

УДК 532.536

ВПЛИВ ТУРБУЛЕНТНОСТІ ПОТОКУ НА ПРОЦЕСИ ДЕТОНАЦІЇ

Авраменко А.О.¹, член-кореспондент НАН України, Тирінов А.І.², докт. тех. наук,
Ковецька Ю.Ю.³, докт. філ., Анастасєв Д.В.⁴ (аспірант)

Інститут технічної теплофізики НАН України, вул. М. Капніст 2а, м. Київ 03680, Україна

¹ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-2416-3512>

²ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-2454-9113>

³ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-4759-274X>

<https://doi.org/10.31472/tpe.1.2025.2>

В роботі представлено результати дослідження впливу ступеню турбулентності при переході потоку через нормальну детонаційну ударну хвилю. Виведено модифіковане рівняння Гюгоніо, яке враховує тепловий ефект і рівень турбулентності потоку. Показано вплив турбулентності на швидкість продуктів детонації. Визначено залежність, яка дозволяє оцінити вплив тепловиділення і турбулентності на швидкість перед ударною хвилюю.

The results of a study on the effect of turbulence degree during the transition of a flow through a normal detonation shock wave are presented. A modified Hugoniot equation is derived, taking into account thermal effects and the turbulence level of the flow. The effect of turbulence on the velocity of detonation products is demonstrated. A dependency is determined that allows evaluating the effect of heat release and turbulence on the velocity ahead of the shock wave.

Бібл. 25

Ключові слова: детонація, ударна хвиля, турбулентність, тепловиділення.

a – швидкість звуку;

c_p – питома теплоємність при постійному тиску;

c_v – питома теплоємність при постійному об'ємі;

h – ентальпія;

K – кінетична енергія турбулентності;

p – тиск;

T – температура;

V – швидкість;

$\mathfrak{R}$ – універсальна газова стала

x – координата;

γ – питома теплоємність;

ε – швидкість дисипації турбулентної кінетичної енергії;

ρ – густина;

Безрозмірні параметри

Jo – число Жуґе

Eu – число Ейлера

Ma – число Маха

Індекси

1 – параметри до ударної хвилі;

2 – параметри після ударної хвилі.

Вступ

Дослідження детонаційного горіння актуальні для попередження вибухів у нафтогазовій та вугільній промисловості. Вивчення детонаційних процесів у газоподібних середовищах також становить інтерес для авіаційної та аерокосмічної промисловості [1], водневої енергетики [2]. Теорія детонації заснована на теорії ударних хвиль [3 - 7]. Хвиля детонації складається з тривимірної системи ударних хвиль, що супроводжується фронтом реакції горіння. Зусилля вчених спрямовані на дослідження течії поблизу фронту детонації, стійкості детонаційної хвилі та взаємодії ударної хвилі з турбулентною течією [8].

У роботі [9 -11] представлено огляд експериментальних та теоретичних досліджень щодо впливу

турбулентності у процес переходу горіння до детонації. Виявлено, що локально виміряна турбулентна швидкість полум'я перевищує швидкість дефлаграції за Чепменом-Жуге, що призводить до неконтрольованого перехідного стану, який зрештою завершується детонацією. У роботі [12] представлені результати чисельного моделювання взаємодії детонації та турбулентності у суміші водню, кисню та аргону. Аналіз властивостей турбулентності та турбулентних коливань під час детонації показує, що прямий вплив турбулентності на фронт полум'я є слабким. Основний внесок турбулентності полягає у створенні різних ударних сил, які можуть призводити до різних швидкостей реакції. Експериментальне та чисельне дослідження впливу початкової турбулентності на вибухову поведінку метано-повітряних сумішей

було проведено у роботі [13]. Показано, що початкова турбулентність може збільшувати максимальний тиск вибуху та максимальну швидкість зростання тиску, скорочувати час досягнення максимального тиску вибуху та підвищувати силу вибуху.

Вплив турбулентної течії на хвильові процеси розглядаються в [14,15]. Результати аналітичного дослідження поширення нормальних ударних хвиль в адіабатичному потоці газу представлені у роботах [16-21]. Проаналізовано поширення ударних хвиль у турбулентному потоці [16,17], у потоці газу Ван дер Ваальса [18-20] та в потоці газу з наночастинками [21]. Показано вплив турбулентності потоку, властивостей реального газу та концентрації наночастинок у потоці на інтенсивність ударних хвиль.

Зважаючи на вищесказане, можна сказати, що турбулентна детонація ще не аналізувалась на основі К-ε моделі. Використання цієї моделі може показати, як змінюються параметри турбулентності при проходженні потоку через детонаційний стрибок. Також може бути показано вплив турбулентності положення адіабати Гюгоніо, тобто можна показати зв'язок термодинаміки та газодинаміки потоку в детонаційній хвилі.

Тому в даній роботі теоретично досліджено взаємодію турбулентного газового потоку з нормальною детонаційною хвилею. Метою даної роботи є дослідження впливу турбулентності газового потоку на процес детонації. Для аналізу турбулентності вперше була використана спрощена модель К-ε.

Математична модель

Розглядається процес детонації в турбулентному потоці газу, що проходить через плоску детонаційну хвилю. Стаціонарний турбулентний потік газу описується системою рівнянь збереження маси, імпульсу, енергії

$$\frac{d(\rho V)}{dx} = 0, \quad (1)$$

$$\rho V \frac{dV}{dx} = -\frac{dp}{dx}, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\rho V \left(h + \frac{V^2}{2} + q \right) \right) = 0, \quad (3)$$

Тут q визначає енергію, що відводиться ($q < 0$), або що виділяється ($q > 0$) на одиницю маси в результаті відповідного процесу.

Рівняння (1)–(3) є класичною системою рівнянь Ренкіна–Гюгоніо для ударної хвилі. Параметр q описує тепловиділення в процесі детонації. Введення цього параметра модифікує систему рівнянь Ренкіна–Гюгоніо. У цьому наближенні, заснованому на гіпотезі Марковина [22], нехтуємо пульсаціями густини через припущення, що число Маха менше п'яти.

Прирівнюємо (1) та (2), (1) та (3). Потім інтегруючи, отримаємо

$$\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2, \quad (4)$$

$$p_1 + \rho_1 V_1^2 = p_2 + \rho_2 V_2^2, \quad (5)$$

$$h_1 + \frac{V_1^2}{2} + q = h_2 + \frac{V_2^2}{2}, \quad (6)$$

Далі, слідуючи Рейнольдсу [23], представимо швидкість, тиск та ентальпію в турбулентному потоці як суму усередненої та пульсаційної складових

$$V = \bar{V} + V', \quad (7)$$

$$p = \bar{p} + p', \quad (8)$$

$$h = \bar{h} + h' = c_p (T + T'), \quad (9)$$

Підставляючи (7) – (9) в рівняння (4) – (6), отримаємо

$$\rho_1 \bar{V}_1 = \rho_2 \bar{V}_2, \quad (10)$$

$$\bar{p}_1 + \rho_1 (\bar{V}_1^2 + \overline{V_1'^2}) = \bar{p}_2 + \rho_2 (\bar{V}_2^2 + \overline{V_2'^2}), \quad (11)$$

$$\bar{h}_1 + \frac{1}{2} (\bar{V}_1^2 + \overline{V_1'^2}) + q = \bar{h}_2 + \frac{1}{2} (\bar{V}_2^2 + \overline{V_2'^2}). \quad (12)$$

При цьому використовуємо правила усереднення Рейнольдса [23]

$$\overline{\bar{\phi}} = \bar{\phi}, \quad \overline{\phi'} = 0. \quad (13)$$

Для опису параметрів турбулентності можна застосувати спрощену К-ε модель

$$V \frac{dK}{dx} = -\varepsilon. \quad (14)$$

$$V \frac{d\varepsilon}{dx} = -C_\varepsilon \frac{\varepsilon^2}{K}, \quad (15)$$

де $C_\varepsilon = 1.5 - 2$ – константа $K - \varepsilon$ моделі.

Окремо розглянемо рівняння (14) та (15). Помножимо рівняння (14) на густину. В результаті маємо

$$\frac{dN}{dx} = -E. \quad (16)$$

де

$$N = \rho VK, \quad (17)$$

$$E = \rho \varepsilon. \quad (18)$$

Помножимо рівняння (15) на густину. Це дає

$$\frac{dZ}{dx} = -C_\varepsilon \frac{ZE}{N}, \quad (19)$$

де

$$Z = \rho V \varepsilon, \quad (20)$$

$$C_\varepsilon = 1.68 \dots 1.92. \quad (21)$$

Враховуючи (16), перепишемо (19) у вигляді

$$\frac{dZ}{dx} = C_\varepsilon \frac{Z}{N} \frac{dN}{dx}. \quad (22)$$

Інтегрування (22) дає

$$\frac{K^{C_\varepsilon}}{\varepsilon} = \text{const}. \quad (23)$$

Таким чином, система рівнянь (4) – (6) доповнюється умовою

$$K_1 \varepsilon_1^{-C_\varepsilon} = K_2 \varepsilon_2^{-C_\varepsilon}. \quad (24)$$

Система (4), (5), (6) та (24) є модифікованою системою рівнянь Ренкіна–Гюгоніо. Умови Ренкіна–Гюгоніо (умови стрибка) описують залежність параметрів течії перед ударною хвилею, або хвилею горіння (дефлаграції або детонації), та за ударною хвилею у одномірному потоці рідини. А також під час одномірної деформації в твердих тілах.

Якщо врахувати, що числове значення константи C_ε є близьким до двох, то з рівняння турбулентної в'язкості за K – ε моделлю випливає, що турбулентна в'язкість зберігає своє значення при проходженні течії через ударну хвилю. Таким чином, було отримано закон зміни параметрів турбулентної течії в ударній хвилі.

В результаті інтегрування системи рівняння для кінетичної енергії турбулентності та швидкості дисипації було отримано умову (23). Умова (24) виводиться з умови (23) та демонструє інваріантність параметрів турбулентності в потоках з ударними хвилями.

Система (19), (20), (22) замикається рівнянням стану ідеального газу

$$p = \rho \Re T, \quad (25)$$

де $\Re$ - універсальна газова стала

$$\Re = c_p \frac{\gamma - 1}{\gamma}, \quad (26)$$

$\gamma = c_p / c_v$ - питома теплоємність.

В результаті рівняння (12) можна переписати у вигляді

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\bar{p}_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} (\bar{V}_1^2 + \bar{V}_1'^2) + q = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\bar{p}_2}{\rho_2} + \frac{1}{2} (\bar{V}_2^2 + \bar{V}_2'^2). \quad (27)$$

Модифіковане рівняння Гюгоніо

Враховуючи рівняння (10), перетворюємо рівняння (11) на форму

$$\bar{p}_1 - \bar{p}_2 = \rho_1 \bar{V}_1 (\bar{V}_2 - \bar{V}_1) + \rho_2 \bar{V}_2'^2 - \rho_1 \bar{V}_1'^2. \quad (28)$$

Помножимо (28) на множник

$$\frac{\bar{V}_2 + \bar{V}_1}{\rho_1 \bar{V}_1} = \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \quad (29)$$

В результаті отримаємо

$$(\bar{p}_1 - \bar{p}_2) \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) = \bar{V}_2^2 - \bar{V}_1^2 + (\rho_2 \bar{V}_2'^2 - \rho_1 \bar{V}_1'^2) \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) = \bar{V}_2^2 - \bar{V}_1^2 + 2K_1 \left(\rho_2 \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^{C_{\varepsilon}} - \rho_1 \right) \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right). \quad (30)$$

З (27) слідує

$$\bar{V}_2^2 - \bar{V}_1^2 = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{\bar{p}_1}{\rho_1} - \frac{\bar{p}_2}{\rho_2} \right) + 2q + \bar{V}_1'^2 - \bar{V}_2'^2 = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{\bar{p}_1}{\rho_1} - \frac{\bar{p}_2}{\rho_2} \right) + 2q - 2K_1 \left(\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^{C_{\varepsilon}} - 1 \right). \quad (31)$$

Під час виведення рівнянь (30) та (31) було враховано, що

$$K = \frac{\bar{V}'^2}{2} \quad (32)$$

Щоб виключити швидкість, прирівнюємо рівняння (30) та (31). У результаті маємо

$$(\bar{p}_1 - \bar{p}_2) \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) - 2K_1 \left(\rho_2 \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^{C_{\varepsilon}} - \rho_1 \right) \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{\bar{p}_1}{\rho_1} - \frac{\bar{p}_2}{\rho_2} \right) + 2q - 2K_1 \left(\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^{C_{\varepsilon}} - 1 \right) \quad (33)$$

Ділимо обидві сторони рівняння на і множимо ρ_1 на. Це дає

$$\left[\left(1 - \frac{\bar{p}_2}{\bar{p}_1} \right) - \frac{2K_1 \rho_1}{\bar{p}_1} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^{C_{\varepsilon}} - 1 \right) \right] \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) = \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\bar{p}_2}{\bar{p}_1} \right) + 2q \frac{\rho_1}{\bar{p}_1} - \frac{2K_1 \rho_1}{\bar{p}_1} \left(\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^{C_{\varepsilon}} - 1 \right) \quad (34)$$

Введемо безрозмірні параметри

де

$$P = \frac{\bar{p}_2}{\bar{p}_1}, \quad R = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad k = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad G = \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^{1/\gamma} = \frac{K_2}{K_1}, \quad (35)$$

$$Jo = 2q \frac{\rho_1}{\bar{p}_1} = 2\gamma q \frac{\rho_1}{\gamma \bar{p}_1} = 2 \frac{\gamma q}{a_1^2}, \quad Eu = \frac{\rho_1 \bar{V}_1^2}{\bar{p}_1} = \frac{2\rho_1 K_1}{\bar{p}_1}. \quad (36)$$

Розв'язуючи рівняння (34) щодо $\bar{p}_2/\bar{p}_1$, отримуємо

$$\frac{\bar{p}_2}{\bar{p}_1} = \frac{\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right) \frac{\rho_1}{\rho_2} + Eu \left(\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^{1/\gamma} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^2 - 1 \right) \frac{\rho_1}{\rho_2} + Jo}{\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right) \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1} \quad (37)$$

У безрозмірній формі це рівняння запишеться у вигляді

$$P = \frac{k - R^{-1} + Eu(GR^2 - 1)R^{-1} + Jo}{kR^{-1} - 1}, \quad (38)$$

Рівняння (37), (38) і (35) описують модифіковане рівняння Гюгоніо для детонації. Якщо знехтувати дисипацією в рівняннях (14) і (15) (це звичайне припущення для класичних умов Ренкіна–Гюгоніо), то параметр $G = 1$. Це видно з рівнянь (1) і (4) з припущенням $\varepsilon=0$. У цьому випадку маємо $K_1 = K_2$.

Для потоку без турбулентності та без підведення енергії рівняння (40) зводиться до

$$P = \frac{k - R^{-1}}{kR^{-1} - 1} = \frac{k - S}{kS - 1}, \quad (39)$$

що є добре відомою адіабатою Гюгоніо для чистих звичайних газів [24,25]. Тут $R^{-1} = S$.

Рівняння (38) має асимптоту для ρ_2/ρ_1 , виражену як

$$R = k. \quad (40)$$

За умови (40) стрибок тиску (38) йде до нескінченності.

Границя (40) існує при детонації лише в нестационарних сильно перетиснутих хвилях.

При детонації, яка спонтанно поширюється з постійною швидкістю, гранична густина, що прагне до нескінченності, дорівнює іншому значенню. Це значення буде визначено нижче.

Проаналізуємо поведінку рівняння Гюгоніо. Для цього представимо безрозмірні параметри в наступній формі

$$Eu = \frac{\bar{V}_1^2}{V_1^2} \frac{\rho_1 a_1^2}{\bar{p}_1} \frac{V_1^2}{a_1^2} = \gamma Tu_1^2 Ma_1^2 = k Ma_t^2, \quad Ma_1 = \frac{V_1}{a_1}, \quad Ma_t = \frac{\sqrt{V_1^2}}{a_1}, \quad Tu_1 = \sqrt{\frac{\bar{V}_1^2}{V_1^2}} \quad (41)$$

Результати розрахунків за рівнянням (38) показали, що збільшення тепловиділення (за умови відсутності турбулентності $Eu = 0$) призводить до збільшення стрибка тиску в порівнянні з випадком $Jo = 0$. В свою чергу, збільшення рівня турбулентності при відсутності тепловиділення збільшує скачок тиску за умови $S < 1$. Така тенденція пояснюється тим, що з ростом тепловиділення потік з вищим рівнем турбулентності має більшу кількість кінетичної енергії, яка перетворюється на скачок тиску під час проходження ударної хвилі.

Граничне стискання та швидкісні характеристики

Для визначення точки на кривій Гюгоніо, яка відповідає стійкій нормальній детонації з мінімальною швидкістю, скористаємось правилом відбору Жуге [3,4]. Ця точка відповідає точці на кривій Гюгоніо D , через яку проходить дотична, яка також проходить через точку Z згідно з правилом Жуге, швидкість детонації визначається нахилом дотичної до точки D за формулою $((P-1)(1-S))$. Той же нахил визначається похідною (dP/dS) . Отже, маємо наступне рівняння для визначення швидкості детонації

$$\frac{P-1}{1-S} = \frac{dP}{dS} = \frac{1+kP+Eu}{1-kS}. \quad (42)$$

Визначимо тангенс кута нахилу цієї дотичної. Для цього (за умови $G=1$) знайдемо з рівнянь (10) та (11)

$$V_1 = \sqrt{\frac{p_2 - p_1 + 2(\rho_2 - \rho_1)K_1 \rho_2}{\rho_2 - \rho_1} \frac{\rho_2}{\rho_1}} = \sqrt{\frac{P-1+(R-1)Eu}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1}}. \quad (43)$$

$$V_2 = \sqrt{\frac{p_2 - p_1 + 2(\rho_2 - \rho_1)K_1 \rho_1}{\rho_2 - \rho_1} \frac{\rho_1}{\rho_2}} = S \sqrt{\frac{P-1+(R-1)Eu}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1}}. \quad (44)$$

З рівняння (43) знаходимо тангенс кута дотичної в точці D

$$\tan(\alpha) = -\frac{P_D - 1}{1 - S_D} = -\gamma Ma_1^2 + \frac{(R_D - 1)Eu}{1 - S_D}. \quad (45)$$

З іншого боку, цей самий тангенс визначається рівнянням (42)

$$\tan(\alpha) = \left(\frac{dP}{dS} \right)_D = \frac{1 + kP_D + Eu}{1 - \gamma S_D}. \quad (46)$$

Розв'язання системи рівнянь (45) та (46) дозволяє знайти координати точки D на кривій Гюгоніо

$$P_D = \frac{2\gamma(1 + \gamma Ma_1^2) - (2\gamma^2 + \gamma + 1)Eu + \sqrt{(2\gamma(1 + \gamma Ma_1^2))^2 + 4\gamma Eu(3\gamma + 1 - \gamma(\gamma + 3)Ma_1^2) + ((3\gamma + 1)Eu)^2}}{4\gamma(\gamma + 1)}, \quad (47)$$

$$S_D = \frac{2\gamma(1 + \gamma Ma_1^2) + (3\gamma + 1)Eu + \sqrt{(2\gamma(1 + \gamma Ma_1^2))^2 + 4\gamma Eu(3\gamma + 1 - \gamma(k + 3)Ma_1^2) + ((3\gamma + 1)Eu)^2}}{4\gamma(\gamma + 1)Ma_1^2}, \quad (48)$$

За відсутності турбулентності ($Eu=0$) рівняння (47) і (48) переходять у відомі співвідношення Жуге [3,4]. Розрахунки показали, що зі збільшенням ступеня турбулентності при спонтанній детонації збільшується величина стрибка тиску і зменшується ступінь стиснення.

$$P_D = \frac{1 + \gamma Ma_1^2}{1 + \gamma}, \quad (49)$$

$$S_D = \frac{1 + \gamma Ma_1^2}{(1 + \gamma)Ma_1^2}. \quad (50)$$

Границя рівняння (48) при швидкості, що прагне нескінченності, не залежить від ступеня турбулентності і дорівнює

$$R_D = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)_D = \frac{1 + \gamma}{\gamma}. \quad (51)$$

Це рівняння визначає граничне стискання у детонації, яке відповідає умові Жуге. Визначимо швидкість продуктів детонації. Для цього перетворюємо рівняння (42) наступним чином

$$\frac{P-1}{1-S} = \underbrace{\frac{1+kP}{1-kS}}_H + \frac{Eu}{1-kS} = \underbrace{\gamma \frac{P}{S}}_I + \frac{Eu}{1-kS} \quad (52)$$

При цьому у точці D похідні ізоентропи Пуассона (позначено літерою I у рівнянні (52)) і рівняння Гюгоніо (37) за відсутності турбулентності (позначено літерою H у рівнянні (52)) рівні [3,4].

Помножимо (52) на S^2 . Це дає

$$S^2 \frac{P-1}{1-S} = \gamma P S + \frac{Eu}{1-kS} S^2 = \gamma \frac{p_2}{\rho_2} \frac{\rho_1}{p_1} + \frac{Eu}{1-kS} S^2 = a_2^2 \frac{\rho_1}{p_1} + \frac{Eu}{1-kS} S^2. \quad (53)$$

Далі перетворюємо рівняння для швидкості продуктів детонації (44)

$$V_2^2 = S^2 \frac{P-1 + (R-1)Eu}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1} = S^2 \frac{P-1}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1} + S^2 \frac{(R-1)Eu}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1}. \quad (54)$$

Перепишемо це рівняння з урахуванням (53)

$$S^2 \frac{P-1}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1} + S^2 \frac{(R-1)Eu}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1} = a_2^2 + \frac{Eu}{1-kS} S^2 \frac{p_1}{\rho_1} + S^2 \frac{(R-1)Eu}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1}. \quad (55)$$

Порівняння (54) та (55) дозволяє знайти рівняння швидкості продуктів детонації

$$V_2^2 = a_2^2 + a_2^2 \frac{S}{\gamma P} \left(\frac{1}{1-kS} + \frac{R-1}{1-S} \right) Eu = a_2^2 \left(1 + \frac{kS - S - 1}{\gamma P(kS - 1)} Eu \right) \quad (56)$$

або в безрозмірному вигляді

$$Ma_2^2 = 1 + \frac{kS - S - 1}{\gamma P(kS - 1)} Eu. \quad (57)$$

У рівняннях (56) і (57) можна виключити параметр P за допомогою модифікованого рівняння Гюгоніо (38).

Рівняння (56) і (57) показують, що при нульовому рівні турбулентності продукти горіння течуть від фронту детонації з критичною (звуковою) швидкістю. Зі збільшенням ступеня турбулентності швидкість продуктів детонації зростає. Зрозуміло, що енергія турбулентних пульсацій сприяє збільшенню кінетичної енергії посередньої течії за детонаційною хвилею. Той самий ефект спостерігався у потоках з ударними хвилями без хімічних реакцій [17].

Висновки

У роботі розглянуто процес детонації у турбулентному потоці газу. Визначено закономірності зміни параметрів турбулентності під час переходу потоку через ударну хвилю. Отримано модифіковане рівняння Гюгоніо для детонації, яке враховує спільний вплив тепловиділення та рівня турбулентності.

Отримано рівняння визначення швидкості продуктів детонації. За нульового рівня турбулентності продукти горіння течуть від фронту детонації з критичною (звуковою) швидкістю. Зі збільшенням ступеня турбулентності швидкість продуктів детонації зростає. Вочевидь, енергія турбулентних пульсацій сприяє збільшенню кінетичної енергії посередньої течії за детонаційною хвилею. Той самий ефект спостерігався і в потоках з ударними хвилями без хімічних реакцій [17]. Показано, що тепловий ефект послаблює вплив турбулентності.

Визначено залежність, що дозволяє оцінити вплив тепловиділення та турбулентності на швидкість перед ударною хвилею. Показано, що тепловий ефект і турбулентність призводить до прискорення потоку перед ударною хвилею.

Робота профінансована в рамках програми наукових проектів НАН України (№ 6541230) «Підтримка пріоритетних для держави наукових досліджень і науково-технічних (експериментальних) розробок». Договір №7.9/25-П від 01.01.2025р. (1230). Проект: «Розвиток розподіленої енергетики на основі використання газотурбінних і газопоршневих технологій та місцевих альтернативних видів палива в період воєнного стану і відновлення України».

ЛІТЕРАТУРА

1. Urzay J. Supersonic combustion in air-breathing propulsion systems for hypersonic flight. Annual Review of Fluid Mechanics. 2018. Vol. 50. P.593-627. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-122316-045217>
2. Ishii K., Kataoka H., Kojima T. Initiation and propagation of detonation waves in combustible high speed flows. Author links open overlay panel. 2009. Vol. 32, №2. P. 2323-2330. <https://doi.org/10.1016/j.proci.2008.05.029>
3. Rankine W. J. M.. On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbances. Philosophical Transactions of the Royal Society of London .1870. Vol.160. P. 277-288. <https://www.jstor.org/stable/109061>
4. Hugoniot H. Mémoire sur la propagation des mouvements dans les corps et spécialement dans les gaz parfaits (première partie) [Memoir on the propagation of movements in bodies, especially perfect gases (first part)]. Journal de l'École Polytechnique (in French). 1887. Vol. 57. P. 3–97

5. Hugoniot H. Mémoire sur la propagation des mouvements dans les corps et spécialement dans les gaz parfaits (deuxième partie) [Memoir on the propagation of movements in bodies, especially perfect gases (second part)] Journal de l'École Polytechnique. 1889. Vol.58. P. 1–125.

6. Jouguet J.C.E. Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz [On the propagation of chemical reactions in gases]. Journal de Mathématiques Pures et Appliquées. 1905. Series 6.1. 347–425.

7. Jouguet J.C.E.. Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz [On the propagation of chemical reactions in gases].Journal de Mathématiques Pures et Appliquées (1906).Series 6.2. 5–85.

8. Shepherd J. E.. Detonation in gases. Preprint. In Proceedings of the Combustion Institute. 2009. Vol. 32. P. 83-98. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2008.08.006>

9. Hytovich R., Rising C., Morales A., Genova T., Berson J., Ahmed K. The effects of flame generated turbulence for turbulent-induced deflagration to detonation transition. Proceedings of the Combustion Institute. 2022. 34J. <https://doi.org/10.1016/j.proci.2022.09.068>

10. Chambers J., Chin H.M., Poludnenko A.Y., Gamezo V.N., Ahmed K.A.: Spontaneous runaway of fast turbulent flames for turbulence-induced deflagration-to-detonation transition. Physics Fluids. 2022. Vol.34. 015114. <https://doi.org/10.1063/5.0078556>

11. Chin H., Chambers J., Poludnenko A., Gamezo V.N., Ahmed K.A. Chapman-Jouguet deflagration criteria and compressibility dynamics of turbulent fast flames for turbulence-induced deflagration-to-detonation transition. Physics Fluids. 2023. Vol.35. 066122. <https://doi.org/10.1063/5.0144662>

12. Iwata K., Suzuki S., Kai R., Kurose R. Direct numerical simulation of detonation–turbulence interaction in hydrogen/oxygen/argon mixtures with a detailed chemistry. Physics of Fluids. 2023. Vol.35. P. 046107. <https://doi.org/10.1063/5.0144624>

13. Wang H., Chen T. Chemical Engineering & Technology. Experimental and Numerical Study of the Impact of Initial Turbulence on the Explosion Behavior of Methane-Air Mixtures. First published. 2021. <https://doi.org/10.1002/ceat.202000619>

14. Avramenko A.A., Kuznetsov A.V., Nield D.A. Instability of slip flow in a channel occupied by a hyperporous medium. Journal of Porous Media. 2007.Vol. 10, №1 5. P.435-442. DOI: 10.1615/JPorMedia.v10.i5.20

15. Ramos E., Storey B.D., Sierra F., Zúñiga R.A., Avramenko A.A. Temperature distribution in an oscillatory flow with a sinusoidal wall temperature. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47, №22. P. 4929-4938. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.04.033>

16. Avramenko A.A., Tyrinov A.I., Shevchuk I.V., Dmitrenko N.P. Oblique shock wave in turbulent flow. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*. 2023. Vol. 48, №44. <https://doi.org/10.1515/jnet-2022-0093>
17. Avramenko A.A., Tyrinov A.I., Shevchuk I.V. Analytical simulation of normal shock waves in turbulent flow. *Phys. Fluids*. 2022. Vol. 34. P. 056101. <https://doi.org/10.1063/5.0093205>
18. Avramenko A.A., Shevchuk I.V., Dmitrenko N.P. Shock Wave in van der Waals Gas. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*. 2022. Vol. 47, №3. P. 255 – 267. doi: <https://doi.org/10.1515/jnet-2021-0099>
19. Avramenko A.A., Shevchuk I.V., Kovetskaya M.M., Kovetska Yu.Yu. Self-similar analysis of gas dynamics for van der Waals gas in slipping flow after normal shock wave. *Physics Fluids*. 2023. Vol. 35, №2. P. 026110. <https://doi.org/10.1063/5.0138331>
20. Avramenko A.A., Shevchuk I.V., Kovetskaya M.M., Kovetska Y.Y. Detonation in van der Waals Gas. *Fluids*. 2023. Vol. 8, 296. – 10 p. <https://doi.org/10.3390/fluids8110296>
21. Avramenko A.A., Shevchuk I.V., Dmitrenko N.P., Skitsko I.F. Shock waves in gas flows with nanoparticles. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*. 2022. Vol. 147. P. 12709 – 12719. <https://link.springer.com/article/10.1007/s10973-022-11483-5>
22. Zhang G., Kim H.D. Numerical simulation of shock wave and contact surface propagation in micro shock tubes. *Journal of Mechanical Science and Technology*. 2015. Vol. 29. P. 1689–1696. <https://doi.org/10.1007/s12206-015-0341-5>
23. Ligrani P.M., McNabb E.S., Collopy H., Anderson M., Marko S.M. Recent investigations of shock wave effects and interactions. *Advances in Aerodynamics*. 2020. Vol. 2, 4. <https://doi.org/10.1186/s42774-020-0028-1>
24. Çengel Y.A. Heat Transfer: A Practical Approach. Higher Education, 2nd ed., McGraw-Hill, New York. 2002. 871P.
25. Weigand B., Köhler J., Wolfersdorf J. Thermodynamik kompakt, 4., aktualisierte Auflage. ed, Springer-Lehrbuch. Springer Vieweg, Berlin Heidelberg. 2016. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-49703-6>

EFFECT OF FLOW TURBULENCE ON
DETONATION PROCESSESAvramenko A.A.¹, Tyrinov A.I.², Kovetska Yu.Yu.³,
Anastasiev D.V.⁴*Institute of Engineering Thermophysics, National Academy
of Sciences, Kyiv 03680, Kapnist str., 2a*¹*Ukraine Corresponding Member of the NAS of Ukraine,
ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-2416-3512>*²*Dr. Sci., ORCID:<https://orcid.org/0000-0002-2416-3512>*³*PhD, ORCID:<https://orcid.org/0000-0003-2454-9113>*⁴*postgraduate*<https://doi.org/10.31472/tpe.1.2025.2>

Recently, the study of the mechanisms of occurrence and propagation of detonation processes has been of particular interest. The aim of this work is to theoretically analyze the interaction of a turbulent gas flow with a normal detonation wave. For the first time, a simplified K- ϵ model was applied to analyze turbulence.

A modified Hugoniot detonation equation is derived for detonation, which takes into account the thermal effect and the level of flow turbulence. Thus, for the first time, the relationship between thermodynamic and gasdynamic processes in a detonation wave was demonstrated. At zero turbulence, combustion products flow from the detonation front at a critical (sonic) velocity. As the degree of turbulence increases, the velocity of detonation products also increases. It is evident that the energy of turbulent fluctuations contributes to an increase in the kinetic energy of the averaged flow behind the detonation wave. It has been shown that the thermal effect weakens the influence of turbulence.

A dependency has been established that allows evaluating the effect of heat release and turbulence on the velocity ahead of the shock wave. It has been demonstrated that both the thermal effect and turbulence lead to an acceleration of the flow ahead of the shock wave. It is also shown that when the flow passes through a shock wave, the value of turbulent viscosity is preserved.

References 25.

Key words: Detonation, shock wave, turbulent flow, heat release.

1. *Urzay J.* Supersonic combustion in air-breathing propulsion systems for hypersonic flight. Annual Review of Fluid Mechanics. 2018. Vol. 50. P.593-627. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-122316-045217>

2. *Ishii K., Kataoka H., Kojima T.* Initiation and propagation of detonation waves in combustible high speed flows. Author links open overlay panel. 2009. Vol. 32, №2. P. 2323-2330. <https://doi.org/10.1016/j.proci.2008.05.029>

3. *Rankine W. J. M.* On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbances. Philosophical Transactions of the Royal Society of London .1870. Vol.160. P. 277-288. <https://www.jstor.org/stable/109061>

4. *Hugoniot H.* Mémoire sur la propagation des mouvements dans les corps et spécialement dans les gaz parfaits (première partie) [Memoir on the propagation of movements in bodies, especially perfect gases (first part)]. Journal de l'École Polytechnique (in French). 1887. Vol. 57. P. 3–97

5. *Hugoniot H.* Mémoire sur la propagation des mouvements dans les corps et spécialement dans les gaz parfaits (deuxième partie) [Memoir on the propagation of movements in bodies, especially perfect gases (second part)] Journal de l'École Polytechnique. 1889. Vol.58. P. 1–125.

6. *Jouguet J.C.E.* Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz [On the propagation of chemical reactions in gases]. Journal de Mathématiques Pures et Appliquées. 1905. Series 6.1. 347–425.

7. *Jouguet J.C.E.* Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz [On the propagation of chemical reactions in gases].Journal de Mathématiques Pures et Appliquées (1906).Series 6.2. 5–85.

8. *Shepherd J. E.* Detonation in gases. Preprint. In Proceedings of the Combustion Institute. 2009. Vol. 32. P. 83-98. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2008.08.006>

9. *Hytovick R., Rising C., Morales A., Genova T., Berson J., Ahmed K.* The effects of flame generated turbulence for turbulent-induced deflagration to detonation transition. Proceedings of the Combustion Institute. 2022. 34J. <https://doi.org/10.1016/j.proci.2022.09.068>

10. *Chambers J., Chin H.M., Poludnenko A.Y., Gamezo V.N., Ahmed K.A.* Spontaneous runaway of fast turbulent flames for turbulence-induced deflagration-to-detonation transition. Physics Fluids. 2022. Vol.34. 015114. <https://doi.org/10.1063/5.0078556>

11. *Chin H., Chambers J., Poludnenko A., Gamezo V.N., Ahmed K.A.* Chapman-Jouguet deflagration criteria and compressibility dynamics of turbulent fast flames for turbulence-induced deflagration-to-detonation transition. Physics Fluids. 2023. Vol.35. 066122. <https://doi.org/10.1063/5.0144662>

12. Iwata K., Suzuki S., Kai R., Kurose R. Direct numerical simulation of detonation–turbulence interaction in hydrogen/oxygen/argon mixtures with a detailed chemistry. *Physics of Fluids*. 2023. Vol.35. P. 046107. <https://doi.org/10.1063/5.0144624>
13. Wang H., Chen T. Chemical Engineering & Technology. Experimental and Numerical Study of the Impact of Initial Turbulence on the Explosion Behavior of Methane-Air Mixtures. First published. 2021. <https://doi.org/10.1002/ceat.202000619>
14. Avramenko A.A., Kuznetsov A.V., Nield D.A. Instability of slip flow in a channel occupied by a hyperporous medium. *Journal of Porous Media*. 2007. Vol. 10, №1 5. P.435-442. DOI: 10.1615/JPorMedia.v10.i5.20
15. Ramos E., Storey B.D., Sierra F., Zúniga R.A., Avramenko A.A. Temperature distribution in an oscillatory flow with a sinusoidal wall temperature. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2004. Vol. 47, №22. P. 4929-4938. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.04.033>
16. Avramenko A.A., Tyrinov A.I., Shevchuk I.V., Dmitrenko N.P. Oblique shock wave in turbulent flow. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*. 2023. Vol. 48, №44. <https://doi.org/10.1515/jnet-2022-0093>
17. Avramenko A.A., Tyrinov A.I., Shevchuk I.V. Analytical simulation of normal shock waves in turbulent flow. *Phys. Fluids*. 2022. Vol. 34. P. 056101. <https://doi.org/10.1063/5.0093205>
18. Avramenko A.A., Shevchuk I.V., Dmitrenko N.P. Shock Wave in van der Waals Gas. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*. 2022. Vol. 47, №3. P. 255 – 267. doi: <https://doi.org/10.1515/jnet-2021-0099>
19. Avramenko A.A., Shevchuk I.V., Kovetskaya M.M., Kovetska Yu.Yu. Self-similar analysis of gas dynamics for van der Waals gas in slipping flow after normal shock wave. *Physics Fluids*. 2023. Vol. 35, №2. P. 026110. <https://doi.org/10.1063/5.0138331>
20. Avramenko A.A., Shevchuk I.V., Kovetskaya M.M., Kovetska Y.Y. Detonation in van der Waals Gas. *Fluids*. 2023. Vol. 8, 296. – 10 p. <https://doi.org/10.3390/fluids8110296>
21. Avramenko A.A., Shevchuk I.V., Dmitrenko N.P., Skitsko I.F. Shock waves in gas flows with nanoparticles. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*. 2022. Vol. 147. P. 12709 – 12719. <https://link.springer.com/article/10.1007/s10973-022-11483-5>
22. Zhang G., Kim H.D. Numerical simulation of shock wave and contact surface propagation in micro shock tubes. *Journal of Mechanical Science and Technology*. 2015. Vol. 29. P. 1689–1696. <https://doi.org/10.1007/s12206-015-0341-5>
23. Ligrani P.M., McNabb E.S., Collopy H., Anderson M., Marko S.M. Recent investigations of shock wave effects and interactions. *Advances in Aerodynamics*. 2020. Vol. 2, 4. <https://doi.org/10.1186/s42774-020-0028-1>
24. Çengel Y.A. Heat Transfer: A Practical Approach. Higher Education, 2nd ed., McGraw-Hill, New York. 2002. 871P.
25. Weigand B., Köhler J., Wolfersdorf J. Thermodynamik kompakt, 4., aktualisierte Auflage. ed, Springer-Lehrbuch. Springer Vieweg, Berlin Heidelberg. 2016. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-49703-6>

Отримано 23.01.2025

Received 23.01.2025

Прийнято до друку 18.02.2025

Accepted for publication 18.02.2025