маха $M_{\min} = 2,2$ – впливає існування верхньої межі температури детонації $T^1 = 609$ К. Допустимим значенням числа Маха відповідають точки відрізків (1-2) і (2-3), але тільки на відрізку (2-3) можлива детонація, оскільки головна умова $T_2 \geq T_x$ виконується при $T_1 \geq 609$ К. Звідки випливає, що $H_2 = 0,27$ є мінімальним питомим вмістом водню в суміші, нижче якого детонація нездійсненна навіть при дуже високих температурах.

4. Проведені експерименти свідчать, що при температурі газової суміші вищій за $T_1 = 800$ К відбувається самозаймання, яке може перейти в детонацію при питомому вмісті водню в суміші не нижчому за 0,37. Таким чином, дана температура є свого роду верхньою межею, до якої можна нагріти воднево-кисневу суміш без займання.

З поданого вище матеріалу випливає, що область сферичного надзвукового горіння обмежується відрізками (2-3), (3-4), (4-5), (5-2), і на рис. 7 заштрихована.

5. Висновок

У поданій автором статті досліджено залежності між температурою, числом Маха і питомим вмі-

стом водню в суміші, як основними характеристиками процесу переходу ударної хвилі в хвилю детонації, що впливають на хімічні реакції взаємодії реагуючих компонентів. На підставі раніше отриманих співвідношень [5], знайдено умови, при яких ймовірність розгалуження ланцюга досягає одиниці $\delta = 1$ і відбувається швидка ланцюгова реакція. У роботі обґрунтовується існування критичної температури T_x на фронті ударної хвилі, при досягненні якої відбувається детонація, а також обґрунтована функціональна залежність (5) критичної температури від числа Маха, яку, на думку автора, слід прийняти за основу під час дослідження процесів сферичної детонації. Надалі, підсумовуючи розвиток результатів [5], визначено умову $T_2 \geq T_x$, що зв'язує кінетику хімічної реакції з детонацією газової суміші. Виходячи із співвідношень гідродинамічної теорії детонації визначено область можливих значень температури на фронті ударної хвилі T_2 і температури в зоні хімічної реакції T_3 . Рівність, що їх пов'язує

$$T_x \approx T_2 \approx T_3,$$

являється нижньою межею, при якій детонація можлива. Визначено, також, мінімальне і максимальне число Маха в реагуючих газових середовищах, що дало можливість глибше вивчити процес надзвукового горіння і вказати область фізичних параметрів (критичної температури, температури детонації нерухомого середовища, питомого вмісту водню в суміші) існування сферичної детонації, яку на прикладі воднево-кисневої суміші, ілюструють наведені діаграми.

Підсумовуючи результати виконаної роботи, необхідно зазначити, що дана стаття стала завершальною ланкою у вивченні всього процесу нормальної сферичної детонації.

Автор висловлює щире подяку Ю.Л. Бірковому, колишньому керівнику технологічного відділу мікроелектроніки, а також всьому колективу цього підрозділу СКТБ, в минулому, відомого виробничого об'єднання "Родон", за довголітнє плідне співробітництво.

1. С.Г. Андреев, А.В. Бабкин, Ф.А. Баум, *Физика взрыва* (Физматлит, Москва, 2004).
2. Ч. Мейдер, *Численное моделирование детонации* (Мир, Москва, 1985).

3. А.В. Федоров, Д.А. Тропин, И.А. Бедарев, *Физика горения и взрыва* **46**, 103 (2010).
4. М.М. Полатайко, *УФЖ* **57**, 606 (2012).
5. М.М. Полатайко, *УФЖ* **58**, 963 (2013).
6. Р.И. Солоухин, *Ударные волны и детонация в газах* (Физматгиз, Москва, 1963).
7. Н.Н. Семенов, *Цепные реакции, 2-е изд.* (Наука, Москва, 1986).
8. Н.Н. Семенов, *О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности* (АН СССР, Москва, 1954).
9. А.Н. Матвеев, *Молекулярная физика* (Высшая школа, Москва, 1987).
10. Н.Н. Сысоев, Ф.В. Шугаев, *Ударные волны в газах и конденсированных средах* (МГУ, Москва, 1987).
11. Н.М. Барон, А.М. Пономарева, А.А. Равдель, З.Н. Тимофеева, *Краткий справочник физико-химических величин, 8-е изд.* (Химия, Ленинград, 1983).

Одержано 14.09.14

М.М. Полатайко

ОБЛАСТЬ ДОПУСТИМЫХ ЗНАЧЕНИЙ
ТЕМПЕРАТУРЫ, ЧИСЕЛ МАХА И УДЕЛЬНОГО
СОДЕРЖАНИЯ ВОДОРОДА В ГАЗОВОЙ СМЕСИ
ВОЗМОЖНОГО СУЩЕСТВОВАНИЯ НОРМАЛЬНОЙ
СФЕРИЧЕСКОЙ ДЕТОНАЦИИ

Резюме

Используя элементы теории классической детонации и ранее полученные соотношения для сферических волн, автор попытался установить область допустимых значений температуры, чисел Маха и удельного содержания водорода в газовой смеси возможного существования нормальной сфе-

рической детонации. В работе учитывались критические значения параметров, связанные с кинетикой химической реакции на фронте взрывной волны и параметры, определяющие интенсивность ударного перехода (минимальное и максимальное число Маха) для данной реагирующей среды. На примере взаимодействия H_2 и O_2 удалось графически определить область значений критической температуры, температуры детонации покоящейся среды и удельного содержания водорода в смеси, при которых возможна сферическая детонация.

М.М. Polatayko

POSSIBILITY OF NORMAL SPHERICAL
DETONATION IN A HYDROGEN-OXYGEN
GAS MIXTURE: ALLOWABLE TEMPERATURE,
MACH NUMBER, AND HYDROGEN CONTENT

S u m m a r y

In the framework of the classical theory of detonation with the use of the previously obtained relations for spherical waves, the ranges of the allowable values of temperature, Mach number, and hydrogen content in a gas mixture, where the normal spherical detonation is possible, are determined. The critical values of parameters associated with the kinetics of chemical reactions at the blast wave front and the parameters responsible for the shock transition intensity (the minimum and the maximum of the Mach number) are calculated for the reacting medium. By analyzing the interaction between H_2 and O_2 , the intervals of the critical temperature, the temperature of detonation in a stationary medium, and the hydrogen content in the mixture, at which the spherical detonation is possible, are determined graphically.