

© М.М. Налісько¹, А.О. Махінко¹, С.О. Мамаєнко¹¹ Придніпровська державна академія будівництва та архітектури, Дніпро, Україна

ВПЛИВ УМОВ ІНІЦЮВАННЯ МЕТАНО-ПОВІТРЯНОЇ СУМІШІ НА ПАРАМЕТРИ ВИБУХУ У ДЕГАЗАЦІЙНОМУ ТРУБОПРОВОДІ

© M. Nalysko¹ A. Makhinko¹, S. Mamaienko¹¹ Pridneprovsk State Academy of Civil Engineering and Architecture, Dnipro, Ukraine

INFLUENCE OF INITIATION CONDITIONS OF METHANE-AIR MIXTURE ON THE EXPLOSION PARAMETERS IN THE DEGASATION PIPELINE

Мета. Підвищення безпеки персоналу на підземних роботах при загрозі виникнення газових вибухів, в т.ч. вибуху дегазаційних трубопроводів шляхом врахування впливу місця ініціювання вибуху і режиму горіння при розрахунку параметрів вибуху. Математичне моделювання процесу запалювання і горіння метано-повітряної суміші у дегазаційному газопроводі.

Методи дослідження. Аналіз і узагальнення теоретичних досліджень, чисельне моделювання газодинамічного процесу детонаційного горіння газоповітряної суміші, включаючи модель хімічної кінетики горіння, що в цілому дозволяє простежити динаміку формування ударних повітряних хвиль в умовах гірничих виробок. Математична обробка результатів експерименту методом найменших квадратів. При вирішенні рівнянь нелінійної регресії використовувалася лінеаризація методом логарифмування.

Результати дослідження. Встановлено, що динаміка горіння газоповітряної суміші істотно впливає на процес формування ударної повітряної хвилі: в режимі дефлаграційного горіння газоповітряної суміші, з ініціюванням у краю хмари, довжина вибухової хвилі збільшена в 3,6 рази в сторону протилежну напрямку розповсюдження горіння, а амплітуда хвилі на 10 % в сторону горіння. У режимі детонації спостерігається ефект направленої вибуху, при якому амплітуда ударної повітряної хвилі, що розповсюджується в сторону протилежну руху детонаційної хвилі, в 5 разів менше, ніж тієї, що рухається в прямому напрямі. Модель миттєвого об'ємного вибуху, в порівнянні з моделями горіння, дає занижені значення амплітуд.

Наукова новизна. В результаті чисельного моделювання процесу запалювання і горіння загазованої ділянки рудничної атмосфери отримані закономірності формування і поширення ударних повітряних хвиль, залежно їх параметрів від режиму горіння і місця ініціювання газоповітряної суміші.

Практична значимість. Проведені дослідження дозволяють удосконалити методику розрахунку стійкості дегазаційних трубопроводів та їх елементів до вибухового навантаження.

Ключові слова: газоповітряна суміш, миттєвий вибух, ударна хвиля, детонація, дефлаграційне горіння, точка ініціювання.

Актуальність. На гірничих підприємствах України, що мають розгалужену мережу підземних виробок, щорічно реєструється не менше 10 підземних пожеж, однією з причин яких можуть бути аварійний вибухи у дегазаційних трубопроводах (ДТ) [1, 2]. При застосуванні вогняних та вибухових перешкод у конструкціях ДТ, для надійної їх роботи необхідно знати можливі вибухові навантаження у аварійних ситуаціях. Надійність визначення параметрів ударної

повітряної хвилі (УПХ) і можливі навантаження на вибухозахисні засоби, крім іншого, залежить від повноти обліку факторів і зокрема від динаміки розвитку вибуху газоповітряних сумішей (ГПС). Чинні нормативні методики спираються на дані натурних вимірів та емпіричні залежності. При цьому дослідження процесу формування УПХ не проводилися.

Аналіз досліджень та публікацій. Незважаючи на значний обсяг досліджень, питання прогнозування початкових параметрів УПХ остаточно не вирішено. Вплив деяких факторів при аварійних вибухах у каналах повністю не вивчений. Так у роботі [3] вплив місця ініціювання протяжної газоповітряної хмари на параметри ударної хвилі встановлено лише як якісні показники. Для визначення кількісних закономірностей можливе при використанні моделі вибуху, що враховує кінетику вибухового горіння ГПС.

Мета роботи. Підвищення безпеки персоналу на підземних роботах при загрозі виникнення газових вибухів, у т.ч. вибуху в дегазаційних трубопроводах шляхом врахування впливу місця ініціювання вибуху і режиму горіння в розрахунку параметрів вибуху. Математичне моделювання процесу запалювання і горіння метано-повітряної суміші у дегазаційному газопроводі.

Основна частина. Для математичного моделювання вибуху ГПС та поширення УПХ використовувався газодинамічний підхід, заснований на чисельному розв'язанні системи рівнянь газової динаміки. Завдання вирішувалося шляхом використання методів чисельного рахунку рівнянь гідродинаміки у системі «вибухова ГПС – повітря». Для опису руху середовища в циліндричній системі координат використовувалися рівняння Ейлера, які зазвичай використовують при розрахунку течії ідеального газу, що стискається, і допускають розривні рішення. Рішення рівнянь Ейлера проводилося з використанням явної однорідної схеми нарізного рахунку. Як таку схему був застосований модифікований метод великих частинок.

У існуючих чисельних розрахунках поширення УПХ, їх джерелом прийнято ділянку витягнутої форми, де відбувається миттєвий об'ємний вибух [4]. Такий підхід приймався через відсутність аналітичного вирішення задачі про динаміку згоряння газу в частково обмежених просторах та у припущенні дефлаграційного горіння ГПС. Проте, можна стверджувати, що формування УПХ нерозривно пов'язано з динамікою згоряння газу, що визначає амплітуду та інші параметри хвилі і прийнята модель може давати значні похибки розрахунку параметрів УПХ. Причому дефлаграційне горіння ГПС під час вибухів може відбуватися з різною інтенсивністю. Якщо звернутися до графіка ударної адиабати Гюгоніо для продуктів горіння (рис. 1, крива Н), які наводяться у роботах Я.Б. Зельдовича, то її ділянка, що лежить нижче точки І, належить режиму дефлаграції. Ділянка адиабати від І до К визначає можливі режими дефлаграційного вибуху, які залежать згідно (1) від питомої теплоти згоряння ГПС.

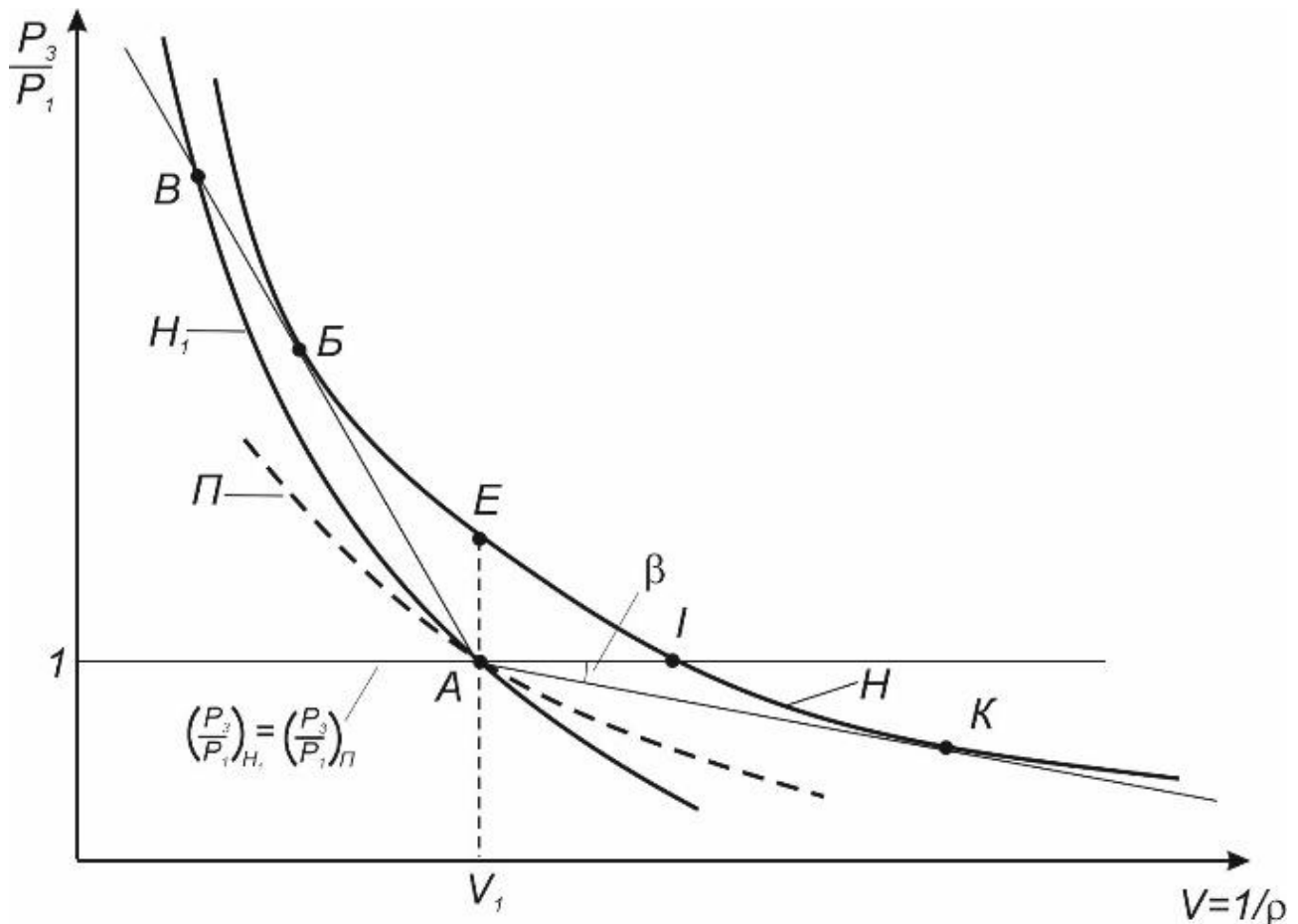


Рис. 1. Стан ГПС та ПД у координатах P - V : криві Гюгоніо (H_1 , H) та Пуассона (Π); AB , AK – прямі Міхельсона; A – вихідний стан ГПС; B – максимальний стиск ГПС; B – точка Чепмена-Жуге; K – точка Жуге

Як показано на роботах К.І. Щелкіна, у дефлаграції можуть виникати будь-які стани на відрізку IK . В точці I спостерігається мінімальна швидкість дефлаграції, яка дорівнює нормальній швидкості поширення полум'я, що визначається теплопровідністю, дифузією та швидкістю хімічної реакції в зоні горіння:

$$(v_3/v_1)_I = 1 + (\gamma - 1)Q/c_1^2, \quad (1)$$

де $(v_3/v_1)_I$ – відносна швидкість продуктів реакції за зоною горіння в точці I (система координат пов'язана з фронтом горіння); Q – тепловий ефект реакції; γ – відношення теплоємностей ГПС; c_1 – швидкість звуку у вихідному газі; 1, 2 – індекс свіжої суміші та ПД.

У міру переміщення точки стану продуктів горіння вниз швидкість продуктів зростає. Вищі швидкості досягаються за рахунок збільшення поверхні горіння, що викликається турбулізацією потоку. Максимальна швидкість дефлаграції визначається кутом нахилу (β) прямої Міхельсона – AK , яка торкається кривої Гюгоніо в точці Жуге – K . З умови Жуге визначено максимальну кількість Маха для газу, що втікає в зону горіння, що покоїться або, що теж саме, максимальну безрозмірну швидкість дефлаграції:

$$(M_1^2)_{\text{макс}} = \left(1 + \frac{\gamma + 1}{\gamma} q\right) - \sqrt{\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma} q\right)^2 + 2 \frac{\gamma + 1}{\gamma} q}, \quad (2)$$

де M – число Маха; q – відношення теплового ефекту реакції до внутрішньої енергії газу.

Рівняння (1) – (2) показують стан ГПС у процесі горіння у певний час, тобто квазістатичний стан. Для визначення динаміки дефлаграційного горіння ГПС необхідне спільне вирішення рівнянь (1) – (2) та рівняння швидкості тепловідведення (на основі кінетики хімічної реакції). У зв'язку з цим для моделювання процесу дефлаграційного горіння метаноповітряної суміші скористаємося чисельним рішенням системи рівнянь газової динаміки. Чисельний експеримент проведений для умов дегазаційного газопроводу у вигляді циліндричного каналу діаметром 0,5 м. Частина трубопроводу довжиною $L_1 = 15$ (наведеної до діаметру), заповнена метаноповітряною сумішшю з вмістом метану 9,0 % за обсягом (рис. 2).

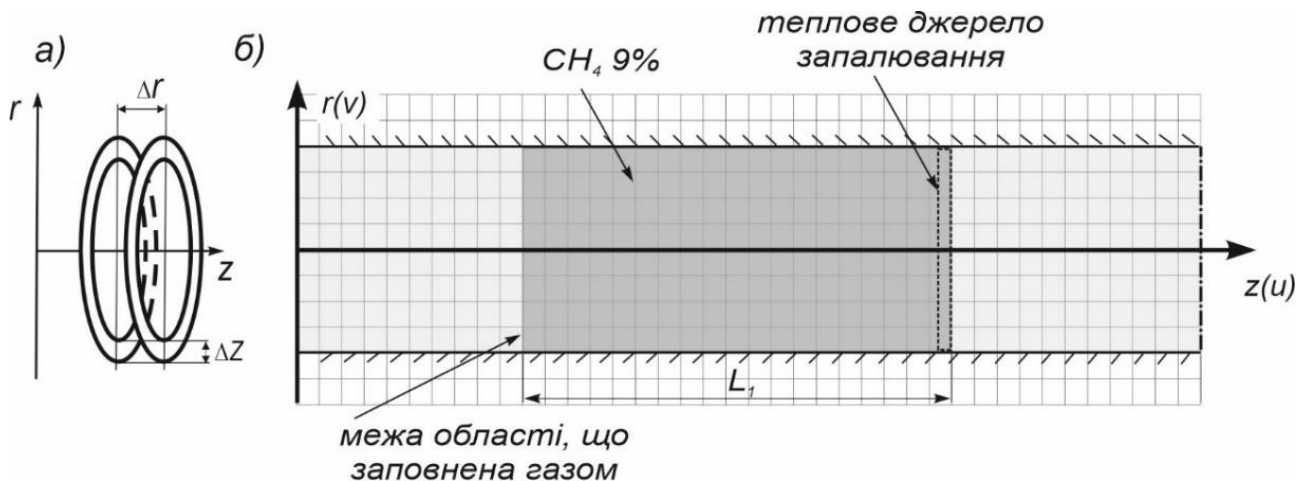


Рис. 2. Математична постановка задачі вибуху газоповітряної суміші та формування УПХ у протяжному каналі (трубопроводі)

Для зменшення впливу ефектів відбиття ударної хвилі хвиль від стінок каналу в експерименті створюється плоский фронт дефлаграційного горіння за допомогою теплового джерела запалювання у вигляді тонкого шару ГПС із заданою температурою (рис. 3). У чисельному дослідженні розглядалося два випадки розташування джерела запалювання всередині хмари: на контактній поверхні ГПС і в центрі ділянки. У першому випадку режим дефлаграційного горіння встановлювався через 0,12 мс від моменту початку ініціювання і був близький до стаціонарного. Прискорення поширення фронту горіння дільниці вбирається у 17 % від початкової швидкості.

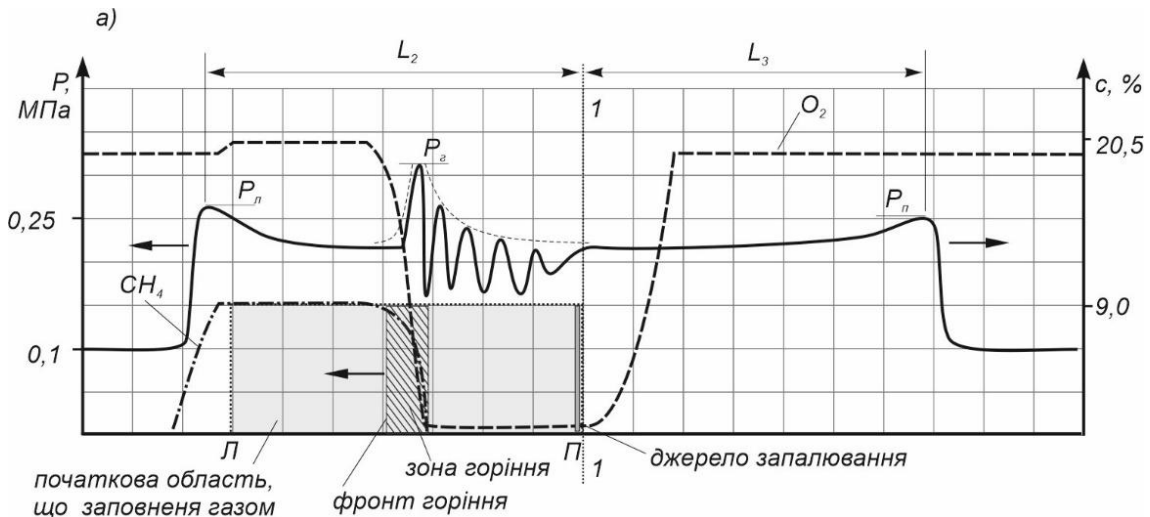


Рис. 3. Профіль графіків тиску, концентрації метану та кисню, на момент часу 1 мс після ініціювання ГПС, вздовж осі каналу z (стрілки біля стрибків параметрів вказують напрями поширення ударної хвилі та фронту горіння)

Межею поділу ударних хвиль, що рухаються в протилежних напрямках, у наскрізному каналі, є зона горіння, яка сама рухається по ГПС, зі швидкістю значно нижчою за швидкість УПХ і швидкість звуку. У чисельному експерименті спостерігається різниця в амплітудах цих УПХ величиною 5–7 %. При чому на відміну детонації, при дефлаграції продукти горіння рухаються у бік протилежну від поширення фронту горіння в наслідок їхнього розширення, тобто справа тиск нижче, ніж лівіше зони горіння, тому хвилі стиснення поширюючись середовищем з меншим тиском формують УПХ з дещо меншою амплітудою, ніж у протилежному фронті УПХ: $P_n = (0,93 \dots 0,95)P_n$ (див. рис. 3). Відповідно, відстань пройдений правим фронтом УПХ, щодо точки ініціювання (пряма 1–1), буде також меншим $L_3 < L_2$. Однак, у зв'язку з тим, що зона горіння і межа поділу вибухових хвиль переміщуються в ліву сторону, довжина вибухової хвилі, що розповсюджується в право λ_n , до кінця горіння буде більше ніж з лівого боку λ_n (рис. 4). Ця закономірність важлива в оцінці силового впливу вибухової хвилі на захисні перешкоди у ближній зоні вибуху, т.я. час дії фази стиснення пропорційно цій довжині $\tau_+ \sim \lambda$.

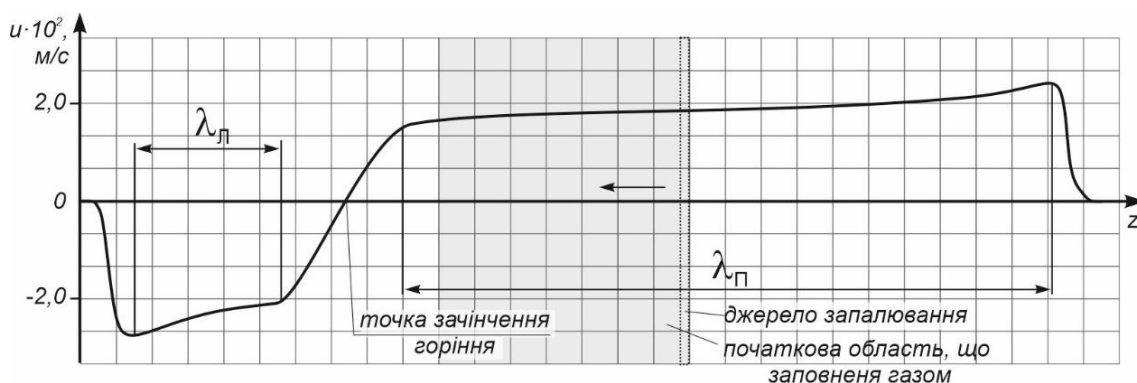


Рис. 4. Графік швидкості газового потоку вздовж осі каналу на момент закінчення дефлаграційного вибуху (стрілка вказує напрямок поширення горіння)

Динаміку переміщення фронту дефлаграційного горіння та вибухових хвиль, а також меж ГПС та продуктів горіння в каналі можна простежити на x, t -діаграмі (рис. 5).

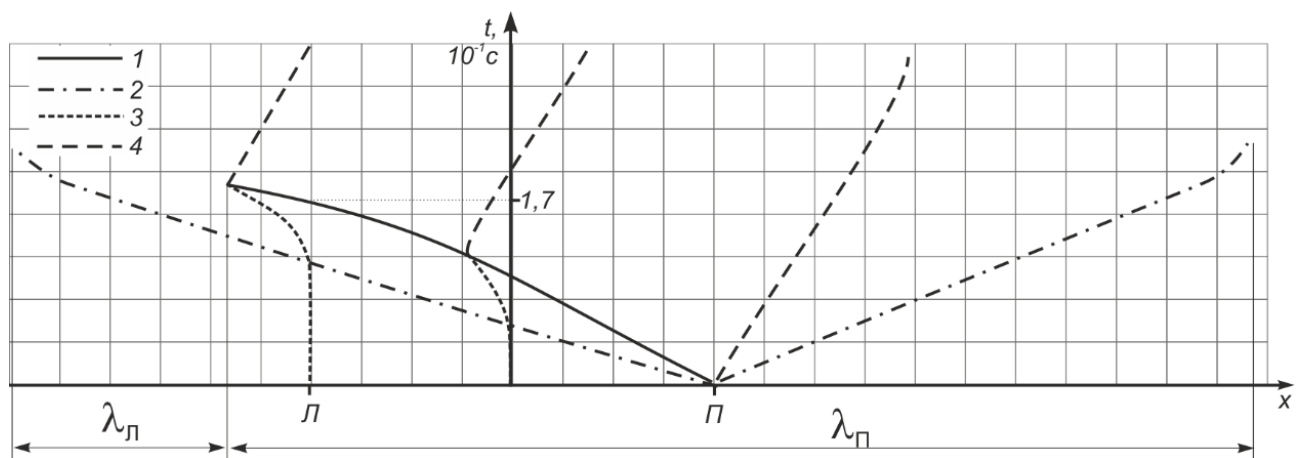


Рис. 5. Напрямок та швидкості руху: фронту горіння – 1; фронту ударної хвилі – 2; контактної поверхні хмари ГПС з лівого боку (Л) та центру – 3; контактної поверхні з правого боку (П) та продуктів горіння – 4

На початку експерименту можна оцінити параметри вибухової хвилі при дефлаграційному горінні витягнутої хмари ГПС з ініціюванням біля її границі. При еквівалентному діаметрі каналу 0,5 м довжина хмари становила 7 м. Час горіння ГПС у чисельному експерименті – 171 мс, відповідно середня швидкість горіння становила 132 м/с. За цей час фронт УПХ поширився праворуч на 14 м за умови, що ударна хвиля рухається зі стандартною швидкістю 330 м/с. За фронтом горіння газ також рухається вправо, тому довжина вибухової хвилі збільшиться мінімум до 21,5 м.

Довжина вибухової хвилі, що рухається вліво, згідно з графіками на рис. 4, 5, відлічують від точки повного згоряння ГПС і її величина склала 5,7 м. Таким чином, по відношенню до довжини хмари ГПС довжина вибухової хвилі складе: $\lambda_n = 0,7L_1$, $\lambda_n = 2,5L_1$. При збільшенні швидкості горіння коефіцієнти L_1 зміняться, проте їх співвідношення буде постійним. Таким чином, для даного випадку можна записати співвідношення:

$$\begin{aligned} \lambda_n &= 0,28\lambda_n, \text{ оскільки } \tau_+ \sim \lambda, \text{ тоді,} \\ \tau_+^{\text{II}} &= 3,57\tau_+^{\text{I}}, \text{ при } P_n = (1,03 \dots 1,05)P_n. \end{aligned} \quad (3)$$

Ініціювання хмари ГПС із центру. За рахунок меншого розсіювання теплової енергії джерела запалювання стаціонарний режим дефлаграційного горіння встановлювався через 0,07 мс. Далі виникла симетрична вибухова хвиля і два фронти горіння, поширюються на протилежні сторони. За результатами чисельного експерименту, на x, t -діаграмі (рис. 6), можна бачити, що хвилі стиснення та продукти вибуху, рухаючись від зони горіння до центру, стикаються із зустрічним потоком і створюють більш високу зону тиску в межах хмари ГПС.

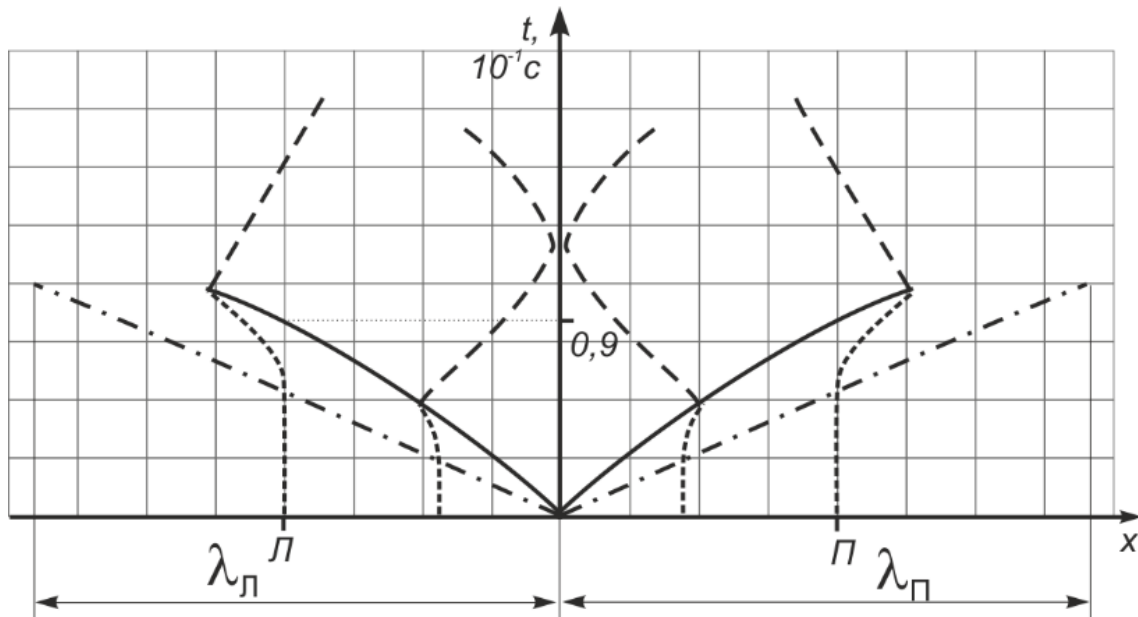


Рис. 6. Напрямок та швидкості руху фронту дефлаграційного горіння, ударної повітряної хвилі та продуктів горіння при ініціюванні ГПС у центрі хмари

Відповідно, ми отримуємо більшу амплітуду УПХ по відношенню до попереднього випадку за рахунок меншої швидкості дисипації енергії за зоною горіння (рис. 7). Збільшення амплітуди при цьому відбувається на 21 % (з 0,28 до 0,34 МПа), що якісно збігається з аналогічними розрахунками у роботі [5].

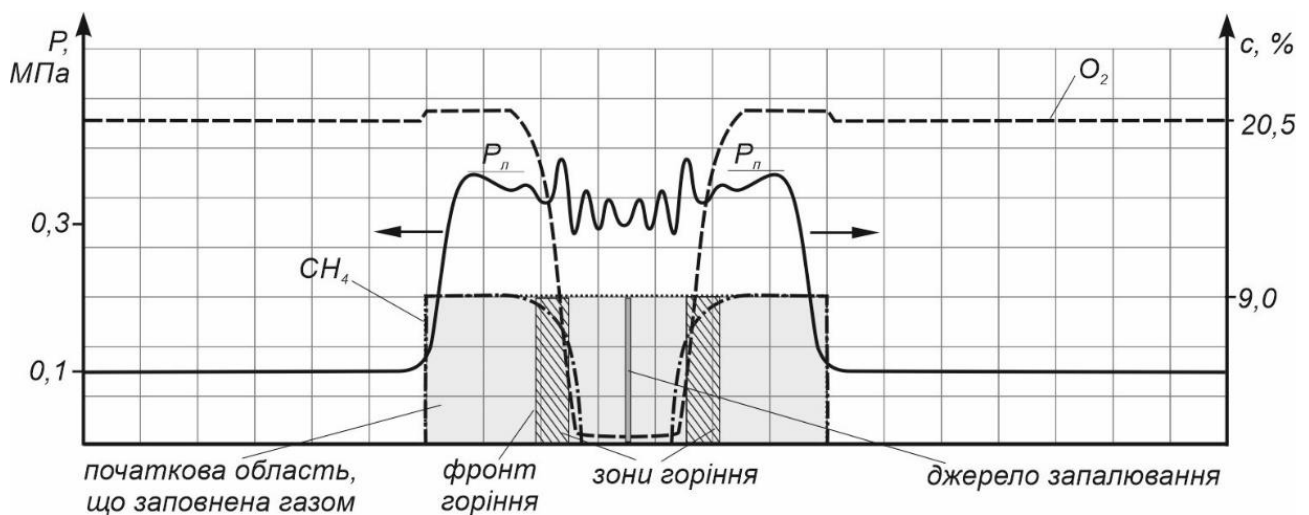


Рис. 7. Профілі параметрів газового потоку при дефлаграційному горінні та ініціювання ГПС із центру загазованої ділянки, на момент часу 0,4 мс

Співвідношення між довжинами вибухової хвилі, часом дії фази стиснення та величиною амплітуди хвиль зліва та з права матимуть наступний вигляд

$$\lambda_n = \lambda_n, \quad \tau_+^n = \tau_+^p, \quad P_n = P_p. \quad (4)$$

Як видно з чисельного експерименту, надлишковий тиск у фронті ударної хвилі та час дії фази стиснення при дефлаграційному вибуху залежить від кінетики хімічної реакції вибуху, газодинаміки процесу та місця ініціювання ГПС.

При дефлаграційному вибуху у протяжних каналах висока ймовірність переходу горіння у детонацію [6]. У разі прийняття моделі миттєвого вибуху в процесі розрахунку необхідно вирішувати задачу розпаду довільного розриву. Аналітичне розв'язання цієї задачі умов детонації конденсованих ВР наведено у роботах К.П. Станюковича, у вигляді розрахунку витоку продуктів детонації (ПД) у повітря. Визначення параметрів ударної хвилі ґрунтується на припущенні, що в початковий момент часу, поблизу заряду ударна хвиля рухається одночасно з ПД, тому достатньо визначити параметри розльоту ПД. У цьому випадку розширення продуктів детонації описується ізоентропійним законом $P = ap^n$, де P – амплітуда у фронті ударній хвилі, a – константа ВР, n – показник ізоентропи. Показник ізоентропи є величиною змінною та врахувати характер $n(P)$ досить складно. Автори, при аналізі процесу витоку продуктів детонації у повітря замінюють реальну адіабату розширення двома адіабатами:

$$pv^n = p_n v_n^n \text{ при } p_k \leq p \leq p_n; \quad pv^k = p_k v_k^k \text{ при } p \leq p_k, \quad (5)$$

де $n = 3$, $k = 1, 2-1, 4$ – показник ізоентропи для ПД і повітря, $p_n v_n^n$, $p_k v_k^k$ – параметри ПД у фронті детонаційної хвилі та в точці сполучення.

В результаті рішення, для сильної ударної хвилі одержують рівняння:

$$p_{y\partial} = p_x = \frac{k+1}{2} \rho_a u_{y\partial}^2,$$

де $p_{y\partial}$, p_x – тиск в ударній хвилі та у ПД, $u_{y\partial}$ – швидкість фронту ударної хвилі, приймається рівним швидкості ПД.

Рівняння дозволяє оцінити, з певним ступенем точності, параметри ударної хвилі тільки в початковий момент часу розльоту. Для повної оцінки динаміки формування та розповсюдження УПХ у моделі миттєвого вибуху скористаємося чисельним рішенням системи рівнянь Ейлера. У даній моделі не використовується рішення рівнянь хімічної кінетики детонаційного горіння, тому тиск миттєвого вибуху визначається за експериментальними даними. Відповідно до чинної нормативної методики розрахунку параметрів УПХ, для активної ділянки з відносною довжиною, що дорівнює 15, абсолютний тиск становить $P_n = 0,5$ МПа. Запис профілю тиску в газовому потоці (рис. 8) показує, що у довгому каналі, з двох сторін обсягу ГПС, формуються симетричні УПХ, а вглиб ПД поширюється хвиля розрідження. Причому на контактній поверхні відбувається різке падіння тиску до $\approx 0,5P_n$, що відповідає прийнятій двоадіабатній моделі (5). Довжина вибухової хвилі у початковий момент часу склала $\approx 1/2$ довжини активної ділянки.

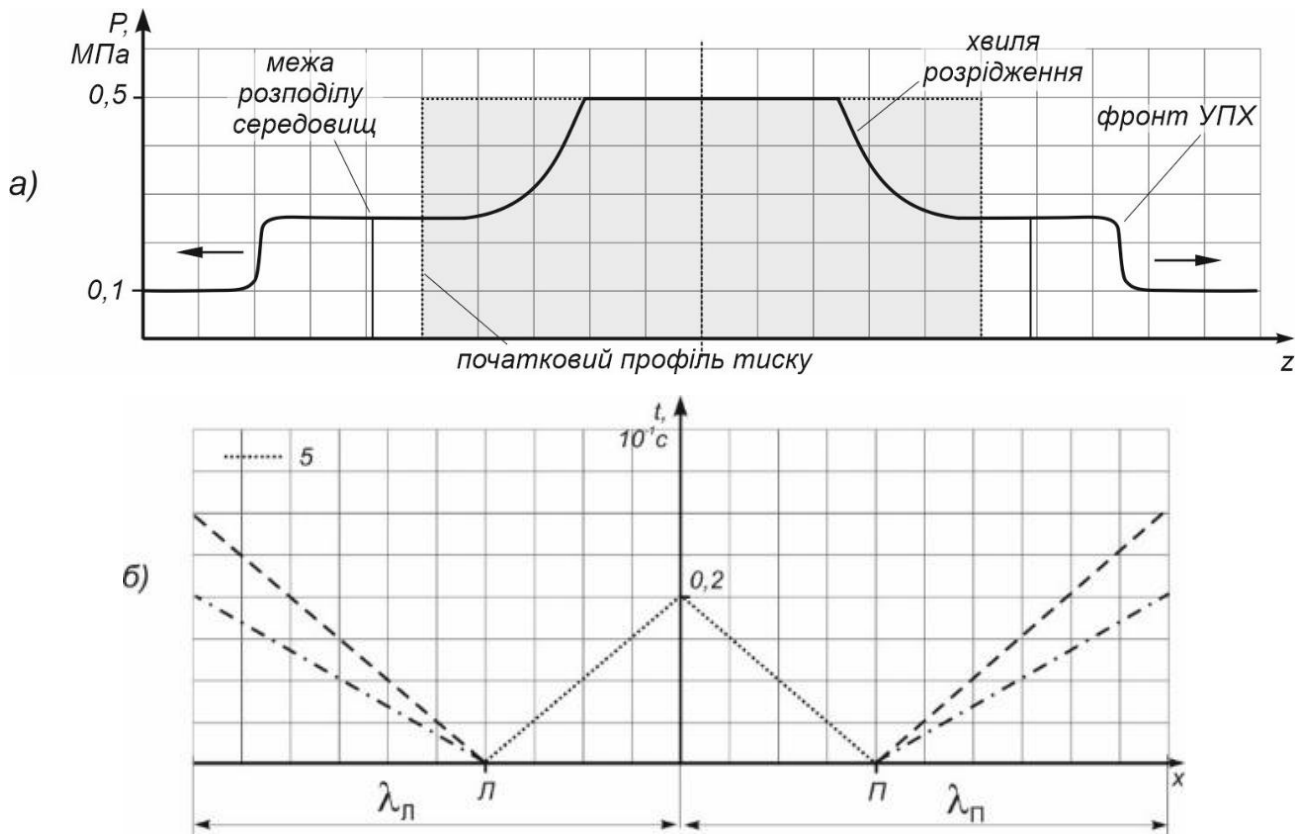


Рис. 8. Динаміка стану газу моделі миттєвого вибуху: а) – профіль тиску в початковий момент часу і через 0,8 мс; б) – рух ударної хвилі, продуктів горіння та хвилі розрідження (5)

Для встановлення залежності параметрів УПХ від початкових умов моделі миттєвого вибуху, була проведена серія чисельних експериментів, яка показала, що найбільший вплив надає співвідношення щільності повітря ρ_v і ПД $\rho_{ПД}$. Величина початкового тиску незначно впливає на відносну амплітуду хвилі: при збільшенні початкового тиску вибуху в 10 разів, відношення $P_{уд}/P_n$ змінюється всього на 8 %, причому у бік зменшення за рахунок зростання різних втрат (наприклад, теплообміну зі стінкою). Інтерес становить конкретний вигляд залежності $P_{уд}/P_n$ від $\rho_v/\rho_{ПД}$. Аналітичний вид цих залежностей було отримано шляхом обробки результатів чисельного експерименту методом найменших квадратів. При вирішенні рівнянь нелінійної регресії використовувалася лінеаризація методом логарифмування:

$$\frac{P_{уд}}{P_n} = 0,098 \ln \left(\frac{\rho_{ПД}}{\rho_v} \right) + 0,55, \quad \frac{\lambda_{ув}}{L_1} = 0,43 \left(\frac{\rho_v}{\rho_{ПД}} \right)^{0,56}. \quad (6)$$

При газових вибухах у протяжних каналах (наприклад, трубопроводах) значення густин ρ_v , $\rho_{нд}$ приблизно рівні. Тому, незалежно від початкового тиску, співвідношення параметрів УПХ у моделі миттєвого вибуху буде наступним:

$$P_{уд} = 0,55P_n, \quad \lambda_{Л} = \lambda_{П} = 0,45L_1, \quad \tau_+^{П} = \tau_+^{Л}, \quad P_{л} = P_n. \quad (7)$$

Розглянемо варіант, коли у моделі вибуху враховується процес детонаційного горіння ГПС, тобто, коли газодинамічна модель чисельного рахунку доповнюється моделлю хімічної кінетики горіння вуглеводнів [7]. У чисельному експерименті плоску детонаційну хвилю можна ініціювати невеликим джерелом теплового миттєвого вибуху з об'ємом газу у формі диска товщиною 0,01 м. Початковий мінімальний тиск вибуху в джерелі підбиралася таким чином, щоб довжина зони переходу горіння в детонацію (ПГД) становила не більше 10 % довжини загазованої ділянки. Значення цього тиску становила 2,1 МПа (рис. 9).

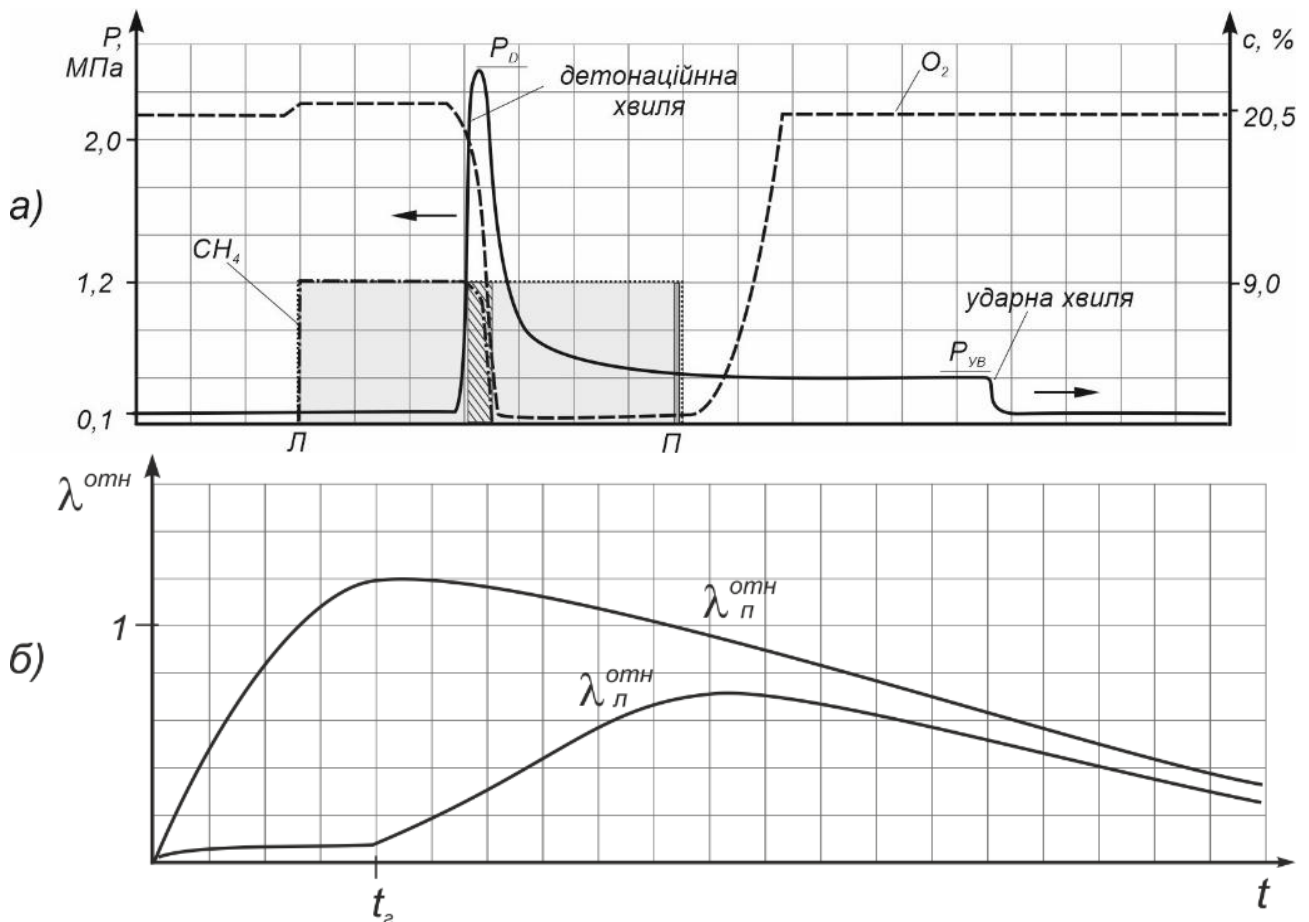


Рис. 9. Профіль тиску та концентрації газів у режимі детонаційного горіння ГПС на момент часу 0,1 мс (а); динаміка зміни відносної довжини вибухової хвилі з двох сторін від загазованої ділянки у трубопроводі (б)

На графіку (див. рис. 9а), пік профілю тиску (фронт ударної хвилі) і зона горіння збігаються і рухаються у бік свіжої ГПС, утворюючи хвилю детонації. Одночасно, у протилежний бік поширюється ударна хвиля, причому її амплітуда по відношенню до хвилі детонації становить лише $(P_{VB} / P_D) \cdot 100 = 17\%$. Аналогічне співвідношення зберігається і при виході хвилі детонації на межу ГПС і її перехід в УПХ, при цьому $(P_{VB}^{II} / P_{VB}^I) \cdot 100 = 21\%$. Таким чином, при детонації газових сумішей з ініціюванням на краю хмари спостерігається чітко виражений ефект спрямованого вибуху, який не враховується в стандартних методиках розрахунку параметрів УПХ. Причому амплітуда детонаційної та ударної хвилі (при

виході першої на межу ГПС) значно перевищує амплітуду в режимі дефлаграції. Довжина вибухової хвилі у бік поширення детонації, до моменту закінчення горіння (t_r) дорівнюватиме довжині детонаційної хвилі (див. рис. 9б). Після закінчення горіння її довжина збільшиться за рахунок розширення газів і досягне 70 % довжини протилежної хвилі, маючи велику амплітуду.

Оскільки УПХ з більшою амплітудою загасає швидше, то можна припустити, що на деякій відстані, з двох сторін від місця вибуху, відбудеться вирівнювання параметрів УПХ. Для оцінки цієї відстані, у чисельному експерименті було здійснено замір імпульсу силової дії УПХ згідно з методикою [7]. В результаті встановлено, що на відносній відстані 7 довжин активної ділянки L_1 у ліву сторону та 5 довжин у праву сторону, імпульси УПХ зліва та праворуч від місця вибуху стають однаковими. При цьому для метаноповітряної суміші амплітуда вирівнювання склала $P_{yB} = 0,52$ МПа, з урахуванням початкових умов за шорсткістю і коефіцієнта теплообміну стінок трубопроводу прийнятих в експерименті. Динаміка детонаційної та ударної хвилі в режимі детонаційного горіння ГПС представлена на x, t -діаграмі рис. 10. В результаті, в режимі детонаційного горіння ГПС у трубопроводі, співвідношення параметрів УПХ матиме наступний вигляд

$$P_{yD}^n = P_D, P_{yD}^l = 0,2P_{yD}^n; \lambda_{II} = 1,2L_1; \lambda_n = 0,7\lambda_{II}; \tau_+^n = 0,7\tau_+^l \quad (8)$$

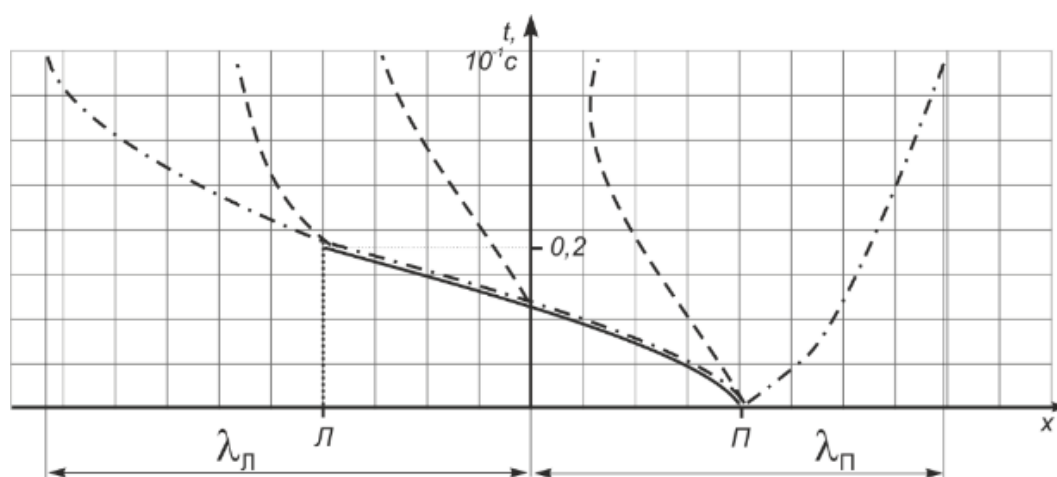


Рис. 10. Рух детонаційної хвилі, продуктів детонації та ударної хвилі під час ініціювання ГПС на контактній поверхні

Зіставляючи отримані в чисельних експериментах, закономірності формування УПХ, в умовах дефлаграційного та детонаційного режиму горіння (3), (4), (8) із закономірностями моделі миттєвого об'ємного вибуху (7) можна відзначити, що вони мають значні якісні та кількісні відмінності. Це підтверджується графіками руху фронту горіння, УПХ та ПД у різних режимах (див. рис. 5, 6, 10). В цілому, ці відмінності можна виразити на графіку амплітуд ПВР поблизу хмари ГПС (рис. 11). З графіка видно, що моделі дефлаграційного та детонаційного горіння дають велику амплітуду УПХ у момент її формування. Незважаючи на швидке її зменшення при закінченні детонації ГПС, фронт ударної хвилі буде поширюватися з небезпечними значеннями амплітуди на великі відстані. Таким

чином, можна зробити висновок про те, що в газодинамічних розрахунках газових вибухів на основі чисельних методів необхідно застосування моделей хімічної кінетики горіння для отримання фізично обґрунтованих параметрів УПХ. Модель миттєвого об'ємного вибуху, у цьому випадку, дає занижені значення амплітуд.

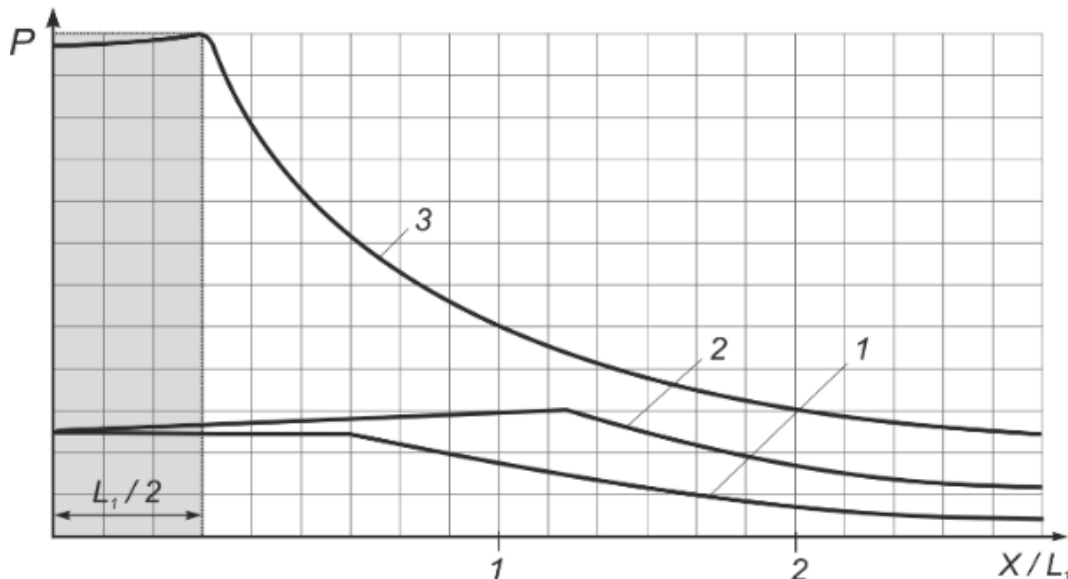


Рис. 11. Профілі тиску в різних моделях газового вибуху: 1 – модель миттєвого вибуху; 2 – модель з урахуванням динаміки горіння ГПС у режимі дефлаграції; 3 – теж, в режимі детонації

Висновки. Встановлено, що динаміка горіння ГПС надає вирішальний вплив на процес формування УПХ: у режимі дефлаграційного горіння ГПС, з ініціюванням у краю хмари, довжина вибухової хвилі збільшена в 3,6 рази на протилежну горінню, а амплітуда хвилі на 10 % у бік горіння. У режимі детонації спостерігається ефект спрямованого вибуху, у якому амплітуда УПХ сторону протилежну руху детонаційної хвилі у 5 разів менше, ніж у прямої УПХ. Модель миттєвого об'ємного вибуху, порівняно з моделями горіння, дає занижені значення амплітуд.

Перелік посилань

1. Уваров, М.О., & Когтева, О.П. (2020). Рекомендації по визначенню окремих параметрів роботи дегазаційної системи вугільних шахт в аварійних умовах. *Науковий вісник ДонНТУ*, 1(4)–2(5), 110–118.
[https://doi.org/10.31474/2415-7902-2020-1\(4\)-2\(5\)-110-118](https://doi.org/10.31474/2415-7902-2020-1(4)-2(5)-110-118)
2. Константінова, І.Б., Курносов, С.А., Макеев, С.Ю., & Новіков, Л.А. (2018). Концептуальні засади функціонування шахтних дегазаційних систем. *Вісник КрНУ імені Михайла Остроградського*, 6(113), 79–85.
<https://doi.org/10.30929/1995-0519.2018.6.79-85>
3. Kundu, S., Zanganeh, J., & Moghtaderi, B. (2016). A review on understanding explosions from methane–air mixture. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 40, 507–523.
<https://doi.org/10.1016/j.jlp.2016.02.004>

4. Ajrash, M., Zanganeh, J., & Moghtaderi, B. (2017). Deflagration of premixed methane-air in a large-scale detonation tube. *Process Safety and Environmental Protection*, 109, 374–386. <https://doi.org/10.1016/j.psep.2017.03.035>
5. Tang, C., Zhang, S., Si, Z., Huang, Z., Zhang, K., & Jin, Z. (2014). High methane natural gas/air explosion characteristics in confined vessel. *Journal of Hazardous Materials*, 278, 520–528. <https://doi.org/10.1016/j.jhazmat.2014.06.047>
6. Mitu, M., Giurcan, V., Razus, D., Prodan, M., & Oancea, D. (2017). Propagation indices of methane-air explosions in closed vessels. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 47, 110–119. <https://doi.org/10.1016/j.jlp.2017.03.001>
7. Налісько, М.М. (2015). Чисельний аналіз впливу обсягів загазування гірничих виробок на імпульс ударної повітряної хвилі. *Вісник Криворізького національного університету*, 39, 73–77.

ABSTRACT

Purpose. Increasing the safety of personnel at underground works in case of the threat of gas explosions, including explosion of degassing pipelines by taking into account the influence of the place of initiation of the explosion and the mode of combustion when calculating the parameters of the explosion. Mathematical modeling of the process of ignition and combustion of the methane-air mixture in the degassing pipeline.

Research methods. Analysis and generalization of theoretical studies, numerical simulation of gas-dynamic detonation combustion of a gas-air mixture, including a model of chemical combustion kinetics, which, on the whole, allows one to trace the dynamics of formation of shock air waves in conditions of mine workings. Mathematic processing of the results of the experiment by the method of least squares. When solving the nonlinear regression equations, linearization was used by the method of logarithm.

Results. It is established that the combustion dynamics of the gas-air mixture has a decisive influence on the formation of UVB: in the deflagration combustion mode of the gas-air mixture, with the initiation at the edge of the cloud, the length of the blast wave is increased 3.6 times in the direction opposite to combustion, and the wave amplitude by 10 % spread of flame. In the detonation mode, the effect of a directed explosion is observed, in which the amplitude of the shock air wave is opposite to the motion of the detonation wave 5 times less than in the direct shock air wave. The model of an instantaneous volumetric explosion, in comparison with combustion models, yields an underestimated amplitude value.

Scientific novelty. As a result of numerical modeling of the ignition and combustion of the sealed section of the mine atmosphere, regularities in the formation and propagation of shock air waves, the dependence of their parameters on the combustion regime and the location of the initiation of the gas-air mixture were obtained.

Practical value. The conducted research allows to improve the method of calculating the resistance of degassing pipelines and their elements to explosive load.

Keywords: *gas-air mixture, instantaneous explosion, shock wave, detonation, deflagration combustion, initiation point.*