

УДК 532.536

ГРАНИЧНІ ПАРАМЕТРИ ДЕТОНАЦІЇ У ГАЗІ ВАН ДЕР ВААЛЬСА

Авраменко А.О.¹, член-кореспондент НАН України, Ковецька М.М.², канд. техн. наук,
Анастасьєв Д.В.³, аспірант, Олійник Л.В.⁴

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

¹професор, завідувач відділу, ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-2416-3512>

²провідний наук. співр., ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-8455-4689>, e-mail kovetskamargarita@ukr.net

³аспірант, dmytro.anastasiev@gmail.com

⁴науковий співробітник

<https://doi.org/10.31472/ttpe.3.2025.2>

У роботі представлені результати аналізу динаміки течії реального газу через детонаційну хвилю. Показано вплив тепловиділення та термодинамічних властивостей газу Ван дер Ваальса на параметри процесу детонації.

The paper presents the results of an analysis of the dynamics of real gas flow through a detonation wave. The influence of heat release and thermodynamic properties of van der Waals gas on the parameters of the detonation process is shown.

Бібл. 21, рис. 1

Ключові слова: Теплообмін, газ Ван дер Ваальса, детонація, ударна хвиля.

a – швидкість звуку;

c_p – теплоємність при постійному тиску;

c_v – теплоємність при постійному об'ємі;

h – ентальпія;

k – показник ізоентропи;

p – тиск;

q – тепловий потік;

Δ – кут;

$\Re$ – універсальна газова постійна;

T – температура;

V – швидкість;

ρ – густина.

Індекси:

1 – параметри до ударної хвилі;

2 – параметри після ударної хвилі.

Вивчення граничних параметрів процесу детонації в реальних газах необхідне для проектування камер згоряння детонаційних двигунів [1], оцінки безпеки наслідків вибухів [2]. У роботі [3] досліджуються граничні параметри існування детонації у сумішах газів. Проаналізовано вплив вихідного складу газу на ефективність придушення детонації. Результати визначення діапазону значень фізичних параметрів існування нормальної сферичної детонації представлені у роботі [4]. Методом чисельного моделювання встановлено діапазон допустимих значень температури, чисел Маха та питомого вмісту водню у газовій суміші для існування детонації. Враховувалися критичні значення параметрів, пов'язаних із кінетикою хімічних реакцій на фронті вибухової хвилі. У роботі [5] представлені результати чисельного моделювання визначення параметрів детонації деяких вибухових речовин цивільного та подвійного призначення. Критичні параметри детонації синтетичного палива для детонаційних двигунів досліджено у

роботі [6]. Показано роль хімічного складу палива у появі детонації. Вплив джерела тепла та турбулентності на розвиток процесу детонації у двигунах внутрішнього згоряння досліджено у роботі [7]. Дана оцінка впливу дифузії тепла на процес детонації сумішей водню та повітря.

При моделюванні процесу детонації в умовах високого тиску необхідно враховувати рівняння стану реального газу, вплив тепловиділення на детонаційну хвилю. У роботі [8] проаналізовано стійкість ударних хвиль у газі Ван дер Ваальса, показано вплив тепловиділення на стійкість ударної хвилі. Вплив параметрів реального газу на критичні умови ініціювання детонації в нестационарному потоці розглянуто в [9]. Даний простий метод оцінки впливу властивостей реального газу на ініціювання детонації в умовах високого тиску. Показано, що параметр a у рівнянні Ван дер Ваальса, що характеризує міжмолекулярне тяжіння, ускладнює ініціювання детонації, а параметр b , що характеризує

вплив кінцевого молекулярного об'єму, призводить до більш легкого ініціювання детонації. В роботі [10] представлені результати дослідження аномальних хвиль у динаміці детонації неідеального газу. Моделювання течії за допомогою рівняння стану неідеального газу впливає на швидкість звуку, швидкість хвилі та швидкість реакції. Показано вплив неідеальних параметрів рівняння стану Ван дер Ваальса на швидкість реакції та швидкість хвилі.

У роботі [11] досліджено вплив властивостей реального газу на стійку детонацію у суміші водню з повітрям за підвищеного тиску. Показано, що неідеальне рівняння стану та відповідні термодинамічні функції збільшують швидкість Чепмена-Жуге, але знижують температуру після удару порівняно з моделлю ідеального газу. Результати дослідження поширення ударних хвиль у не ідеальному газі представлені у роботах [12,13]. Показано вплив параметрів рівняння стану газу Ван дер Ваальса на інтенсивність тепломасообмінних процесів під час проходження фронту ударної хвилі. В роботі [14] представлені результати теоретичного дослідження динаміки газових детонацій. Проведено асимптотичний аналіз фізичних механізмів, що управляють модифікаціями внутрішньої структури детонації. Дослідження динаміки детонаційних хвиль реальних газів сприяють кращому розумінню фізики процесу детонації та розробці засобів управління процесом детонації.

Метою роботи є теоретичне дослідження процесу детонації в газі Ван-дер-Ваальса, визначення впливу рівняння стану газу на параметри детонації та порівняння результатів для реального та ідеального газу.

Стаціонарний потік газу описується такою системою рівнянь збереження маси, імпульсу та енергії [14]

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

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

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

Розглянемо проходження потоку реального газу через ударну хвилю. Різка зміна параметрів течії під час проходження через ударну хвилю сприймається як розрив цих параметрів (до і після ударної хвилі). Функціональна залежність параметрів течії перед

ударною хвилею або хвилею горіння (детонація) та за ударною хвилею в одновимірному потоці рідини називається умовами Ренкіна-Гюгоніо, або умовами стрибка параметрів потоку при проходженні ударної хвилі [15–17]. В результаті поєднання рівнянь (1) і (2), рівняння (1) і (3), а потім їх інтегрування, отримуємо систему рівнянь Ренкіна-Гюгоніо у вигляді

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

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

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

Тут q визначає енергію, що відводиться ($q < 0$) або що виділяється ($q > 0$) на одиницю маси в результаті відповідного процесу, що відбувається при проходженні ударної хвилі. Система рівнянь (4) – (6) замикається рівнянням стану газу Ван дер Ваальса

$$\left(p + \frac{a}{v^2} \right) (v - \beta) = \left(p + \alpha p^2 \right) \left(\frac{1}{\rho} - \beta \right) = \Re T, \quad (7)$$

де α і β – константи Ван дер Ваальса, $v = 1/\rho$ – питомий об'єм. Параметр α характеризує додатковий тиск, а параметр β характеризує додатковий об'єм простору, що не заповнений молекулами. Використовуючи рівняння (7), можна отримати співвідношення для ентальпії

$$h = c_v T - \alpha p + \frac{p}{\rho} = \frac{c_v}{\Re} \left(p + \alpha p^2 \right) \left(\frac{1}{\rho} - \beta \right) - \alpha p + \frac{p}{\rho}, \quad (8)$$

Тепер закон збереження повної ентальпії (6) з урахуванням рівняння (8) можна подати у вигляді

$$\begin{aligned} \frac{c_v}{\Re} \left(p_1 + \alpha p_1^2 \right) \left(\frac{1}{\rho_1} - \beta \right) + \frac{V_1^2}{2} - \alpha p_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + q = \\ \frac{c_v}{\Re} \left(p_2 + \alpha p_2^2 \right) \left(\frac{1}{\rho_2} - \beta \right) + \frac{V_2^2}{2} - \alpha p_2 + \frac{p_2}{\rho_2}. \end{aligned} \quad (9)$$

У роботі [18] отримано модифіковане детонаційне рівняння Гюгоніо, яке враховує інтенсивність тепловиділення на характеристики детонації газу Ван дер Ваальса у вигляді

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{((1 + 2A(1 - B) - 2B)k + 1)\frac{p_2}{p_1} - (k - 1) + 2Ak\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^2\left(B\frac{p_2}{p_1} - 1\right) + Q\frac{p_2}{p_1}(k - 1)}{(k + 1) - (k(2B + 1) - 1)\frac{p_2}{p_1}}. \quad (10)$$

де

$$A = \frac{\alpha p_1^2}{p_1}, \quad B = \rho_1 \beta, \quad (11)$$

$$Q = 2q \frac{p_1}{p_1} = 2kq \frac{p_1}{kp_1} = 2 \frac{kq}{a_1^2}, \quad (12)$$

$$k = c_p / c_v \quad (13)$$

Тут k – показник ізоентропічного розширення. У безрозмірній формі це рівняння запишеться у вигляді

$$P = \frac{\sigma(A(1 - B) - B) + \gamma - R^{-1} + \sigma AR(BR - 1) + Q}{\gamma R^{-1} - 1 - \sigma B}, \quad (14)$$

де

$$P = \frac{p_2}{p_1}, \quad R = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad \gamma = \frac{k + 1}{k - 1}, \quad \sigma = \frac{2k}{k - 1}. \quad (15)$$

Рівняння (10) та (14) описують модифіковане рівняння Гюгоніо для детонації з урахуванням теплофізичних властивостей газу Ван дер Ваальса та тепловиділення. Для ідеального газу ($A=B=0$) та потоку без підведення енергії рівняння (14) зводиться до

$$P = \frac{\gamma - R^{-1}}{\gamma R^{-1} - 1} = \frac{\gamma - S}{\gamma S - 1}, \quad (16)$$

що є добре відомою адіабатою Гюгоніо для ідеальних газів [19]. Тут $R^{-1} = S$.

Рівняння (14) має асимптоту для граничного збільшення густини ρ_2/ρ_1 при проходженні ударної хвилі, виражену як

$$R = \frac{\gamma}{1 + \frac{2k}{k-1}B} = \frac{\gamma}{1 + \sigma B}. \quad (17)$$

Для умови, що визначається формулою (17) стрибок тиску (14) стає нескінченним. Для ідеального газу ($A=B=0$) рівняння (17) для стрибка густини зводиться до залежності

$$R = \gamma. \quad (18)$$

Щоб визначити якій точці на кривій Гюгоніо відповідає стійка нормальна детонація з мінімальною швидкістю скористаємося правилом відбору Жуге [20,21] (рис.1). Ця точка відповідає точці на кривій Гюгоніо D, через яку проходить дотична, яка також проходить через точку $(P, S) = (1, 1)$.

На рис.1 пунктиром позначена ізентропа Пуассона $P=S-k$. Рівняння дотичної визначається такою умовою [20,21]

$$\frac{P-1}{1-S} = \frac{dP}{dS}. \quad (19)$$

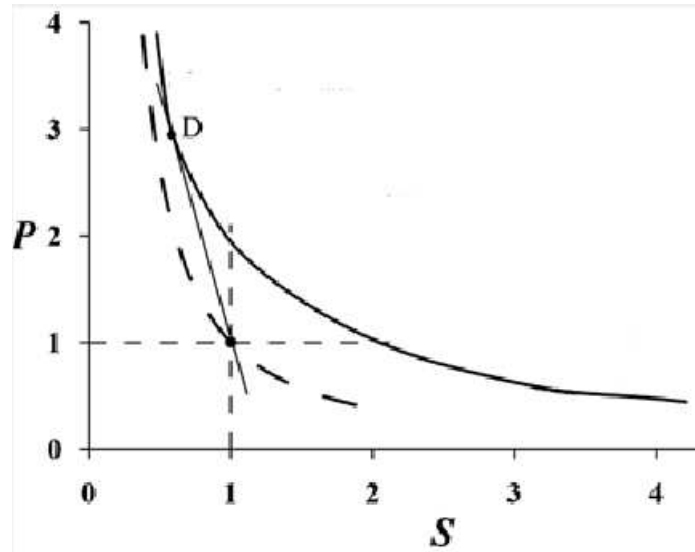


Рис. 1. Правило відбору Жузе

Fig. 1. Jouguet selection rule.

Із (14) знаходимо

$$\frac{P-1}{1-S} = \frac{dP}{dS} = \frac{1 + \gamma P + \sigma A \frac{2B-S}{S^3}}{1 - \gamma S + \sigma B}. \quad (20)$$

Визначимо тангенс кута нахилу цієї дотичної. Для цього знаходимо з рівнянь (4) та (5)

$$V_1 = \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1} \frac{\rho_2}{\rho_1}} = \sqrt{\frac{P-1}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1}}, \quad (21)$$

$$V_2 = \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1} \frac{\rho_1}{\rho_2}} = S \sqrt{\frac{P-1}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1}}. \quad (22)$$

З рівняння (21) знаходимо тангенс кута дотичної в точці D

$$\tan(\delta) = -\frac{P_D - 1}{1 - S_D} = -k \text{Ma}_1^2. \quad (23)$$

З іншого боку, цей самий тангенс визначається рівнянням (20)

$$\tan(\delta) = \left(\frac{dP}{dS} \right)_D = \frac{1 + \gamma P_D + \sigma A \frac{2B - S_D}{S_D^3}}{1 - \gamma S_D + \sigma B} = -k \text{Ma}_1^2. \quad (24)$$

Рішення системи рівнянь (23) та (24) дозволяють знайти координати точки D на кривій Гюгонію. Виключаючи P_D з (24) на основі (23), отримаємо поліноміальне рівняння четвертого порядку

$$\text{Ma}_1^2(k+1)S_D^4 - (1+k\text{Ma}_1^2(B+1))S_D^3 + AS_D - 2AB = 0. \quad (25)$$

З рівняння (25) знаходимо S_D , а потім на основі (23) величину P_D . Рівняння для S_D і P_D дуже громіздкі і тому не наводяться. Для ідеального газу ($A = B = 0$) рівняння для S_D та P_D переходять у відомі співвідношення Жуге [20,21]

$$P_D = \frac{1+k\text{Ma}_1^2}{1+k}, \quad (26)$$

$$S_D = \frac{1+k\text{Ma}_1^2}{(1+k)\text{Ma}_1^2}. \quad (27)$$

Граничне рівняння для S_D при швидкості, що прагне нескінченності

$$R_D = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)_D = \frac{1+k}{k(1+B)}. \quad (28)$$

Це рівняння визначає граничний стиск у детонації, якій відповідає умові Жуге. Для ідеального газу ($B = 0$) рівняння (28) перетворюється на рівняння Жуге [20,21]. Як видно, вплив параметра B на граничне стиснення при детонації якісно таке ж, як і на асимптоту граничного стиснення для не реагуючого газу (17). Також граничний стиск при детонації не залежить від параметра A .

Визначимо швидкість продуктів детонації. Для цього перетворюємо рівняння (20) наступним чином

$$\begin{aligned} \frac{P-1}{1-S} &= \frac{1+\gamma P + \sigma A \frac{2B-S}{S^3}}{1-\gamma S + \sigma B} = \frac{1+\gamma P}{1-\gamma S + \sigma B} + \frac{\sigma A \frac{2B-S}{S^3}}{1-\gamma S + \sigma B} = \\ &= \frac{1+\gamma P}{(1-\gamma S)\left(1+\frac{\sigma B}{1-\gamma S}\right)} + \frac{\sigma A \frac{2B-S}{S^3}}{1-\gamma S + \sigma B} = \underbrace{\frac{1+\gamma P}{1-\gamma S}}_H \left(1-\frac{\sigma B}{1-\gamma S}\right) + \frac{\sigma A \frac{2B-S}{S^3}}{1-\gamma S + \sigma B} = \\ &= \underbrace{\frac{P}{S}}_I \left(1-\frac{\sigma B}{1-\gamma S}\right) + \frac{\sigma A \frac{2B-S}{S^3}}{1-\gamma S + \sigma B} \end{aligned} \quad (29)$$

Тут враховано той факт, що у точці D похідні ізентропи Пуассона (позначена літерою I у рівнянні (29)) та рівняння Гюгоніо (14) для ідеального газу $A = B = 0$ (позначена літерою H у рівнянні (29)) рівні [20,21]. Тут також використаний біноміальний ряд у припущенні малих значень параметра.

Помножимо (29) на S^2 , це дає

$$\begin{aligned} S^2 \frac{P-1}{1-S} &= kPS \left(1-\frac{\sigma B}{1-\gamma S}\right) + \frac{\sigma A \frac{2B-S}{S}}{1-\gamma S + \sigma B} = k \frac{p_2}{\rho_2} \frac{\rho_1}{p_1} \left(1-\frac{\sigma B}{1-\gamma S}\right) + \frac{\sigma A \frac{2B-S}{S}}{1-\gamma S + \sigma B} = \\ &= a_2^2 \frac{\rho_1}{p_1} \left(1-\frac{\sigma B}{1-\gamma S}\right) + \frac{\sigma A \frac{2B-S}{S}}{1-\gamma S + \sigma B} \end{aligned} \quad (30)$$

Тепер перетворюємо рівняння для швидкості продуктів детонації (22)

$$V_2^2 = S^2 \frac{P-1}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1} = S^2 \frac{P-1}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1}. \quad (31)$$

З огляду на це перепишемо (30)

$$S^2 \frac{P-1}{1-S} \frac{p_1}{\rho_1} = a_2^2 \left(1 - \frac{\sigma B}{1-\gamma S} \right) + \frac{\sigma A \frac{2B-S}{S}}{1-\gamma S + \sigma B} \frac{p_1}{\rho_1}. \quad (32)$$

Порівняння (31) та (32) дозволяє знайти рівняння для швидкості продуктів детонації

$$V_2^2 = a_2^2 \left(1 - \frac{\sigma B}{1-\gamma S} \right) + \frac{1}{kP} \frac{\sigma A \frac{2B-S}{S^2}}{\left(1 - \gamma S \right) \left(1 + \frac{\sigma B}{1-\gamma S} \right)} a_2^2 = a_2^2 \left(1 - \frac{\sigma B}{1-\gamma S} \right) \left(1 + \frac{\sigma A}{kP} \frac{2B-S}{S^2(1-\gamma S)} \right). \quad (33)$$

або у безрозмірному вигляді

$$\text{Ma}_2^2 = \left(1 - \frac{\sigma B}{1-\gamma S} \right) \left(1 + \frac{\sigma A}{kP} \frac{2B-S}{S^2(1-\gamma S)} \right). \quad (34)$$

У рівняннях (33) і (34) можна виключити параметр P за допомогою модифікованого рівняння Гюгоніо (14). Рівняння (33) та (34) показують, що для ідеального газу продукти горіння рухаються від фронту детонації з критичною (звуковою) швидкістю. Для газу Ван дер Ваальса швидкість продуктів горіння може бути більшою за критичну. Причому обидва фактори і додатковий тиск (A) і додатковий об'єм (B) призводять до прискорення продуктів горіння. Додатковий тиск передає свою енергію потоку і таким чином викликає прискорення. Додатковий об'єм призводить до зменшення ступеня стиснення так само, як і граничного стиснення (28). Отже швидкість потоку зростає. Якщо в рівнянні (34) використовувати граничне стиснення (28), то отримаємо

$$\text{Ma}_2^2 = \frac{1+3kB}{1+kB} \left(1 - \frac{2A(k+1)^2(kB-1)((k+2)B-k)}{k(kB+1)(2A(k+1)(kB-1)(k(B^2+B-1)+B)+k(B+1)^2(Q+k(B(3k+1)-kQ-3)-1))} \right). \quad (35)$$

Висновки

На основі класичної теорії детонації отримані співвідношення, що визначають граничний тиск для існування детонації у газі Ван дер Ваальса. Показано залежність граничного тиску від параметрів A та B рівняння стану Ван дер Ваальса. Збільшення параметра A уповільнює зростання тиску в хвилі детонації, а збільшення параметра B його посилює.

Отримано рівняння визначення швидкості поширення продуктів горіння у реальному газі. Порівняно зі швидкістю поширення продуктів горіння в ідеальному газі. Для ідеального газу продукти горіння рухаються від фронту детонації з критичною (звуковою) швидкістю. Для газу Ван дер Ваальса швидкість продуктів горіння може бути більшою за критичну. Причому обидва параметри, що характеризують додатковий тиск (A) і додатковий об'єм

(В) призводять до прискорення продуктів горіння. Додатковий тиск передає свою енергію потоку і таким чином викликає прискорення. Додатковий об'єм призводить до зменшення ступеня стиснення так само, як і граничного стиснення (28). Отже швидкість потоку зростає.

Робота профінансована в рамках програми наукових проектів НАН України (№ 6541230) «Підтримка пріоритетних для держави наукових досліджень і науково-технічних (експериментальних) розробок». 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. Liu Y., Han X., Zhang Z. Study on the propulsive performance of oblique detonation engine. *Energy*. 2024, Vol. 292, 1, 130519. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2024.130519>
2. Shi H., Hu Y., Li T., Tao Z., Li X., Wu J., Murphy A.B., Qiu A. Detonation of a nitromethane-based energetic mixture driven by electrical wire explosion. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2021. Vol. 55, № 5. DOI 10.1088/1361-6463/ac3174
3. Fedorov A. V., Fomin P. A., Tropin D. A., Chen Z.-R. Parameters, limits, attenuation, and suppression of detonation in mixtures of an explosive gas with chemically inert microparticles. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 2012. 85(2):368-381 DOI: 10.1007/s10891-012-0662-5
4. Polatayko M. Determination of Values Range of Physical Quantities and Existence Parameters of Normal Spherical Detonation by the Method of Numerical Simulation. 2021. P.290. DOI: 10.5772/intechopen.96285. EBOOK (PDF) ISBN 978-1-83969-315-1
5. Dihua O.Y., ChunWei Q., Xiaowen Q., Xueying H., Shizhou M., Jiaying S. Determination of thickness parameters of detonation shell and safety performance analysis. *Engineering Reports*. 2023; 5(8):e12630. doi: 10.1002/eng2.12630
6. Dahake A.P., Singh A.V. A Comparative Study of Critical Detonation Parameters for Jet A and an Alcohol-to-Jet Synthetic Biofuel. *AIAA 2022-0819*. Session: Combustion Chemistry and Chemical Kinetics II. Published Online: 2021. <https://doi.org/10.2514/6.2022-0819>
7. Zhang J., Luong M. B., Im, H. G. Effects of heat diffusion and turbulence on detonation development of hydrogen/air mixtures under engine-relevant conditions. *Combustion and Flame*. 2024. 266, 113554. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2024.113554>
8. Calvo-Rivera A., Huete C., Velikovich A. L. The stability of expanding reactive shocks in a van der Waals fluid. *Physics Fluids*. 2022. 34, 046106; doi: 10.1063/5.0087073
9. Weng Z. , Mével R. , Law C. K. On the critical initiation of planar detonation in Noble-Abel and van der Waals gas Author links open overlay panel. *Combustion and Flame*. 2023. Vol. 255, 112890. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2023.112890>
10. Pielemeier K. R., Joseph M. Anomalous Waves in Non-Ideal Detonation Dynamics. *Powers AIAA 2022-0396*. Session: Ignition, Detonation, and Supersonic Combustion. 2021. <https://doi.org/10.2514/6.2022-0396>
11. Weng Z., Méve R. Real gas effect on steady planar detonation and uncertainty quantification. *Combustion and Flame*. 2022. Vol. 245, 112318. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2022.112318>
12. Avramenko A. A., Shevchuk I. V., Dmitrenko N. P. Shock Wave in van der Waals Gas. *J. Non-Equilibrium Thermodynamic*. 2022. 47(3). P. 255 – 267. doi: <https://doi.org/10.1515/jnet-2021-0099>
13. Avramenko A. A., Shevchuk I. V., Kovetskaya M. M., Kovetska Y. Y. Self-similar analysis of gas dynamics for van der Waals gas in slipping flow after normal shock wave. *Physics of Fluids*. 2023. 35, 026110. <https://doi.org/10.1063/5.0138331>
14. Clavin P. Advances in the analytical study of the dynamics of gaseous detonation waves. *Comptes Rendus Mécanique*. 2019. Vol. 347, 4, Pages 273-286. <https://doi.org/10.1016/j.crme.2019.03.008>
15. Rankine W.J.M. On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbance. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*. 1870. 160. 277–288.
16. 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)], J. l'École Polytechnique (in French) 1887. 57. 3–97. See also:
17. 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)], J. l'École Polytechnique, 1889. 58. 1–125.

18. Авраменко А.О., Ковецька М.М., Кондратьєва О.О., Скіцько О.І. Вплив тепловиділення на детонацію у реальному газі. Теплофізика та теплоенергетика. 2024. 46, № 1. С. 11 – 17. <https://doi.org/10.31472/tpe.1.2024.2>

19. Loitsyanskii L.G. Mechanics of Liquids and Gases (International Series of Monographs in Aeronautics and Astronautics), 2nd ed., Elsevier Ltd, 1966.

20. Jouget E. Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz. Journal de mathématiques pures et appliquées. 1905. Tome 1: 347-425. <http://eudml.org/doc/234706>.

21. Jouget E. Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz. Journal de mathématiques pures et appliquées. 1906. Tome 2: 5-86. http://www.numdam.org/item?id=JMPA_1906_6_2__5_0

LIMIT OF PARAMETERS DURING DETONATION IN VAN DER WAALS GAS

Avramenko A.A.¹, Kovetskaya M.M.², Anastasiev D.V.³,
Oliinyk L.V.⁴

*Institute of Engineering Thermophysics, National Academy
of Sciences of Ukraine, 2a, Kapnist str., Kyiv 03680,
Ukraine*

¹Corresponding Member of the NAS of Ukraine, Professor,
ID ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-2416-3512>

²PhD (Engin.), Senior Research Scientist, <https://orcid.org/0000-0002-8455-4689>, e-mail kovetskamargarita@ukr.net

³graduate student, dmytro.anastasiev@gmail.com

⁴Research

<https://doi.org/10.31472/tpe.3.2025.2>

The study of detonation processes in gaseous media is of interest for the coal mining, aviation, aerospace industries, and hydrogen energy. Under high pressure conditions during the passage of a detonation wave, it is necessary to take into account the equation of state of a real gas, the effects of endothermicity and exothermicity.

The paper considers the flow of real gas through a plane detonation wave. A modified Rankine-Hugoniot equation has been obtained to describe the dynamics of changes in the parameters of a van der Waals gas flow when it passes through a detonation wave.

The relations that determine the limiting pressure for the existence of detonation in a Van der Waals gas were obtained. The dependence of the limiting pressure on the parameters A and B of the Van der Waals equation of state is shown. An increase in parameter A slows down the growth of pressure in the detonation wave, and an increase in parameter B intensifies it.

An equation for determining the velocity of combustion products in a real gas is obtained. Compared with the velocity of combustion products in an ideal gas. For an ideal gas, combustion products flow from the detonation front at a critical (sonic) velocity. For a Van der Waals gas, the velocity of combustion products can be greater than the critical one. Moreover, both parameters characterizing the additional pressure (A) and the additional volume (B) lead to the acceleration of combustion products. The additional pressure transfers its energy to the flow and thus causes

acceleration. The additional volume leads to a decrease in the degree of compression in the same way as the limiting compression (28). Therefore, the flow velocity increases.

References 21, figures 1.

Key words: Heat transfer, van der Waals gas, detonation, shock wave.

1. Liu Y., Han X., Zhang Z. Study on the propulsive performance of oblique detonation engine. *Energy*. 2024, Vol. 292, 1, 130519. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2024.130519>

2. Shi H., Hu Y., Li T., Tao Z., Li X., Wu J., Murphy A.B., Qiu A. Detonation of a nitromethane-based energetic mixture driven by electrical wire explosion. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2021. Vol. 55, № 5. DOI 10.1088/1361-6463/ac3174

3. Fedorov A. V., Fomin P. A., Tropin D. A., Chen Z.-R. Parameters, limits, attenuation, and suppression of detonation in mixtures of an explosive gas with chemically inert microparticles. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 2012. 85(2):368-381 DOI: 10.1007/s10891-012-0662-5

4. Polatayko M. Determination of Values Range of Physical Quantities and Existence Parameters of Normal Spherical Detonation by the Method of Numerical Simulation. 2021. P.290. DOI: 10.5772/intechopen.96285. EBOOK (PDF) ISBN 978-1-83969-315-1

5. Dihua O.Y., ChunWei Q., Xiaowen Q., Xueying H., Shizhou M., Jiaying S. Determination of thickness parameters of detonation shell and safety performance analysis. *Engineering Reports*. 2023; 5(8):e12630. doi: 10.1002/eng2.12630

6. Dahake A.P., Singh A.V. A Comparative Study of Critical Detonation Parameters for Jet A and an Alcohol-to-Jet Synthetic Biofuel. AIAA 2022-0819. Session: Combustion Chemistry and Chemical Kinetics II. Published Online: 2021. <https://doi.org/10.2514/6.2022-0819>

7. Zhang J., Luong M. B., Im, H. G. Effects of heat diffusion and turbulence on detonation development of hydrogen/air mixtures under engine-relevant conditions. *Combustion and Flame*. 2024. 266, 113554. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2024.113554>

8. Calvo-Rivera A., Huete C., Velikovich A. L. The stability of expanding reactive shocks in a van der Waals fluid. *Physics Fluids*. 2022. 34, 046106; doi: 10.1063/5.0087073

9. Weng Z. , Mével R. , Law C. K. On the critical initiation of planar detonation in Noble-Abel and van der Waals gas Author links open overlay panel. *Combustion and Flame*. 2023. Vol. 255, 112890. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2023.112890>

10. Pielemeier K. R., Joseph M. Anomalous Waves in Non-Ideal Detonation Dynamics. Powers AIAA 2022-0396. Session: Ignition, Detonation, and Supersonic Combustion. 2021. <https://doi.org/10.2514/6.2022-0396>
11. Weng Z., Méve R. Real gas effect on steady planar detonation and uncertainty quantification. Combustion and Flame. 2022. Vol. 245, 112318. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2022.112318>
12. Avramenko A. A., Shevchuk I. V., Dmitrenko N. P. Shock Wave in van der Waals Gas. J. Non-Equilibrium Thermodynamic. 2022. 47(3). P. 255 – 267. doi: <https://doi.org/10.1515/jnet-2021-0099>
13. Avramenko A. A., Shevchuk I. V., Kovetskaya M. M., Kovetska Y. Y. Self-similar analysis of gas dynamics for van der Waals gas in slipping flow after normal shock wave. Physics of Fluids. 2023. 35, 026110. <https://doi.org/10.1063/5.0138331>
14. Clavin P. Advances in the analytical study of the dynamics of gaseous detonation waves. Comptes Rendus Mécanique. 2019. Vol. 347, 4, Pages 273-286. <https://doi.org/10.1016/j.crme.2019.03.008>
15. Rankine W.J.M. On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbance. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. 1870. 160. 277–288.
16. 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)], J. l'École Polytechnique, (in French) 1887. 57. 3–97.
17. 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)], J. l'École Polytechnique, (in French) 1889. 58. 1–125.
18. Avramenko A. O., Kovetska M.M., Kondratieva O.O., Skitsko O.I. Vplyv teplovydelennia na detonatsiyu u realnomu gazi.[Influence of heat generation on detonation in real gas]. Teplofizyka ta teploenerhetyka. 2024. 46, № 1. C. 11 – 17. <https://doi.org/10.31472/ttpe.1.2024.2> (in Ukr)
19. Loitsyanskii L.G. Mechanics of Liquids and Gases (International Series of Monographs in Aeronautics and Astronautics), 2nd ed., Elsevier Ltd, 1966.
20. Jouget E. Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz. Journal de mathématiques pures et appliquées. 1905. Tome 1: 347-425. <http://eudml.org/doc/234706>.
21. Jouget E. Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz. Journal de mathématiques pures et appliquées. 1906. Tome 2: 5-86. http://www.numdam.org/item?id=JMPA_1906_6_2_5_0

Отримано 11.04.2025
Received 11.04.2025

Прийнято до друку 05.08.2025
Accepted for publication 05.08.2025