

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ДЕРЖАВНИЙ ВИЩИЙ НАВЧАЛЬНИЙ ЗАКЛАД
«ПРИДНІПРОВСЬКА ДЕРЖАВНА АКАДЕМІЯ
БУДІВНИЦТВА ТА АРХІТЕКТУРИ»

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

НАЛИСЬКО МИКОЛА МИКОЛАЙОВИЧ

УДК 331.452:[699.852 + 622.86]


ДИСЕРТАЦІЯ

**РОЗВИТОК НАУКОВИХ ОСНОВ ПІДВИЩЕННЯ БЕЗПЕКИ
У ПРОТЯЖНИХ СПОРУДАХ ПРИ РОЗПОВСЮДЖЕННІ
УДАРНИХ ПОВІТРЯНИХ ХВИЛЬ**

05.26.01 – охорона праці
19 – Архітектура та будівництво

Подається на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело



(підпис, ініціали та прізвище здобувача)

М. М. Налісько

Науковий консультант: Беліков Анатолій Серафимович, доктор технічних наук,
професор

Дніпро – 2019

АНОТАЦІЯ

Налисько М.М. Розвиток наукових основ підвищення безпеки у протяжних спорудах при розповсюдженні ударних повітряних хвиль. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук за спеціальністю 05.26.01 – охорона праці (19 – Архітектура та будівництво). – Державний вищий навчальний заклад «Придніпровська державна академія будівництва та архітектури» Міністерства освіти і науки України, Дніпро, 2019.

Дисертацію присвячено розв'язанню актуальної науково-практичної проблеми підвищення безпеки при газових вибухах у протяжних спорудах за рахунок детального прогнозування параметрів поширення ударних повітряних хвиль і захисту від їх дії, шляхом розробки математичних моделей процесів газодинаміки і хімічної кінетики вибухового горіння газоповітряних сумішей, розробки способів зниження їх інтенсивності на основі об'ємно-планувальних та топологічних рішень.

Проведений аналіз виконаних раніше досліджень показав, що відсутність ефективних математичних моделей чисельного розрахунку вибухового горіння для встановлення вихідних параметрів ударних повітряних хвиль, що генеруються аварійними вибухами в протяжних спорудах, не дозволяє достовірно прогнозувати вибухові навантаження на захисні будівельні конструкції та забезпечити безпеку персоналу, що виконує роботу з ліквідації наслідків аварій такого типу.

Розроблено комплексну математичну модель поширення небезпечних факторів в протяжних спорудах. Використано газодинамічний підхід розрахунку ударно-хвильових процесів у протяжних спорудах шляхом моделювання ударної труби, на основі чисельного рішення рівнянь газодинаміки в системі «вибухова газоповітряна суміш – навколишнє середовище», модифікованим методом великих частинок. Створення математичної моделі для умов ударної труби виконано шляхом проведення модифікації чисельного метода в частині його роз-

повсюдження на гетерогенне суцільне середовище з реакційноздатними газами, пошук ефективних алгоритмів рішення граничних умов для розривних течій на невідбиваючих границях у гетерогенному середовищі та розробки системи кінцево-різницевого рівнянь сумісного розв'язання задачі газодинаміки та хімічної кінетики вибухового горіння вуглеводноповітряних сумішей. Гетерогенне середовище створено за рахунок введення в чисельну схему концентраційної функції $C_{i,j}^n(k)$, для якої виконується умова нерозривності масопереносу через границю розрахункової комірки: $\rho \sum_{\alpha=1}^m C_{i,j}^n(\alpha) u_{i,j}^n \Delta z^2 \Delta t = \Delta M_{i,j}^n$. Рішення граничних умов на невідбиваючих границях у гетерогенному середовищі спрямовані на розроблення схеми наскрізного розрахунку без виділення поверхонь розриву, що дає можливість природнього переходу ударної повітряної хвилі через штучні розрахункові границі без виникнення нефізичних осциляцій параметрів. У результаті встановлено, що граничні умови виконуються при лінійній апроксимації параметрів надзвукового потоку у фіктивний шар та апроксимації надлишкового тиску за знайденою умовою «м'якої» стінки.

Використовуючи модель ударної труби, проаналізовано газодинамічні процеси, які супроводжують поширення ударної повітряної хвилі в протяжних спорудах. Виявлено закономірності дисипації енергії за рахунок теплових та механічних втрат. Теплові втрати не перевищують 12 %, з найбільш інтенсивним проявом на відстані від активної зони до 3 – 5 її довжин, механічні – не перевищують 34 % та проявляються параболічною залежністю від відстані поширення. Це дозволяє обирати раціональні шляхи пошуку способів зниження інтенсивності ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах.

Досліджено явище вибуху газоповітряної суміші поблизу тупикових частин каналів шляхом проведення обчислювального експерименту. Показано вплив відбитої ударної повітряної хвилі на інтенсивність головної, яка зростає більшою мірою за рахунок зростання імпульсу хвилі (збільшення мас повітря, що рухаються за фронтом ударної хвилі), та меншою мірою за рахунок збільшення амплітуди. Методом найменших квадратів отримані трифакторні регре-

сійні залежності для розрахунку точки злиття головної і відбитої хвилі та коефіцієнтів збільшення імпульсу й амплітуди сумарного потоку.

Розроблено алгоритм визначення вибухового імпульсу, що передає ударна повітряна хвиля захисній споруді, у чисельному розрахунку в модифікованій схемі метода великих частинок. Алгоритм дозволяє визначати імпульс як у вигляді абсолютного значення, так і у вигляді навантажувальної кривої. Оскільки ця характеристика є важливим вхідним параметром для визначення стійкості та міцності захисних конструкцій, які відповідають за безпеку персоналу, проведено експериментальну перевірку достовірності результатів визначення імпульсу в цьому алгоритмі. На основі сформульованих критеріїв енергетичної та геометричної подібності проведені порівняльні лабораторні експерименти з визначення вибухового імпульсу субміліграмового заряду вибухової речовини з використанням у якості вимірювального приладу балістичного маятника. Проблема проведення експериментальної перевірки – це забезпечення вибухового згоряння активної речовини без утворення хаотичного поля детонаційних фронтів та забезпечення утворення наперед заданого профілю ударної хвилі. Такі вимоги неможливо реалізувати з використанням традиційних засобів ініціювання (електродетонаторів), а можливо створити для умов мікрочарядів за рахунок об'ємного та близького до миттєвого запалювання. З цією метою використано лазерне запалювання оптичної вибухової речовини. В обчислювальному експерименті об'ємне миттєве ініціювання досягається встановленням спеціальних вихідних умов: $(T_0)_{i,j} = (T_{зан})_{i,j}$, $i, j \in [C_n H_m]$. Врахування похибок вимірювання виконано в процесі тарування вимірювальних приладів та балістичного маятника. Враховані похибки на тертя, дискретність зчитування датчиків та електричних вимірювань. Сумарна похибка експериментального вимірювання імпульсу не перевищила 7,5 %. Зіставлення результатів лабораторного та обчислювального експерименту вимірювання силового імпульсу ударної повітряної хвилі виявило похибку не більш 9 %.

Досліджено процес формування ударних повітряних хвиль, який цілком залежить від динаміки вибухового горіння газоповітряної суміші. На основі сумісного розв'язання задачі газодинаміки та хімічної кінетики розроблена чисельна одностадійна модель детонаційного та дефлаграційного горіння вуглеводноповітряних сумішей, яка є складовою математичної моделі ударної труби. Для відшукування макрокінетичних показників запропоновано метод знаходження енергії активації, предекспонентного множника та порядку вибухової реакції в обчислювальному експерименті. Методика базується на гіпотезі розглядання процесів газодинаміки як елемента хімічної кінетики і виконується шляхом розв'язання зворотної кінетичної задачі: узгодження відомих газодинамічних характеристик вибухового горіння вуглеводнів з шуканими макрокінетичними показниками вибухових реакцій.

Виконано верифікацію математичної моделі вибухового горіння та її чисельного аналога шляхом аналітичного розв'язання тестових задач: визначення надлишкового тиску миттєвого вибуху в закритому об'ємі (виконано методами молекулярної фізики газів) та задачі запалювання метаноповітряної суміші (виконано з використанням теплової теорії запалювання і методу інтегрального балансу). Розбіжність чисельних та аналітичних розрахунків в нестационарному розподілі температури в тепловому шарі, поблизу джерела запалювання, та у визначенні температури запалювання не перевищує 7,0 %, розбіжність у результатах визначення надлишкового тиску не перевищує 1,5 %.

Досліджено процес запалювання метаноповітряної суміші, встановлені закономірності впливу параметрів теплового джерела запалювання на режим вибухового горіння: спалах, дефлаграція, детонація; закономірності впливу місця розташування джерела запалювання в активній зоні вибуху та закономірності запалювання локальних скупчень метану ударними повітряними хвилями при їх поширенні в протяжних спорудах.

Розроблена та апробована на практиці універсальна методика визначення ступеня затікання ударної повітряної хвилі в сполучення протяжних каналів з

використанням чисельних методів моделювання газодинамічних процесів у надзвукових потоках. З використанням методики базової ділянки, для практичного застосування розроблені таблиці затікання ударної хвилі в типові сполучення каналів. Виконано розрахунок коефіцієнтів затікання ударної хвилі для індивідуальних схем сполучень протяжних виробок у планах ліквідації аварій вибухонебезпечних об'єктів Дніпропетровського територіального округу ВГР(АР)З ДСНС України.

Запропоновано спосіб зниження інтенсивності ударних повітряних хвиль у протяжних галереях (виробках) без зменшення їхнього прохідного перерізу та із збереженням їх технологічних та вентиляційних характеристик. Спосіб базується на властивостях затікання ударних хвиль у довільні порожнини.

Виконано газодинамічне оцінювання нових підходів до управління поширенням ударних повітряних хвиль у закритих об'ємах протяжних споруд. На основі цього запропоновано способи гасіння ударних хвиль перенаправленням їх у відвідні канали за допомогою відбивних камер та об'ємно-планувальних і топологічних рішень. Ефективність зниження амплітуди у фронті ударної хвилі при такому способі досягає 74 %.

Ключові слова: ударна повітряна хвиля, вибухонебезпечні об'єкти, обчислювальний експеримент, математична модель, верифікація, кінетика вибухового горіння, сполучення каналів, коефіцієнт затікання, хвилевідбивні камери, управління поширенням ударної повітряної хвилі.

SUMMARY

Nalysko M. M. Development of scientific principles of safety increasing in extended buildings in propagation of air shock waves. – Qualification scientific work as a manuscript.

Thesis for the scientific degree of Doctor of Technical Sciences in specialty 05.26.01 – Labor Protection (19 – Architecture and Civil Engineering). – State

higher educational establishment «Prydniprovskya State Academy of Civil Engineering and Architecture» of the Ministry of Education and Science of Ukraine, Dnipro, 2019.

The thesis is devoted to solve an actual scientific problem of safe increasing in gas explosions in extended buildings at the expense of detailed prediction of propagation parameters of air shock waves and protection from their effect by the development of mathematical models of gas dynamics and chemical kinetics processes of explosive burning of gas – air mixtures, decrease of their intensity on the base of space – planning and topological decisions.

The performed analysis shows that the absence of effective mathematical models of numerical calculation of explosive burning for initial parameters for air shock waves generated by crash explosions does not allow to predict accurately explosive loads on protective building structures and provide with security the personnel for the emergency response and remediation.

Complex mathematical model for the propagation of dangerous factors in extended buildings is elaborated. We used gas dynamic approach for the calculation of air shock processes in extended buildings by modelling a shock tube, on the base of numerical solving of gas dynamics equations in the system ‘explosive gas – air mixture – environment’, modified method of large particles. Mathematical model for shock tube is made by the modification of numerical method in the part of its development on heterogeneous wholesale environment with reactive gasses, search for efficient algorithms for solving boundary conditions for noncontinuous flows on boundaries in heterogeneous environment and the development of the system of finite – difference equations for simultaneous solution of the problem of gas dynamics and chemical kinetics of explosive burning of carbohydrate – air mixtures. Heterogeneous environment is made at the expense of the introduction into numerical scheme the concentrated function $C_{i,j}^n(k)$, for which the condition for continuity of mass transfer

is performed through the computational cell: $\rho \sum_{\alpha=1}^m C_{i,j}^n(\alpha) u_{i,j}^n \Delta z^2 \Delta t = \Delta M_{i,j}^n$. Solutions of boundary conditions on nonrefracting boundaries in heterogeneous environment

are directed to develop the scheme of through – load calculation without determining the shock surfaces that enables the direct transfer of air shock wave through artificial calculation boundaries, without the emergence of nonphysical fluctuations of parameters. As a result, boundary conditions are performed at linear approximation of parameters of supersonic flow in fictitious sphere and approximation of overpressure behind the found condition of the ‘soft’ wall.

Using the model of the shock tube, there are analysed gas dynamic processes that accompany the propagation of air shock wave in extended buildings. Regularities of energy dissipation are found at the expense of thermal and mechanical losses which do not exceed 12 % for the first ones, with the most intense demonstration on the distance from the active zone to $3/5$ of its length, the second ones do not exceed 34% and are developed as a parabolic relation from the propagation distance. That allows to choose rational ways for searching for the decrease of the intensity of air shock waves in close space of extended buildings.

The phenomenon of the explosion of gas – air mixture at dead parts of the channels is investigated by simulation experiment. The effect of refracted air shock wave on the intensity of the main one is shown; it is mainly increases at the expense of the impulse of the wave (air mass increase moving behind the shock wave) and secondly at the expense of the increase of the amplitude. Three – factor regressive relations for the calculation of merge point of main and refracted waves and the coefficients of impulse increase and the amplitude of compound flow are obtained by the method of least squares.

The algorithm of power pulse determination is developed, the power pulse is transmitted by air shock wave to protective structure, in numerical calculation in modified scheme of the method of large particles. The algorithm allows to determine the pulse as an absolute value as well as a load curve. As much as this characteristic is an important input parameter for the determination of stability and strength of protective structures responsible for personnel safety, experimental verification was performed to determine the impulse in this algorithm. On the base of the formulated cri-

teria of energetic and geometrical convergence there are carried out comparative laboratory experiments on determining explosive impulse of submilligram of explosive charge with the use of the ballistic pendulum as a measuring device. The problem of carrying out the experiment is the support of explosive burning with active substance without the formation of the chaotic field of detonation fronts and the support of the formation of the preassigned shape of the shock wave. Such requirements cannot be fulfilled using traditional ways of initiation (electric initiator), and it is possible to make for the conditions of microcharges at the expense of volumetric and close to immediate burning. For this purpose, the laser burning of optical explosive substance is used. In simulation experiment the volumetric immediate initiation is reached by the determination of special initial standards: $(T_0)_{i,j} = (T_{3an})_{i,j}$, $i, j \in [C_n H_m]$. Taking into account the errors is performed in the calibration process of measuring devices and ballistic pendulum. Friction errors, sensor and electric measure reading discreteness are taken into account. Inaccuracy of experimental measuring does not exceed 7.5 %. Comparison of the results of laboratory and simulation experiment for the power pulse of the air shock wave found the error less than 9 %.

The process of formation of air shock waves, which totally depends on the dynamics of explosive burning of gas – air mixture, is investigated. On the base of the simultaneous solution of gas dynamics and chemical kinetics problem, the numerical one – phase model of detonation and deflagration burning of carbohydrate – air mixtures, which is the component of the mathematical model for shock tube, is elaborated. For search of macrokinetic indexes, the method of activation energy determination, preexponential factor and order of explosive reaction in simulation experiment are offered. The methods are based on the hypothesis of consideration of gas dynamics processes as the element of chemical kinetics and performed by the solution of inverse kinematic problem: matching of known gas dynamic characteristics of explosive burning of carbohydrates with required macrokinetic indexes of explosive reactions.

Verification of mathematical model of explosive burning and its numerical analogue by analytical solution of test problems (determination of overpressure of immediate explosion in a closed volume (by the methods of molecular gas physics) and the problems of ignition of methane air mixture (the use of thermal theory of burning and integral balance theory) is performed. Divergence of numerical and analytical calculations at nonstationary temperature distribution in thermal sphere, at burning source, and burning temperature determination does not exceed 7 %, divergence of the results of overpressure determination does not exceed 1.5.

Methane air mixture ignition process is investigated, regularities of the effect of thermal source of burning process parameters on the explosive burning mode (flash, deflagration, detonation); regularities of the effect of the location of the source of burning in a reaction zone of explosion and regularities of the burning of local methane accumulation by air shock waves at their propagation in extended channels are established.

Universal methods of the determination of the inflow degree of air shock wave into the joint of extended channels with the use of numerical modelling methods for gas dynamic processes in supersonic streams are developed and proved in practice. Charts of the inflow of shock wave into the joints of channels are elaborated with the use of the methods of base section for practical application. The coefficients of the inflow of shock wave for individual schemes for joints of extended galleries are calculated for the plans of containment of emergency on explosive sites of Dnipropetrovsk territory district Militarized Mining-Rescue (Emergency-Rescue) Unit at State Service of Emergency Situations of Ukraine.

The way of decreasing the intensity of air shock waves in extended galleries (openings) without decrease of its cross section and with saving its technological and ventilation characteristics is offered. It is based on the properties of the inflow of shock waves into free cavities.

Gas dynamic estimation of new approaches to the control of the propagation of air shock waves in closed volumes of extended buildings is made. On the base of the

mentioned above, the ways of damping of shock waves by their redirecting to protection channels with the help of breakwave chambers and space – planning and topological decisions are offered. The efficiency of the amplitude decrease in shock front can reach 74 % at such a method.

Keywords: air shock wave, explosive objects, simulation experiment, mathematical model, verification, kinetics of explosive burning, joint of channels, inflow share, breakwave chambers, control of the propagation of air shock waves.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

1. Чернай А.В., Ищенко А.К., Налисько Н.Н., Кириченко А.Л. Метод крупных частиц в механике гетерогенных сред. Збірник наукових праць Національного гірничого університету, 2010. № 34., т. 1. С. 180 – 191.

2. Чернай А.В., Налисько Н.Н., Лукашенко Е.Н. Численное моделирование взрыва заряда ВВ вблизи открытой поверхности. Сборник научных трудов Донбасского государственного технического университета. Алчевск: ДонГТУ, 2011. Вып. 34. С. 40 – 45.

3. Налисько Н.Н. Динамическое воздействие ударных воздушных волн на взрывоустойчивые перемычки. *Горноспасательное дело*, 2013. Вып. 50. С. 67 – 77.

4. Налисько Н.Н. Численный расчет параметров взрывного горения газоздушных смесей в выработках угольных шахт. Наукові праці Донецького національного технічного університету. Серія: Гірничо-геологічна. Донецьк: ДонНТУ, 2013. № 2(19). С. 24 – 30.

5. Налисько Н.Н. Газодинамический расчет параметров распространения воздушных ударных волн в горных выработках. *Вісник Кременчуцького національного університету імені Михайла Остроградського*, 2013. Вип. 5(82). С. 136 – 144. (*Index Copernicus*).

6. Налісько Н.Н. Взаимодействие ударных воздушных волн со стенками горных выработок. *Горноспасательное дело*, 2014. Вып. 51. С. 47 – 53.

7. Налісько Н.Н. Численный анализ влияния объемов загазирования горных выработок на импульс ударной воздушной волны. *Вісник Криворізького національного університету*, 2015. Вип. 39. С. 73 – 77.

8. Налісько Н.Н. Оценка адекватности математической модели ударной трубы в численном эксперименте взрыва газозвушной смеси в закрытом объеме. *Збірник наукових праць Національного гірничого університету*, 2015. № 48. С. 270 – 276.

9. Налісько Н.Н. Численное исследование распространения ударной воздушной волны через сопряжения выработок. *Збірник наукових праць Національного гірничого університету*, 2015. № 49. С. 264 – 275.

10. Chernai A.V., Nalysko M.M., Derevianko H.S. The kinetics of the methane acidification by the oxygen and its role in the blast air wave formation in mine workings. *Scientific Bulletin of National Mining University*. Scientific and technical journal, 2016. № 1. P. 63 – 69. (*Scopus, Index Copernicus*).

11. Чернай А.В., Соболев В.В. Налісько Н.Н. Сравнительный анализ взрывного импульса в физическом и численном эксперименте при оценке безопасных условий ликвидации аварий. *Вісник Кременчуцького національного університету імені Михайла Остроградського*, 2016. Вип. 3, ч. 1. С. 70 – 75. (*Index Copernicus*).

12. Chernai A.V., Nalysko M.M. Mathematical simulation of gas mixture forced ignition for the calculation of the damaging factors of emergency explosion. *Scientific Bulletin of National Mining University*. Scientific and technical journal, 2016. № 5(155). P. 106 – 114. (*Scopus, Index Copernicus*).

13. Беликов А.С., Налісько Н.Н., Маладыка И.Г. Рагимов С.Ю. Повышение безопасности при развитии аварии путем моделирования процесса воспламенения газозвушной смеси. *Строительство, материаловедение, машино-*

строение : Сб. науч. тр. Серия: Безопасность жизнедеятельности. Днепропетровск: ПГАСА, 2016. Вып. 93. С. 73 – 79.

14. Налисько Н.Н. Определение безопасных расстояний при аварийных взрывах шахтной атмосферы с учетом отражения ударных воздушных волн в тупиковых выработках. *Геотехнічна механіка*: Міжвід. зб. наук. пр. / Інститут геотехнічної механіки ім. М.С. Полякова НАН України. Дніпропетровськ, 2016. Вип. 127. С. 112 – 126.

15. Налисько Н.Н. Иницирование локальных скоплений метана ударной воздушной волной при аварийных взрывах в горных выработках. *Вісник Кременчуцького національного університету імені Михайла Остроградського*, 2017. Вип. 1/2017(102). С. 104 – 110. (*Index Copernicus*).

16. Nalisko M.M. Modification of the method of large particles in the problem of calculation of an accidental explosion in mine atmosphere. *Scientific Bulletin of National Mining University*. Scientific and technical journal, 2017. № 5. P. 108 – 116. (*Scopus, Index Copernicus*).

17. Sobolev V.V., Shyman L.M., Nalysko M.M., Kyrychenko O.L. Computational modeling in research of ignition mechanism of explosives by laser radiation. *Scientific Bulletin of National Mining University*. Scientific and technical journal, 2017. № 6. P. 53 – 60. (*Scopus, Index Copernicus*).

18. Беликов А.С., Налисько Н.Н. Моделирование иницирования взрыва метана ударной волной как прогноз оценки безопасности. *Строительство, материаловедение, машиностроение* : Сб. науч. тр. Серия: Энергетика, экология, компьютерные технологии в строительстве. Днепр: ПГАСА, 2017. Вып. 98. С. 25 – 31.

19. Налисько Н.Н. Влияние места расположения источника воспламенения газовой смеси в горной выработке и дегазационном трубопроводе на параметры взрывной волны. *Геотехнічна механіка*: Міжвід. зб. наук. пр. / Інститут геотехнічної механіки ім. М.С. Полякова НАН України. Дніпропетровськ, 2017. Вип. 132. С. 246 – 258.

20. Налисько Н.Н. Параметры распространения ударных воздушных волн через сопряжения протяженных каналов. Збірник наукових праць Національного гірничого університету, 2018. № 55. С. 222 – 238.

21. Sobolev V.V., Ustimenko Ye.B., Nalisko M.M., Kovalenko I.L. The macrokinetics parameters of the hydrocarbons combustion in the numerical calculation of accidental explosions in mines. *Scientific Bulletin of National Mining University*, 2018. № 1. P. 89 – 98. (*Scopus, Index Copernicus*).

22. Беликов А.С., Налисько Н.Н. Повышение безопасности при возникновении аварийных газовых взрывов и распространении ударных воздушных волн в протяженных сооружениях. *Строительство, материаловедение, машиностроение* : Сб. науч. тр. Серия: Безопасность жизнедеятельности. Днепр: ПГАСА, 2018. Вып. 105. С. 16 – 28.

23. Налисько Н.Н. Защита персонала от ударных воздушных волн путем управлением их распространением в протяженных сооружениях. *Вісник Придніпровської державної академії будівництва та архітектури*, 2018. № 3. С. 102 – 114. (*Index Copernicus*).

24. Налисько Н.Н. Виртуальная лаборатория изучения процессов горения и взрыва в подготовке инженеров гражданской безопасности. *Вісник Придніпровської державної академії будівництва та архітектури*, 2018. № 5. С. 66 – 74. (*Index Copernicus*).

25. Беликов А.С., Налисько Н.Н., Барташевская Л.И. Оценка распространения ударных воздушных волн в протяженных сооружениях с учетом диссипации внутренней энергии газового потока. *Вісник Придніпровської державної академії будівництва та архітектури*, 2019. № 1. С. 10 – 17. (*Index Copernicus*).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

26. Налисько Н.Н. Численное моделирование импульсных нагрузок ударных воздушных волн на взрывозащитные сооружения аварийных участков угольных шахт. *Освіта і наука в умовах реформування системи освіти в Україні* : Матеріали XLVI науково-практичної конференції науково-педагогічних

працівників, аспірантів, магістрів та співробітників СННІГОТ УПА, 1 листопада 2012 – 20 січня 2013 р., Стаханов: СННІГОТ УПА, 2013. С. 63 – 72.

27. Налісько Н.Н., Чернай А.В. Обоснование разработки новых подходов к расчету параметров распространения воздушных ударных волн в горных выработках. *Техногенні катастрофи: моделі, прогноз, запобігання*. Матеріали 3-ї міжнародної наук.-техн. конф., 22 – 24 травня 2013 р., м. Дніпропетровськ: Національний гірничий університет, 2013. С. 132 – 143.

28. Налісько Н.Н. Газодинамический расчет взрывных нагрузок ударных воздушных волн на инженерные сооружения. *Техногенні катастрофи: моделі, прогноз, запобігання*. Матеріали 3-ї міжнар. наук.-техн. конф., 22 – 24 травня 2013 р., м. Дніпропетровськ: Національний гірничий університет, 2013. С. 144 – 152.

29. Налісько Н.Н. Влияния объемов загазирования горных выработок на импульс ударной воздушной волны, передаваемый взрывозащитному сооружению. *Форум гірників – 2013* : Матеріали міжнародної конференції, 2 – 5 жовтня 2013 р., м. Дніпропетровськ: НГУ, 2013. Т. 3. С. 175 – 182.

30. Налісько Н.Н. Параметры распространения ударных воздушных волн с учетом их силового взаимодействия со стенками горных выработок. *Форум гірників – 2014* : Матеріали міжнар. конф., 1 – 4 жовт. 2014 р., м. Дніпропетровськ: ТОВ «ЛізуновПрес», 2014. Т. 3 С. 191 – 194.

31. Налісько Н.Н. Виртуальная лаборатория изучения процессов горения и взрыва в подготовке горных инженеров. Тези XLVIII науково-практичної конференції науково-педагогічних працівників, науковців, аспірантів та співробітників Стахановського навчально-наукового інституту гірничих та освітніх технологій Української інженерно-педагогічної академії, 19 – 21 травня 2015 р., м. Харків: СННІГОТ УПА, 2015. С. 6 – 7.

32. Налісько Н.Н. Численный расчет распространения взрывных воздушных волн с учетом диссипации внутренней энергии газового потока. *Форум гір-*

ників – 2015: Матеріали міжнар. конференції, 30 вер. – 03 жовт. 2015 р., м. Дніпропетровськ: ТОВ «ЛізуновПрес», 2015. Т. 3. С. 124 – 128.

33. Налісько Н.Н. Анализ влияния объемов загазирования горных выработок на импульс ударной воздушной волны. Матеріали міжнар. наук.-техн. конференції «*Сталий розвиток промисловості та суспільства*», 20 – 22 травня 2015 р., Кривий Ріг: Криворізький національний університет, 2015. С. 181 – 182.

34. Беліков А.С., Налісько М.М., Голянич І.А. Дослідження параметрів згасання ударної повітряної хвилі у довгих каналах. *Інноваційні технології збалансованого природокористування в агропромисловому виробництві* : Зб. матер. міжнар. наук.-практ. конф., 24 – 25 березня 2016 р., м. Ніжин: ВП НУБІП України «Ніжинський агротехнічний інститут», 2016. С. 258 – 268.

35. Чернай А.В., Соболев В.В., Налісько Н.Н. Экспериментальная проверка методики численного расчета импульса взрывной волны на баллистическом маятнике. *Форум гірників – 2016* : Матеріали міжнар. наук.-техн. конференції, 5 – 8 жовт. 2016 р., м. Дніпро: «Літограф», 2016. Т. 1. С. 105 – 113.

36. Налісько Н.Н. Методика определения степени ослабления амплитуды ударной воздушной волны на сопряжении выработок в численном эксперименте. *Форум гірників – 2016*: Матеріали міжнар. наук.-техн. конференції, 5 – 8 жовтня 2016 р., м. Дніпро: «Літограф», 2016. Т. 1. С. 133 – 140.

37. Деря Г.О., Беліков А.С., Налісько М.М. Параметри формування ударної повітряної хвилі у моделі миттєвого об'ємного вибуху. *Екологічна і техногенна безпека. Охорона водного і повітряного басейнів. Утилізація відходів* : Матеріали щорічної міжнар. наук.-техн. конференції, 25 – 26 квітня 2017 р., м. Харків: ХНУБА, 2017. С. 65 – 66.

38. Беліков А.С., Налісько М.М. Ініціювання вибуху газоповітряної суміші ударною повітряною хвилею. *Теорія і практика гасіння пожеж та ліквідації надзвичайних ситуацій*: Матеріали VIII Міжнар. наук.-практ. конференції, 18 – 19 травня 2017 р., м. Черкаси: ЧПБ ім. Героїв Чорнобиля НУЦЗУ, 2017. С. 173 – 174.

39. Соболев В.В., Налісько Н.Н. Закономерности инициирования локальных скоплений метана ударной воздушной волной при аварийных взрывах шахтной атмосферы. *Форум гірників – 2017* : Матеріали міжнар. наук.-техн. конференції, 4 – 7 жовт. 2017 р., м. Дніпро: «Літограф», 2017. С. 196 – 204.

40. Налісько Н.Н., Барташевская Л.И. Определение безопасных расстояний при аварийных взрывах шахтной атмосферы с учётом места расположения источника воспламенения и характера горения. *Форум гірників – 2017* : Матеріали міжнародної наук.-техн. конференції, 4 – 7 жовт. 2017 р., м. Дніпро: «Літограф», 2017. С. 308 – 316.

41. Беликов А.С., Налісько Н.Н. Параметры макрокинетики горения углеводородов в численном расчете аварийных взрывов. *Надзвичайні ситуації: безпека та захист*: матеріали VII Всеукраїнської наук.-практ. конференції з міжнародною участю, 20 – 21 жовтня 2017 р., м. Черкаси: ЧПБ ім. Героїв Чорнобиля НУЦЗУ, 2017. С. 54 – 56.

42. Налісько Н.Н., Пилипенко А.В. Макрокинетика горения углеводородов в численном моделировании аварийных взрывов. *Сучасні інноваційні та інформаційні технології в перевезенні небезпечних вантажів* : Міжнародна наук.-практ. конференція, 16 – 17 листопада 2017 р., м. Харків: Український державний університет залізничного транспорту, 2017. С. 43 – 45.

43. Соболев В.В., Налісько Н.Н., Барташевская Л.И. Параметры макрокинетики горения углеводородов в численном расчете аварийных взрывов в горных выработках. *Форум гірників – 2018* : Матеріали міжнародної науково-технічної конференції, 10 – 13 жовтня 2018 р., м. Дніпро: НТУ «Дніпровська політехніка». С. 72 – 83.

Наукові праці, які додатково відображають результати дисертації:

44. Налісько Н.Н., Чернай А.В. Обоснование новых подходов к расчету параметров взрывного горения газозвоздушных смесей в выработках угольных шахт. *Высокоэнергетические системы, процессы и их модели* : Сб. науч. тр. Днепропетровск: АкцентПП, 2013. С. 267 – 278.

45. Налисько Н.Н. Численный расчет динамической нагрузки от воздействия воздушных ударных волн на инженерные сооружения. *Высокоэнергетические системы, процессы и их модели* : Сб. науч. тр. Днепропетровск: АкцентПП, 2013. С. 255 – 266.

46. Налисько М.М., Чернай А.В., Лукін В.В. Свідоцтво авторського права на твір: Комп'ютерна програма FEM. Державна служба інтелектуальної власності України. Свідоцтво № 47385 від 22.01.2013.

47. Налисько Н.Н. Виртуальная лаборатория изучения процессов горения и взрыва в подготовке горных инженеров. *Проблеми інженерно-педагогічної освіти*. Харків: УПА, 2015. № 46. С. 120 – 129.

48. Налисько Н.Н. Расчет распространения взрывных воздушных волн в протяженных сооружениях с учетом диссипации внутренней энергии газового потока. *Строительство, материаловедение, машиностроение* : Сб. науч. тр. Серия: Безопасность жизнедеятельности. Днепропетровск: ПГАСА, 2015. Вып. 83. С. 154 – 160.

49. Налисько М.М. Свідоцтво авторського права на твір: Комп'ютерна програма «Віртуальна навчальна лабораторія VL-MSE 1.0 Моделювання розповсюдження ударної повітряної хвилі в ударній трубі». Державна служба інтелектуальної власності України. Свідоцтво № 64123 від 16.02.2016.

50. Chernay A., Sobolev V., Nalisko N. Methods of assessing safe environment emergency response after the air-gas explosions. *Scientific Israel – Technological Advantages*, 2016. Vol. 18, no. 3. P. 98 – 105. (*Index Copernicus*).

51. Налисько Н.Н. Определение безопасных расстояний при аварийных взрывах шахтной атмосферы с учетом места расположения источника воспламенения и характера горения. *Вісник Криворізького національного університету*, 2017. Вип. 44. С. 7 – 14.

52. Чернай А.В., Налисько Н.Н., Барташевская Л.И. Закономерности зажигания газозвушной смеси тепловым источником при аварийных выбросах газа. *The scientific heritage* (Budapest, Hungary), 2017. № 10(10), vol. 3. P. 58 – 66.

53. Беликов А.С., Налисько Н.Н., Барташевская Л.И., Рагимов С.Ю. Модификация метода крупных частиц в задаче расчета аварийных взрывов газовой среды. *Строительство, материаловедение, машиностроение* : Сб. науч. тр. Серия: Компьютерные системы и информационные технологии в образовании, науке и управлении. Днепр: ПГАСА, 2017. Вып. 101. С. 34 – 41.

54. Налисько Н.Н. Защита персонала от ударных воздушных волн путем управлением их распространением в протяженных сооружениях. *Надзвичайні ситуації: попередження та ліквідація* : Збірник наукових праць. Черкаси: ЧПБ ім. Героїв Чорнобиля НУЦЗ України, 2018. № 3. С. 72 – 89.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ. ТЕРМІНИ ТА ВИЗНАЧЕННЯ	24
ВСТУП	26
РОЗДІЛ 1 СУЧАСНИЙ СТАН ПРОБЛЕМИ БЕЗПЕКИ ЕКСПЛУАТАЦІЇ ІНЖЕНЕРНИХ СПОРУД І БУДІВЕЛЬНИХ КОНСТРУКЦІЙ	
ВИБУХОНЕБЕЗПЕЧНИХ ВИРОБНИЦТВ	37
1.1 Аналіз аварійних ситуацій на вибухонебезпечних об'єктах	37
1.2 Аналіз методів розрахунку параметрів ударних повітряних хвиль з урахуванням процесів горіння реакційноздатних газових потоків	41
1.3 Узагальнення методик визначення динамічних навантажень від аварійних вибухів і методів моделювання вибухового навантаження	49
1.3.1 Визначення динамічних характеристик вибухових навантажень..	50
1.3.2 Методи створення механічних імпульсів вибухового типу для зіставлення із чисельними розрахунками	58
1.4 Забезпечення безпеки при загрозі дії ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах	63
Висновки до розділу 1. Постановка мети і завдань дослідження	73
РОЗДІЛ 2 РОЗРОБЛЕННЯ МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ ПРОЦЕСУ ПОШИРЕННЯ УДАРНИХ ПОВІТРЯНИХ ХВИЛЬ У ПРОТЯЖНИХ СПОРУДАХ	
2.1 Моделювання поширення уражуючого фактора чисельним методом великих частинок (модель ударної труби)	78
2.2 Модифікація методу великих частинок у моделі ударної труби	89
2.2.1 Врахування багатокomпонентності реакційноздатного газового потоку	89
2.2.2 Обґрунтування числа CFL для умови задачі	91
2.2.3 Реалізація граничних умов на границях розрахункової області типу «вільний вихід»	92

2.3 Верифікація математичної моделі ударної труби	98
2.3.1 Короткий опис алгоритму та технологія розрахунку	98
2.3.2 Тестування моделі	100
Висновки до розділу 2	110
РОЗДІЛ 3 ДОСЛІДЖЕННЯ Й ВСТАНОВЛЕННЯ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ У ГАЗОДИНАМІЧНИХ ПРОЦЕСАХ ПОШИРЕННЯ УРАЖУЮЧОГО ФАКТОРА В ПРОТЯЖНИХ СПОРУДАХ	112
3.1 Дослідження теплової взаємодії ударної повітряної хвилі зі стінкою протяжної споруди	113
3.2 Дослідження впливу шорсткості стінки споруди на зниження інтенсивності ударної повітряної хвилі	119
3.3 Встановлення закономірностей збільшення інтенсивності уражуючих факторів за рахунок хвильових процесів поширення ударних повітряних хвиль поблизу тупикових частин галерей (виробок) ..	129
Висновки до розділу 3	140
РОЗДІЛ 4 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ПЕРЕВІРКА МЕТОДИКИ ЧИСЕЛЬНОГО РОЗРАХУНКУ СИЛОВОГО ВПЛИВУ УДАРНОЇ ПОВІТРЯНОЇ ХВИЛІ НА ЗАХИСНІ СПОРУДИ	142
4.1 Експериментальне оцінювання адекватності розрахунку силового імпульсу в математичній моделі ударної труби	143
4.2 Дослідження закономірностей вибухового навантаження ударною повітряною хвилею захисної споруди	163
Висновки до розділу 4	173
РОЗДІЛ 5 РОЗРОБЛЕННЯ МОДЕЛІ ЗАПАЛЮВАННЯ, ДЕФЛАГРАЦІЙНОГО І ДЕТОНАЦІЙНОГО ГОРІННЯ ГАЗОПОВІТРЯНОЇ СУМІШІ	174
5.1 Постановка задачі й обґрунтування параметрів комплексної моделі вибухового горіння	174

5.2 Розроблення методики визначення ефективних параметрів макрокінетики горіння вуглеводнів у чисельному розрахунку газоповітряних вибухів	189
5.3 Оцінювання адекватності комплексної моделі ударної труби в задачі визначення параметрів самозаймання та горіння газоповітряної суміші у закритому об'ємі	204
5.4 Аналітичне розв'язання задачі ініціювання газоповітряних сумішей тепловим джерелом	209
5.5 Дослідження закономірностей впливу місця ініціювання вибуху на параметри уражуючого фактора	228
5.6 Дослідження закономірностей ініціювання вибухонебезпечної атмосфери ударною повітряною хвилею	245
Висновки до розділу 5	253
РОЗДІЛ 6 ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ ПОШИРЕННЯ УДАРНИХ ПОВІТРЯНИХ ХВИЛЬ ПО МЕРЕЖІ ВИРОБОК І РОЗРОБЛЕННЯ СПОСОБІВ УПРАВЛІННЯ ЇХНІМ ПОШИРЕННЯМ ...	256
6.1 Обґрунтування методики розрахунку ступеня трансформації параметрів ударних повітряних хвиль на сполученнях виробок	257
6.2 Особливості застосування методики розрахунку коефіцієнта затікання ударних повітряних хвиль за сполучення каналів	269
6.3 Розроблення способу захисту персоналу шляхом гасіння ударних повітряних хвиль, за рахунок підвищення хвильового опору прямолінійних ділянок протяжних споруд	281
6.4 Обґрунтування способу управління поширенням ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах	294
6.5 Впровадження результатів досліджень та їх соціально-економічна ефективність	306

Висновки до розділу 6	310
ВИСНОВКИ	312
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	316
ДОДАТОК А Список публікацій здобувача за темою дисертації	351
ДОДАТОК Б Результати тестової задачі виконання симетрії	360
ДОДАТОК В Результати тестової задачі сіткової збіжності	362
ДОДАТОК Д Результати тестової задачі визначення коефіцієнта шуму чисельної схеми	363
ДОДАТОК Е Результати тестової задачі впливу теплообміну.....	365
ДОДАТОК Ж Результати тестової задачі впливу відбитої хвилі на головний фронт ударної повітряної хвилі	367
ДОДАТОК К Методика розрахунку параметрів затікання ударних повітряних хвиль за місцеві опори в галереях та виробках	370
ДОДАТОК Л Довідки про впровадження результатів дисертаційної роботи	373
ДОДАТОК М Рекомендації щодо удосконалення нормативної бази визначення параметрів поширення ударних повітряних хвиль від внутрішніх вибухів	393
ДОДАТОК Н Інструкція користувача комп'ютерних програм VL-MSE 1.0 та FEM 1.0	411
ДОДАТОК П Розрахунок соціально-економічної ефективності від впровадження способу управління поширенням УПХ	423

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ. ТЕРМІНИ ТА ВИЗНАЧЕННЯ

ВР – вибухова речовина (конденсійна речовина у твердому чи рідкому стані);

ГПС – газоповітряна суміш, до якої входять вуглеводні у вибухонебезпечних концентраціях;

ДКМ – детальний кінетичний механізм;

ЗНД – Зельдович – Нейман – Деринг;

ЛТВ – ланцюгово-тепловий вибух;

МВЧ – метод великих частинок;

МПС – метаноповітряна суміш, що вміщує метан у вибухонебезпечних концентраціях;

ПВ – продукти вибуху;

ПГД – зона переходу горіння в детонацію;

ПД – продукти детонації;

УПХ – ударна повітряна хвиля;

ЧЖ – Чепмен – Жуге;

СFL – умова Куранта – Фрідрікса – Леві.

Аварійний вибух – надзвичайна ситуація, що виникає в неочікуваний момент часу в обмеженому просторі спонтанно за збігом обставин або в результаті помилкових дій окремої особи (осіб), причиною або наслідком якої став вибух на потенційно небезпечному об'єкті.

Вибухозахисна конструкція – захисна конструкція, здатна протистояти прямому впливу уражуючих факторів вибуху, у т.ч. ударній повітряній хвилі, забезпечуючи допустимий ступінь ризику для людей і об'єктів захисту, що знаходяться в зоні, яка захищається.

Вибухонебезпечний об'єкт – об'єкт, у якому з технологічною метою використовуються горючі гази, легкозаймисті рідини та (або) можуть утворюватися газоповітряні суміші у вибухонебезпечних концентраціях.

Вибухостійка конструкція – захисна конструкція, яка здатна протистояти прямому впливу уражуючих факторів вибуху, зберігати цілісність конструкції і функціональні властивості.

Вибухостійкість об'єкта – властивість об'єкта виконувати свої функції при впливі механічних факторів аварійного вибуху без порушення безпеки.

Детонаційний / дефлаграційний вибух хмари газоповітряної суміші (вибухове горіння) – енерговиділення в об'ємі хмари при поширенні екзотермічної хімічної реакції з надзвуковою / дозвуковою швидкістю.

Захисна конструкція – виріб, що володіє підвищеними властивостями міцності та є стійким до руйнування нормованими зовнішніми впливами (предметом, інструментом, зброєю, вибухом).

Об'єкт – будівля, споруда або комплекс, що функціонує як єдине ціле.

Протяжна споруда – будівля чи споруда (наземна, підземна), один з геометричних розмірів якої значно перевищує інші, що при аварійних вибухах призводить до ефекту поширення ударних повітряних хвиль, як це відбувається у каналах, з виникненням ефектів поширення акустичних хвиль. Це можуть бути виробничі будівлі, галереї наземні чи підземні, підземні виробки споруд цивільного захисту та виробки гірничо-видобувних підприємств.

Ударна повітряна хвиля – збурення в атмосфері, що поширюються з великою швидкістю (зазвичай надзвуковою), на передньому фронті якого стрибкоподібно змінюються всі фізичні параметри (тиск, щільність, температура і масова швидкість).

ВСТУП

Сутність науково-прикладної проблеми, яка розглядається в роботі, полягає в розвитку наукових основ підвищення безпеки при виникненні аварійних газових вибухів у будівлях та спорудах, яку можливо вирішувати за рахунок детального прогнозування параметрів поширення УПХ і захисту від їхньої дії, шляхом розробки математичних моделей процесів газодинаміки і хімічної кінетики вибухового горіння ГПС, розроблення способів зниження їх інтенсивності на основі об'ємно-планувальних та топологічних рішень.

Актуальність теми. Протягом останніх років існує тенденція до збільшення щорічної кількості аварійних вибухів та пожеж на вибухонебезпечних об'єктах промислових виробництв. Найбільша кількість постраждалих при таких видах аварій на території України спостерігається в гірничо-видобувній галузі, у будівництві, на підприємствах хімічної та нафтової переробки та в агрокомплексі. Кількість людей, травмованих під час аварійних вибухів, становить не менше 17 % від загальної кількості людей, постраждалих внаслідок аварій та нещасних випадків, проте кількість загиблих становить майже 82 %, що свідчить про найбільшу тяжкість наслідків таких подій і що підтверджується великими матеріальними збитками. Так, нещодавно сталися вибухи газоповітряних сумішей на Лисичанському желатиновому заводі (13.04.2019 р.), вибух на Дніпровському коксохімічному заводі (29.01.2019 р.), підземний вибух метаноповітряної суміші на шахті «Східкарбон» у Луганській області (25.04.2019 р.). Найбільш тяжкі наслідки аварійних газових вибухів виникають в умовах внутрішніх закритих просторів протяжних споруд та підземних виробок. Наприклад, під час вибуху на шахті «Східкарбон» від дії вибухової хвилі та зруйнованих елементів підземних споруд загинуло 17 з 19 працівників, які були присутні на виробничих дільницях.

Одним з основних завдань у загальній проблемі вибухонебезпеки є вміння визначати навантаження на будівельні чи вибухозахисні конструкції. Оскі-

льки вибухові процеси є різко нестаціонарними, необхідно мати можливість визначати саме динамічні характеристики вибухового навантаження, враховуючи складну ударно-хвильову картину взаємодії УПХ як руйнівного фактора з будівельною конструкцією. Рівень складності окресленого завдання вимагає доповнення комплексу сучасних розрахункових методів на спеціальні навантаження новими методиками визначення форми силового імпульсу, який передає УПХ будівельній конструкції. Необхідність завчасного і достовірного прогнозування наслідків аварійних вибухів обумовлена також тим, що, навіть застосовуючи жорсткі заходи контролю за технологічними процесами, неможливо повністю усунути загрозу виникнення аварійних вибухів. Аналіз їх наслідків показує, що вірогідність виникнення таких ситуацій на відповідних підприємствах України дуже висока.

Реальний прогноз інженерної обстановки після аварії дозволяє визначити ступінь вибухонебезпечності певного промислового об'єкта та рівень небезпеки для персоналу й навколишніх споруд, що дає можливість вжити необхідних технічних та організаційних заходів щодо мінімізації збитку від аварійного вибуху. Прогнозування наслідків вибухів всередині будівель дозволяє заздалегідь визначити ступінь їх вибухостійкості й за необхідності завчасно провести певну реконструкцію споруди для забезпечення безпеки персоналу та запобігання поширення аварійної ситуації на об'єкті.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Робота виконувалася відповідно до: Закону України від 4 квітня 2013 р. № 178–VII «Про затвердження Загальнодержавної соціальної програми поліпшення стану безпеки, гігієни праці та виробничого середовища на 2014 – 2018 роки», Постанови Кабінету Міністрів України від 29 березня 2006 р. № 374 зі змінами, внесеними постановою Кабінетом Міністрів України від 18 травня 2011 р. № 521 «Програма підвищення безпеки робіт на вуглевидобувних і шахтобудівних підприємствах», а також у відповідності до науково-дослідних робіт: «Безпека об'єктів при виникненні питань надзвичайних ситуацій, безпека та охорона

праці в різних сферах життєдіяльності людини» (№ держреєстрації 0111U006481), «Охорона праці людини при впливі на неї небезпечних та шкідливих факторів виробничого середовища. Безпека життєдіяльності людини при виникненні питань надзвичайних ситуацій природного й антропогенного середовища» (№ держреєстрації 0116U006038), у яких здобувач брав участь як виконавець. У договорі про наукове співробітництво між Стаханівським навчально-науковим інститутом гірничих і освітніх технологій Української інженерно-педагогічної академії та ДВНЗ «Національний гірничий університет» від 01.01.2012 р. по темі «Дослідження вибуху газопилових сумішей на аварійних ділянках вугільних шахт та вплив ударних повітряних хвиль на вибухозахисні споруди» здобувач брав участь як відповідальний виконавець.

Мета дослідження. Мета полягає в підвищенні безпеки експлуатації протяжних споруд при дії ударних повітряних хвиль за рахунок прогнозування наслідків дії методами чисельного моделювання і вдосконалення способів управління їх поширенням.

Для досягнення мети поставлені та вирішені такі **завдання дослідження:**

1) провести аналіз сучасного стану методів розрахунку поширення ударних повітряних хвиль усередині протяжних споруд, у т.ч. способів чисельного моделювання вибухового горіння ГПС, фізичних методів моделювання вибухового впливу на захисну конструкцію для верифікації математичних моделей, та виконати огляд наявних способів гасіння ударних повітряних хвиль;

2) розробити методами чисельного моделювання комплексну математичну модель ударної труби для дослідження механізмів формування та поширення уражуючого фактора газових вибухів – ударних повітряних хвиль – у протяжних спорудах;

3) експериментальними методами провести верифікацію чисельного розрахунку силового імпульсу ударної повітряної хвилі, переданої захисній споруді;

4) розробити ефективну модель детонаційного і дефлаграційного горіння газоповітряних сумішей з урахуванням хімічної кінетики реакції вуглеводнів з повітрям;

5) виконати верифікацію моделі вибухового горіння щодо результатів аналітичного розв'язання задачі запалювання газоповітряної суміші тепловим джерелом;

6) встановити закономірності в газодинамічних процесах, які виникають при поширенні ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах;

7) розробити спосіб зниження інтенсивності УПХ з використанням фізичних принципів, які відрізняються від створення прямої перешкоди руху газового потоку, та без розташування в перерізі каналу додаткових конструкцій;

8) дослідити можливість управління поширенням ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах.

Об'єктом дослідження є процеси формування і поширення ударної повітряної хвилі в протяжних спорудах.

Предметом дослідження є встановлення закономірностей формування і поширення ударної повітряної хвилі при вибухах газоповітряних сумішей для забезпечення безпеки експлуатації протяжних споруд.

Методи дослідження. Процеси формування і поширення ударної повітряної хвилі досліджувалися методом математичного моделювання з використанням законів і рівнянь механіки суцільних середовищ, математичної фізики, хімічної кінетики реакцій вибухового горіння. Для чисельного розв'язання диференціальних рівнянь застосовувався метод великих частинок (метод Давидова). Встановлення адекватності отриманих результатів виконувалося методом їх порівняння з результатами експериментальних досліджень і паралельного аналітичного рішення задачі. Розроблення способів зниження інтенсивності ударних повітряних хвиль і управління їхнім поширенням проводилося з використанням чисельного моделювання процесів у середовищі FlowVision методом

кінцевих обсягів, для обробки результатів і побудови графічних залежностей застосовувалися пакети комп'ютерних програм MathCAD, MATLAB.

Наукова новизна отриманих результатів полягає в подальшому розвитку наукових засад управління поширенням УПХ у протяжних спорудах та оцінювання й прогнозування їх газодинамічних параметрів, а саме:

вперше:

- розроблена комплексна математична модель поширення уражуючого фактора – ударної повітряної хвилі, яка описує параметри формування, поширення ударної повітряної хвилі та її взаємодію з будівельною конструкцією;

- теоретично встановлена закономірність ініціювання локальних скупчень метану ударною повітряною хвилею та синтезовані регресійні моделі розрахунку відстаней, на яких відбувається ініціювання в прямій і відбитій хвилі, що обґрунтовує напрями вдосконалення методик розрахунку параметрів поширення ударної хвилі;

- виконано спільне розв'язання задачі газодинаміки і хімічної кінетики вибухового горіння газоповітряної суміші чисельним методом великих частинок; розроблена чисельна схема обчислення хімічного механізму вибухового горіння, яка заснована на моделі термодинаміки і макрокінетики окислення вуглеводню, що дозволяє визначати режим горіння і, відповідно, динаміку формування і поширення ударної повітряної хвилі;

- встановлені макрокінетичні константи реакцій для моделювання одностадійного запалювання і горіння найбільш ймовірно присутніх вуглеводнів в атмосфері підземних споруд у режимі дефлаграції і детонації. Отримані ефективні параметри макрокінетики реакції вибухового горіння дозволяють застосовувати прості кінетичні механізми в практичних розрахунках процесів дефлаграційного і детонаційного горіння та прогнозувати з достатнім ступенем точності параметри аварійних вибухів в умовах протяжних споруд;

- встановлено закономірності формування ударної повітряної хвилі в процесі аварійного газового вибуху з урахуванням розташування точки ініцію-

вання газоповітряної хмари в умовах каналів протяжних споруд, що дає основу для вдосконалення методик розрахунку безпечних відстаней за фактором дії ударної хвилі;

– встановлені механізми гасіння ударних повітряних хвиль при затіканні їх у хвилевідбивні камери з малими розмірами відносно ширини каналу, що дозволяє обґрунтовувати якісно нові шляхи управління поширенням ударної хвилі за рахунок планувальних рішень у протяжних спорудах;

удосконалено:

– метод чисельного моделювання – метод великих частинок: здійснено модифікацію в частині отримання ефективної схеми чисельного розрахунку течії ударної хвилі (розривного потоку з великими градієнтами) через невідбивну границю розрахункової області і моделювання газодинамічних процесів у багатоконпонентних середовищах. Перше досягається шляхом використання лінійної апроксимації компонентів швидкості при екстраполяції їх значень у фіктивні комірки і розрахунком апроксимаційного тиску у фіктивних комірках за виведеними в дисертаційній роботі умовами «м'якої» стінки, що виключає нефізичні осциляції при переході ударної хвилі через розрахункову границю; друге – шляхом введення до розрахунку потоків маси через поверхню розрахункової комірки концентраційної функції у вигляді чисельних масивів концентрацій компонентів у кожній розрахунковій комірці;

– методика визначення коефіцієнтів затікання ударної повітряної хвилі в сполучення каналів протяжних споруд, яка дозволяє виділяти визначальний фактор, що впливає на коефіцієнт затікання – геометрію сполучення;

дістало подальшого розвитку:

– дослідження впливу теплообміну УПХ та її механічної взаємодії (тертя) зі стінками каналу, що дозволяє враховувати баланс дисипації повної енергії нестационарного газового потоку;

– дослідження закономірностей поширення УПХ поблизу тупикових частин каналів у протяжних спорудах, що дозволяє врахувати в певних умовах додаткове збільшення амплітуди й імпульсу головної ударної повітряної хвилі.

Практичне значення отриманих результатів:

– створено основи для розроблення нових, більш ефективних способів захисту від ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах, що дозволило підвищити рівень безпеки персоналу при загрозі аварійних газових вибухів і виконанні робіт із локалізації та ліквідації їх наслідків;

– розроблено комп'ютерні програми «Віртуальна навчальна лабораторія VL-MSE 1.0» і FEM 1.0 для моделювання процесу формування і поширення ударної повітряної хвилі в протяжних спорудах; ці програмні продукти можуть бути використані проектувальниками для визначення динамічних характеристик вибухового навантаження (у вигляді навантажувальної кривої) і розрахунку механічного імпульсу, який передається ударною хвилею захисній споруді;

– розширені можливості процедур прогнозування параметрів поширення ударних повітряних хвиль за допомогою багатofакторної математичної моделі і номограм, які визначають відстані, на яких ударна повітряна хвиля має здатність ініціювати вибух; закономірностей, що визначають початковий надлишковий тиск у фронті хвилі залежно від місця ініціювання; таблиць коефіцієнтів затікання ударних повітряних хвиль у сполучення каналів; методики визначення коефіцієнтів затікання для нетипових сполучень; закономірностей поширення ударних хвиль поблизу тупикових частин каналів;

– розроблено спосіб зниження інтенсивності ударних повітряних хвиль за допомогою симетричних хвилевідбивних камер, що дозволяє зменшити ударні навантаження на захисні споруди і зменшити зони поширення уражуючих чинників газових вибухів у протяжних спорудах;

– розроблено спосіб управління поширенням ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах за рахунок об'ємно-планувальних та топологічних рішень із застосуванням відвідних каналів і відбивних камер;

– впроваджено методику розрахунку параметрів затікання ударних повітряних хвиль у сполучення каналів протяжних споруд в діяльності Українського науково-дослідного інституту цивільного захисту (м. Київ), де методика застосовувалася для оцінювання наслідків надзвичайних ситуацій на промислових об'єктах;

– впроваджено спосіб зниження інтенсивності ударних повітряних хвиль за допомогою хвилевідбивних камер і спосіб управління поширенням хвилі для захисту виробки головного напрямку від її затікання на шахті «Бежанівська-3» ТОВ «Донбасвугілляінвест» (м. Стаханов, Луганська область);

– впроваджено комп'ютерну програму «Віртуальна навчальна лабораторія VL-MSE 1.0» і розрахункові методики до навчального процесу при викладанні навчальних дисциплін кафедри безпеки життєдіяльності у ДВНЗ «Придніпровська державна академія будівництва та архітектури»;

– у Дніпропетровському воєнізованому гірничо-рятувальному (аварійно-рятувальному) загоні ДСНС України впроваджено методику чисельного моделювання поширення ударних повітряних хвиль для розрахунків затікання ударної хвилі в нетипові сполучення каналів протяжних споруд в реальних умовах об'єктів підвищеної небезпеки, виконано розрахунок вибухових навантажень на будівельні конструкції у вигляді навантажувальної кривої, які виникають при аварійних газових вибухах;

– у Національному університеті цивільного захисту України (м. Харків) основні положення і результати теоретичних досліджень дисертаційної роботи впроваджені в навчальний процес при підготовці бакалаврів і магістрів за спеціальністю «Цивільний захист».

Особистий внесок здобувача в наукових працях, опублікованих у спів-авторстві полягає в такому: розроблено алгоритм удосконалення чисельної схеми методу великих частинок для гетерогенного середовища [1]; виконано модифікацію чисельної різницевої схеми методу великих частинок до умов виконання експерименту, внесено принципові зміни до коду комп'ютерної про-

грами, проведено обчислювальний експеримент і аналіз його результатів [2]; розроблено схему сумісного чисельного розв'язання рівнянь хімічної кінетики окислення метану та газодинаміки формування УПХ, написано код комп'ютерної програми для реалізації математичної моделі, проведено тестування та налагодження програми, проведено чисельні експерименти, виконано аналіз результатів [10, 12]; сформульовано ідею порівняльного аналізу визначення силового імпульсу за результатами фізичного та чисельного експерименту, розроблено програму експериментального дослідження, проведено експерименти і аналіз їхніх результатів [11, 50]; проведено чисельне моделювання вибухових процесів у протяжних спорудах, обґрунтовано шляхи підвищення безпеки персоналу в протяжних спорудах при загрозі аварійних газових вибухів [13, 18, 22]; проведено обчислювальні експерименти, оброблено результати досліджень [17]; розроблено методику визначення параметрів макрокінетики газофазних реакцій вибухового горіння вуглеводнів в обчислювальному експерименті, на основі проведеного дослідження встановлено ефективні параметри: енергія активації, предекспонентний множник, порядки глобальних реакцій [21]; проведено лабораторні дослідження і математичну обробку результатів, сформульовано висновки [25]; визначено основні недоліки нормативних методик розрахунку параметрів поширення ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах, обґрунтовано шляхи вирішення проблеми низької надійності нормативних розрахунків, які ґрунтуються на емпіричних залежностях [27, 44, 53]; розроблено програму дослідження, виконано математичну обробку результатів [34]; розроблено програму та проведено лабораторний експеримент, оброблено результати експерименту [35]; проведено обчислювальний експеримент, обробку і аналіз результатів [37, 38]; оброблено результати експерименту, встановлено закономірності у процесах ініціювання ГПС [39]; виконано аналіз і узагальнення результатів досліджень [40, 41]; розроблено методику визначення макрокінетичних характеристик рівнянь вибухового горіння вуглеводних сумішей з використанням обчислювального експерименту [42, 43]; розроблено

алгоритм комп'ютерної програми, написано її вихідний код, здійснено налагоджування програми [46]; виконано дослідження впливу характеристик теплового джерела запалювання ГПС, встановлено закономірності запалювання [52].

Апробація матеріалів дисертації. Основні положення дисертаційної роботи доповідалися й обговорювалися на міжнародних і вітчизняних науково-технічних конференціях і семінарах: 3-й Міжнародній науково-технічній конференції «Техногенні катастрофи: моделі, прогноз, запобігання» (м. Дніпропетровськ, 22 – 24 травня 2013 р.); IX Міждержавному науковому семінарі «Високоенергетична обробка матеріалів» (м. Дніпропетровськ, 22 – 25 травня 2013 р.); Міжнародній науково-технічній конференції «Сталий розвиток промисловості та суспільства» (м. Кривий Ріг, 20 – 22 травня 2015 р.); V Міжнародній науково-практичній конференції «Безпека життєдіяльності в XXI столітті» (м. Дніпропетровськ, 15 – 16 жовтня 2015 р.); Міжнародній науково-технічній конференції «Розвиток промисловості та суспільства» (м. Кривий Ріг, 24 – 26 травня 2017 р.); VII Всеукраїнській науково-практичній конференції з міжнародною участю «Надзвичайні ситуації: безпека та захист» (м. Черкаси, 20 – 21 жовтня 2017 р.); I Міжнародній науково-технічній конференції «Сучасні інноваційні технології в перевезенні небезпечних вантажів» (м. Харків, 16 – 17 листопада 2017 р.); Міжнародній науково-технічній конференції «Форум гірників» (м. Дніпро, 2 – 5 жовтня 2013 р., 1 – 4 жовтня 2014 р., 30 вересня – 03 жовтня 2015 р., 5 – 8 жовтня 2016 р., 4 – 7 жовтня 2017 р., 10 – 13 жовтня 2018 р.); VIII Міжнародній науково-практичній конференції «Теорія і практика гасіння пожеж та ліквідації надзвичайних ситуацій» (м. Черкаси, 20 – 21 жовтня 2017 р.); XIV, XV конференціях молодих вчених «Геотехнічні проблеми розробки родовищ» (м. Дніпро, 27 жовтня 2016 р., 26 жовтня 2017 р.); VI Міжнародній науково-практичній конференції «Безпека життєдіяльності в XXI столітті» (м. Дніпро, 20 – 21 жовтня 2016 р.); IV Міжнародній науково-практичній конференції «Комп'ютерні системи та інформаційні технології в освіті, науці та управлінні» (м. Дніпро, 18 – 20 жовтня 2017 р.); VII Міжнародній науково-

практичній конференції «Безпека життєдіяльності в XXI столітті» (м. Дніпро, 29 – 30 жовтня 2018 р.), VIII Всеукраїнській науково-практичній конференції з міжнародною участю «Надзвичайні ситуації: безпека та захист» (м. Черкаси, 25 – 26 жовтня 2018 р.).

Публікації. Основні положення, результати та висновки дисертаційної роботи відображені в 54 наукових працях, у тому числі 25 – у наукових фахових виданнях (14 – без співавторів), з них 5 – у виданнях, які включені до міжнародної наукометричної бази SCOPUS (1 – без співавторів); додатково 2 – у зарубіжних наукових виданнях; 2 – свідоцтва про реєстрацію авторського права на інтелектуальну власність (1 – без співавторів); 25 публікацій, які свідчать про апробацію матеріалів дисертації.

Структура та обсяг роботи. Дисертація складається зі вступу, шести розділів, висновків, списку використаних джерел, додатків. Повний обсяг дисертації становить 429 сторінок, обсяг основного тексту – 296 сторінок, список джерел має 333 найменування, 11 додатків на 77 сторінках, 158 рисунків, 22 таблиці.

РОЗДІЛ 1

СУЧАСНИЙ СТАН ПРОБЛЕМИ БЕЗПЕКИ ЕКСПЛУАТАЦІЇ ІНЖЕНЕРНИХ СПОРУД І БУДІВЕЛЬНИХ КОНСТРУКЦІЙ ВИБУХОНЕБЕЗПЕЧНИХ ВИРОБНИЦТВ

1.1 Аналіз аварійних ситуацій на вибухонебезпечних об'єктах

Статистика виробничого травматизму в Україні за останні роки свідчить про незадовільний стан охорони праці й промислової безпеки в усіх секторах виробництва. Найгірші показники традиційно виявляє будівництво й експлуатація споруд, вугільна й гірничодобувна галузь, а також агрокомплекс і транспорт (рис. 1.1). За кількістю смертельних випадків будівництво перебуває на третьому місці. Серед регіонів України позиція лідера належить Дніпропетровщині, як у загальних показниках травматизму, так і в кількості смертельних випадків (рис. 1.2).

Аналіз обставин нещасних випадків показує, що травматизм під час аварій і пожеж становить не менш 32 % від загальної кількості потерпілих, а саме від аварійних вибухів не менш 17 %, що в абсолютному вираженні становить близько ста травмованих на рік. У смертельних випадках, за кількістю загиблих, аварії з вибухами переміщуються на друге місце, що свідчить про найбільшу вагу наслідків таких подій (рис. 1.3). Це також підтверджується більшими матеріальним збитками.

Статистика тільки за цей рік показує, що значні вибухи газоповітряної суміші відбулися на Дніпровському коксохімічному заводі (січень 2019) – загинуло 3 особи, Лисичанському желатиновому заводі (квітень 2019) – одна людина, підземний вибух метаноповітряної суміші на шахті «Східкарбон» у Луганській області (квітень 2019).

Найбільш важкі наслідки аварійних газових вибухів виникають в умовах внутрішніх закритих просторів підземних виробок. Так, на шахті «Східкарбон»

від дії вибухової хвилі й руйнування елементів підземних споруд загинули 17 працівників з 19 які були присутні на виробничих ділянках.

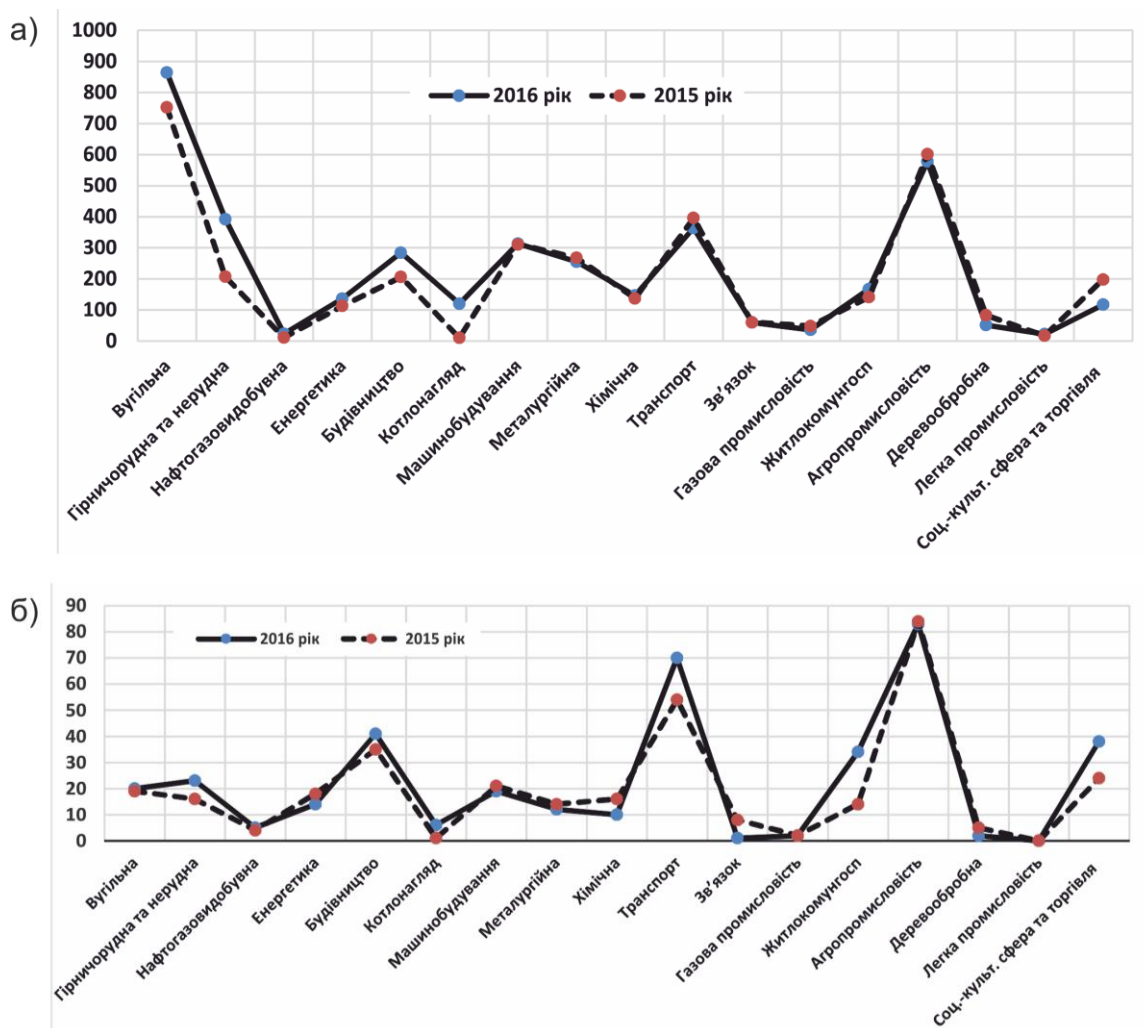


Рисунок 1.1 – Рівень виробничого травматизму за галузями в Україні за 2015 – 2016 рр.: а) загальна; б) зі смертельними наслідками

При вибухах газових сумішей виникають повітряні ударні хвилі, які мають більший запас енергії і які можуть поширюватися на значні відстані, тому найважчі наслідки мають внутрішні вибухи в промислових будинках і спорудах, у мережі виробок підземних споруд. Захист персоналу в цих умовах досягається за рахунок проектування вибухостійких будинків і споруд, а також здійснюється зведенням вибухозахисних конструкцій або застосуванням методу захисту відстанню.

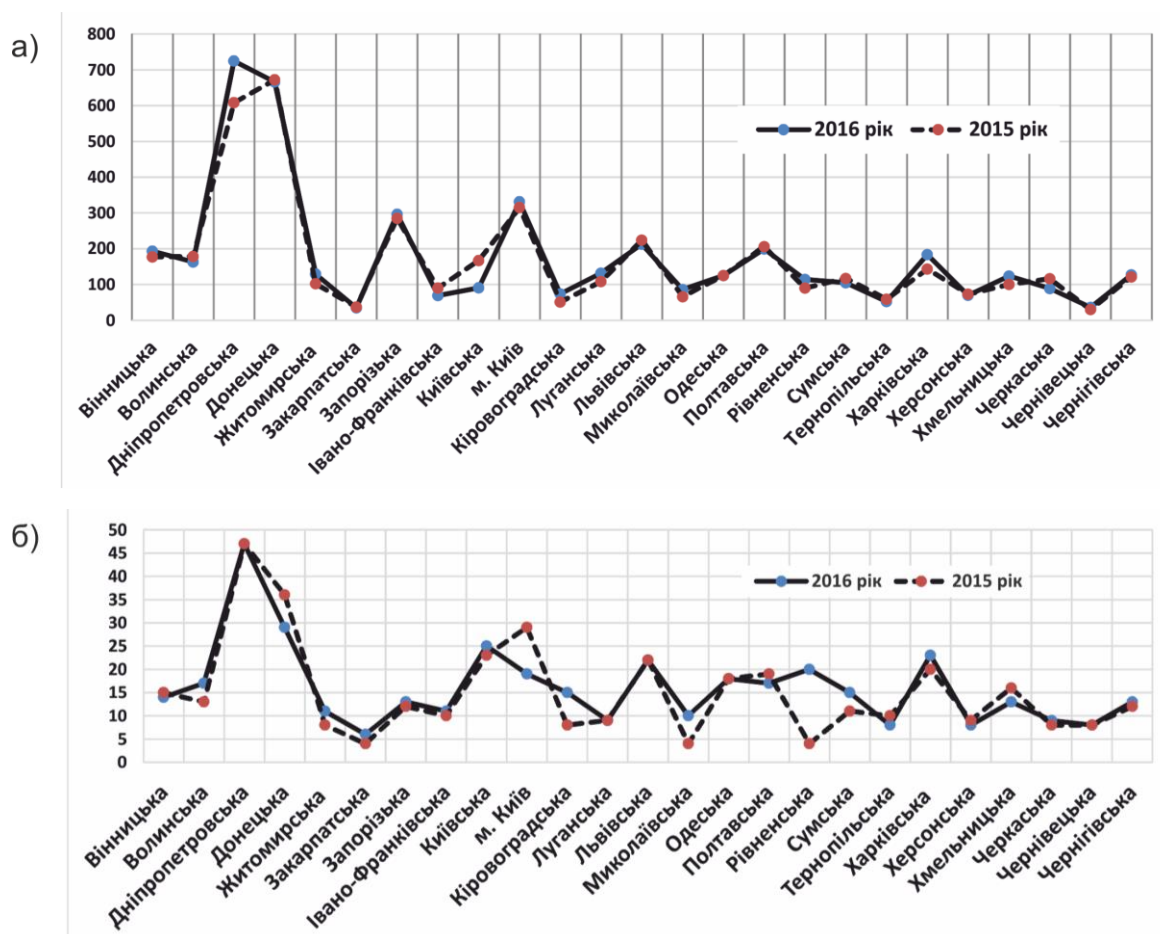


Рисунок 1.2 – Рівень виробничого травматизму в регіонах України за 2015 – 2016 рр.: а) загальна; б) зі смертельними наслідками

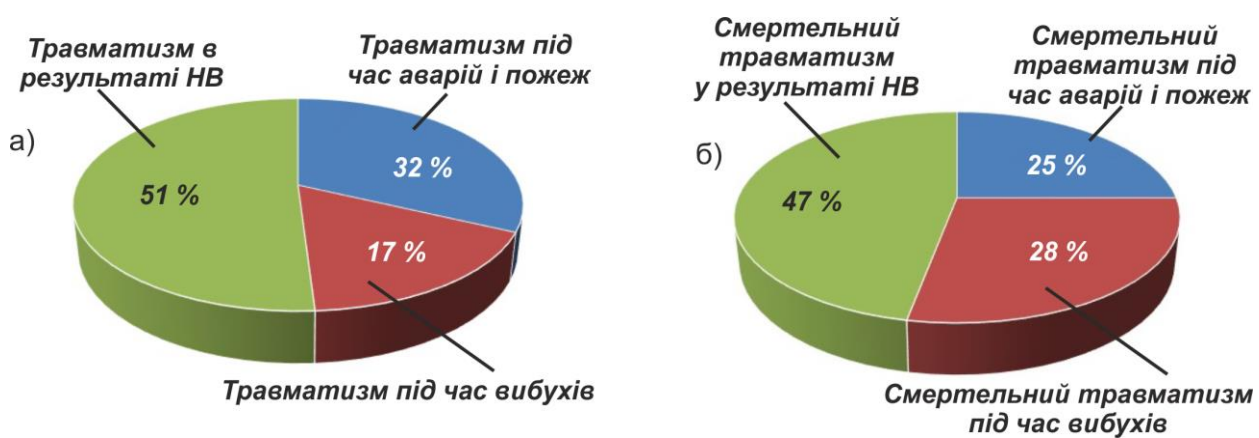


Рисунок 1.3 – Розподіл травматизму за обставинами

За останні десятиліття в Україні відбулося не менш 4-х великих вибухів газу на підземних об'єктах (в країнах СНД їх сталося не менше 5), що спричинили руйнування вибухозахисних споруд [135]. Незважаючи на дотримання всіх норм, вибухозахисні конструкції були зруйновані, а ударна повітряна хвиля поширилася на значні відстані (понад 1 км) по мережі виробок, що призвело до важких наслідків. Відповідно до висновків комісії, що розслідувала вибухи на цих підприємствах, серед інших причин під сумнів були поставлена правильність окремих положень методики розрахунків безпечних відстаней, які можуть трактуватися неоднозначно, зокрема, значення коефіцієнтів затікання повітряних ударних хвиль у сполучення виробок. Також викликала сумнів правильність оцінювання потужності вибуху й розрахункові навантаження на вибухозахисні споруди, що призвело до руйнування декількох вибухостійких перемичок тощо. Можна припустити, що такий стан справ є результатом неповного врахування фізико-хімічних процесів вибухового горіння й різних газодинамічних процесів, що виникають при поширенні УПХ у мережі виробок.

Нормативною базою для розрахунку параметрів УПХ та динамічних навантажень на будівельні й захисні конструкції для проектування й будівництва об'єктів, схильних до впливу вибухових навантажень, є СНиП 2.01.54 – 84, розроблений у «ЦНИИПромзданий» [306], для гірничодобувної промисловості відповідною нормативною базою є СОУ – Н 10.1.00174102.012:2010 [173]. Основою розрахункових методик у цих нормативах є або емпіричні залежності, які були отримані ще в 70-х роках минулого сторіччя, або результати квазістатичних розрахунків стаціонарних потоків за формулами, що засновані на рівняннях збереження енергії Ньютона й збереження руху потоку в трубі Бернуллі. У той же час, процеси вибуху й поширення УПХ є різко нестационарними й хвилювими. Таким чином, для повного врахування факторів, що впливають на поширення уражуючих факторів вибуху, необхідно застосувати газодинамічний підхід у моделюванні аварійних вибухів.

1.2 Аналіз методів розрахунку параметрів ударних повітряних хвиль з урахуванням процесів горіння реакційноздатних газових потоків

У галузі безпеки виробничого персоналу й захисту конструкцій підземних і наземних споруд, схильних до впливу вибухових навантажень, особливого значення набувають методи прогнозування параметрів уражуючих факторів. У першу чергу, це ударні повітряні хвилі, які генеруються при детонаційних і дефлаграційних процесах у закритих і напівзакритих просторах [1 – 3]. Від достовірності прогнозу залежить оцінка виробничих ризиків і планування заходів щодо захисту персоналу й споруд [4 – 8]. Для оцінювання наслідків вибухів газоповітряних сумішей у практиці охорони праці й промислової безпеки, існує безліч підходів до розрахунків кількісних оцінок різного ступеня точності [9]. Це обумовлено у т.ч. й об'єктивними причинами – ефект вибуху залежить від умов, у яких він відбувається [10 – 12]. Саме тому, на сьогоднішній день відсутня універсальна модель розрахунку параметрів газоповітряних вибухів і в конкретних умовах підходи до методики розрахунку будуть різними.

Для умов зовнішніх впливів УПХ на споруди найбільше поширення одержала модель точкового вибуху, розвинена в роботі [13]. Відповідно до цієї моделі, надлишковий тиск у фронті ударної повітряної хвилі ΔP змінюється за законом енергетичної подібності [14]:

$$\Delta P = 10g \left(\frac{7q}{R^3} + \frac{2,7\sqrt[3]{q^2}}{R^2} + \frac{0,84\sqrt[3]{q}}{R} \right) \quad (1.1)$$

де g – прискорення вільного падіння;

R – відстань від заряду до розрахункової точки;

q – маса вибухової речовини.

Формула (1.1) отримана для вибуху тротилу й у випадку застосування інших вибухових речовин (ВР) або газових вибухів маса ВР коректується за енерговиділенням через тротиловий еквівалент [15, 20].

Для внутрішніх газових вибухів такий підхід абсолютно неможливо застосувати, і на ранніх етапах розвитку прикладної теорії, у цих умовах була прийнята модель миттєвого вибуху. Відповідно до цієї моделі ефектом вибуху є встановлення в деякому об'ємі споруди надлишкового тиску [16]. Величина тиску для різних умов визначається експериментальним шляхом і коректується залежно від геометрії об'ємів, що заповнені газоповітряною сумішшю, концентрації й типу газів [17]. Також тиск може розраховуватися як квазістаціонарний термохімічним шляхом із застосуванням закону Менделєєва – Клайперона [18]. На сьогоднішній день модель миттєвого вибуху закладена практично у всіх нормативних методиках розрахунку початкового надлишкового тиску аварійного вибуху, у різних галузях промисловості: будівельній, гірничій, нафтохімічній й газовій.

Одним з різновидів моделі миттєвого вибуху є модель з нерівномірним розподілом початкового тиску в об'ємі газового вибуху [19]. На думку авторів, вона відображає різні режими горіння: повільне, швидке турбулентне, у режимі детонації (рис. 1.4).

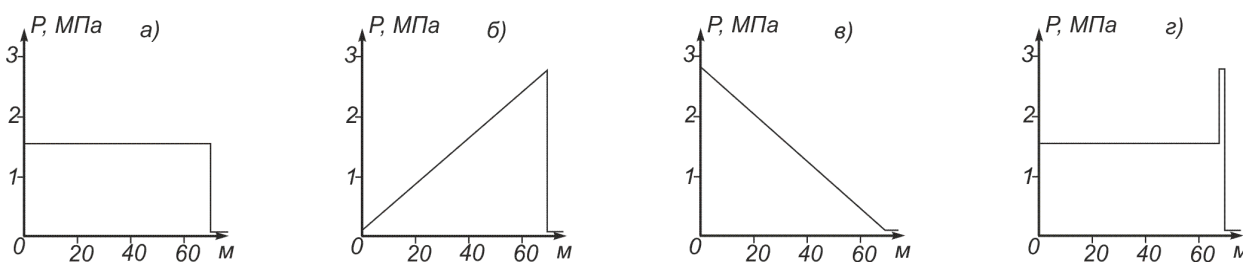


Рисунок 1.4 – Початковий розподіл тиску в моделях миттєвого вибуху:

а) рівномірний; б – в) нерівномірний; г) імітування тиску в хімпіку

Вплив режимів горіння на ефекти вибуху теоретично обґрунтовані в роботах основоположників теорії горіння й вибуху М.М. Семенова, Б.Я. Зельдовича, Д.А. Франк-Каменецького, О.Г. Мержанова однак методик розрахунку ефектів вибухового горіння для практичного застосування розроблено не було. У деяких випадках, для індивідуальних умов, відомі окремі методики розрахунку, наприклад, вплив складу суміші на параметри плоскої ударної хвилі [21].

Для умов житлових будинків і промислових споруд аналогічні методики розроблялися в роботах В.В. Молькова, О.А. Комарова, А.В. Мішуєва [22 – 24].

З розвитком потужності обчислювальної техніки й широким поширенням чисельних методів [25] були розроблені спрощені моделі для розрахунку параметрів вибухового горіння. У роботі [26] розглядаються основні моделі горіння, які існують на сьогоднішній день в обчислювальних практиках: модель «Зельдович», модель «Арреніус», модель «Магнуссен», модель EDC.

Моделі реалізуються через бруто-реакції з трьох компонентів: пальне (f), окислювач (o), продукт горіння (p): $f + i_1 o \rightarrow i_2 p$, де i_1, i_2 – стехіометричні коефіцієнти.

Модель «Зельдович» не передбачає розрахунку кінетики хімічної реакції, а її швидкість вважається нескінченно великою, тобто при контакті пального й окислювача миттєво відбувається реакція [27]. По суті це модель миттєвого вибуху. Масові частки компонентів реакції визначаються співвідношеннями [28]:

$$M_o = \begin{cases} M_o^* - M_f^* \cdot i_1, & \text{якщо } M_o^* > M_f^* \cdot i_1; \\ 0, & \text{якщо } M_o^* < M_f^* \cdot i_1 \end{cases}; \quad (1.2)$$

$$M_f = \begin{cases} 0, & \text{якщо } M_o^* > M_f^* \cdot i_1 \\ M_f^* - \frac{M_o^*}{i_1}, & \text{якщо } M_o^* < M_f^* \cdot i_1 \end{cases}; \quad (1.3)$$

$$M_o^* = 1 - M_f^* - M_p^*; \quad (1.4)$$

$$M_p = M_p^* + \Delta f \cdot i_2; \quad (1.5)$$

$$\Delta f = M_f^* - M_f. \quad (1.6)$$

де M^* , M – відновлена й істинна масова частка компонента реакції.

За моделлю «Арреніус» швидкість реакції горіння визначається кінетикою процесу, однак тільки для умов ламінарної течії суміші газів (полум'я). Відновлена масова частка окислювача визначається за формулою (1.4), істинна масова частка продуктів реакції – за формулами (1.5), (1.6).

Масова частка пального визначається наступним чином:

$$W_f = AT_{abs}^n e^{-B/T_{abs}} \rho^2 M_f^{n_f} M_o^{n_o}, \quad (1.7)$$

де T_{abs} – абсолютна температура, К;

A, B – кінетичні константи;

$n_f = n_o = 1$ – кінетичні параметри реакції;

ρ – поточна щільність газової суміші.

Масова частка окислювача визначається так:

$$M_o = \begin{cases} M_o^* - \Delta f \cdot i_1, & \text{якщо } M_o^* > \Delta f \cdot i_1 \\ 0, & \text{якщо } M_o^* < \Delta f \cdot i_1 \end{cases}. \quad (1.8)$$

За моделлю «Магнуссен» швидкість реакції горіння визначається швидкістю турбулентного змішування ламінарних шарів пального й окислювача, тобто це модель горіння у факелі. Обчислення істинних масових часток окислювача й продуктів аналогічно моделі «Арреніус». Швидкість витрат пального:

$$W_f = 0 \text{ при } T_{abs} < T_{ign} \text{ або } \alpha < \alpha_{min} \text{ або } \alpha > \alpha_{max};$$

$$W_f = 23,6 \left(\frac{\mu \varepsilon}{\rho k} \right)^{0,25} \rho \frac{\varepsilon}{k} \min \left(M_f, \frac{M_o}{i_1} \right), \quad (1.9)$$

де μ – кінетична в'язкість газу;

ε – швидкість дисипації турбулентної енергії;

$\alpha_{min}, \alpha_{max}$ – нижня й верхня концентраційна межа горіння;

T_{ign} – температура запалювання.

Модель EDC (Eddy Dissipation Concept) припускає, що реакція горіння відбувається у вузьких ламінарних шарах («тонких структурах») між турбулентними вихорами. Концентрації пального в цих зонах, що частково заповнюють розрахункову комірку, відрізняються від своїх середніх (за об'ємом комірки) значень. Вони визначаються з умови рівності швидкостей турбулентної дифузії й ламінарного горіння й, у свою чергу, визначають температуру й щільність

«тонких структур» у розрахунковій комірці. По суті це врахування турбулізації потоку реагентів у попередньо неперемішаних газах. Швидкість реакції:

$$W_f = 0 \text{ при } T_{abs} < T_{ign} \text{ або } \alpha < \alpha_{min} \text{ або } \alpha > \alpha_{max}; \quad (1.10)$$

$$W_f = \frac{\rho}{m_f} \frac{2,43 \left(\frac{\varepsilon}{\nu}\right)^{0,5}}{1 - \gamma^0} (M_f - M_f^o) = \frac{\rho}{\rho^0} W_{kin} (M_f^o, M_o^0), \quad (1.11)$$

де γ^0 – масова частка «тонких структур» у розрахунковій комірці,

$$\gamma^0 = \left[2,13 \left(\frac{\nu \varepsilon}{k^2} \right)^{0,25} \right]^2.$$

Крім зазначених моделей горіння, відомі підходи до розрахунку початкового тиску вибуху й відповідно тиску у фронті УПХ через початкову температуру, тепловиділення або швидкість переміщення фронту горіння. Ці методики розроблені для чисельних розрахунків вибухових процесів у певних умовах. Так, у роботі [29] процес горіння розглядався як миттєвий стрибок температури в заданому об'ємі, що визначається, у свою чергу, за тепловиділенням метану й теплоємністю газів у даному об'ємі. Потім визначається тиск газу:

$$T = T_0 + \frac{Q \rho_{CH_4}}{C_v \rho}; \quad P = n \cdot k \cdot T, \quad (1.12)$$

де Q – теплота згоряння метану;

k – постійна Больцмана.

Такий підхід також можна віднести до моделі миттєвого вибуху, тільки замість тиску початково задається температура, без врахування швидкості або режиму горіння.

Аналогічний підхід розрахунку вибухового горіння реалізований у роботі [30]. У розробленій комп'ютерній програмі розрахункова область задана у вигляді циліндричного каналу й заповнена горючою газовою сумішшю, має високотемпературну область. Горіння суміші представлено моделлю «Зельдович». Математичне моделювання даного процесу засновано на рішенні системи не-

стаціонарних рівнянь Нав'є – Стокса для газу, що повністю стискається, із застосуванням явної кінцево-різницевої схеми Годунова.

У роботі [31] горіння представлено процесом тепловиділення в шарі, що поширюється по нерухливому метаноповітряному середовищу:

$$Q_+ = Q \cdot \rho \cdot S \cdot U_{гор} \cdot g(x), \quad (1.13)$$

де $U_{гор}$ – швидкість поширення полум'я;

$g(x)$ – П-подібна функція, ознака наявності метану в конкретній точці розрахункової схеми.

Швидкість поширення полум'я $U_{гор}$ приймається стандартною для заданого режиму горіння. Подібний підхід реалізований у роботі [32]. У ній для моделювання горіння в чисельну схему вводиться параметр f – безперервний лагранжевий маркер, що відслідковує «вихідні», «згорілі» й «палаючі» розрахункові комірки. У «палаючих» комірках обчислюється тепловиділення за масою метану. Швидкість просування фронту горіння визначається відносно зміни температури:

$$U_B = U_{BNC} (T / T_{NC})^\beta, \quad (1.14)$$

де U_{BNC} – нормальна швидкість поширення полум'я в нерухливій суміші;

T, T_{NC} – поточна й початкова температура.

Останні дві методики не можна віднести до моделей миттєвого вибуху, однак режим горіння в них визначається не хімічною кінетикою й газодинамікою процесу, а встановлюється через швидкість поширення полум'я користувачем, тобто штучно.

Розвиток методів чисельного моделювання сприяв створенню багатьох готових комп'ютерних програм для дослідження процесів газодинаміки, складних хімічних реакцій (зокрема горіння), теплообміну й інших процесів, пов'язаних з течією реакційноздатних газів. Найчастіше це CFD – моделі обчислювальної гідродинаміки, які використовують метод кінцевих обсягів для мо-

делювання середовища: FlowVision, GasDynamicsTool [33]. Дані програмні комплекси дозволяють розраховувати як процеси горіння, так і газодинаміку, однак це виконується в різних фізико-математичних моделях середовища. Горіння в моделі слабостискуваного середовища, газодинаміка – в моделі середовища, що повністю стискається, й об'єднати ці процеси для розрахунку вибухового горіння неможливо.

Для моделювання процесів горіння на рівні хімічних реакцій існує ряд програмних продуктів, найбільш відомим з яких є пакет CHEMKIN [34, 35]. Пакет містить власний механізм математичного опису горіння, а також дозволяє використовувати сторонні механізми, у зв'язку з чим більшість типових механізмів поширюються в CHEMKIN-форматі. До недоліків, властивих зазначеним механізмам і програмним продуктам, що реалізуються на їхній основі, для моделювання процесів горіння в реальних фізичних умовах варто віднести занадто детальний розгляд хімії процесів горіння, що призводить, з одного боку, до винятково значних обчислювальних витрат і до підвищених вимог до деталізації інформації про хімічний склад суміші, з іншого. Однак результати, отримані з їхньою допомогою для найпростіших модельних задач, є вхідними даними для проведення фізичного моделювання.

Альтернативою детальному моделюванню кінетики хімічних реакцій, що відбуваються у зоні горіння, є підхід, при якому вся сукупність реакцій моделюється одностадійною умовною реакцією горіння з інтегральними властивостями [36]. Такий підхід має ряд переваг з погляду проведення розрахунків: зниження складності обчислень за рахунок абстрагування від подробиць хімічного рівня, властивості сукупної реакції можуть бути визначені на основі доступних експериментальних і розрахункових даних без детального хімічного аналізу.

Найбільш потужним інструментом для оптимізації в області обчислювальної динаміки рідин і газів є система ANSYS з розділами AutoReaGas, CFX, FLUENT [37, 38]. Представлені в ній моделі горіння мають чіткий зв'язок з

особливостями процесу, для розрахунку якого вони призначені, й використовуються в основному для дослідження процесів стаціонарного горіння в соплах, пальниках, факелах, у турбулентних потоках. Розрахунки засновані на арреніусівських моделях, однак їхні параметри не документовані.

На сьогодні для моделювання газофазних реакцій горіння використовуються детальні кінетичні механізми, що враховують усі можливі елементарні стадії між початковими та кінцевими хімічними сполуками, та включають до декількох десятків і сотень прямих і зворотних реакцій, які відповідають теорії ланцюгового горіння М.М. Семенова [199 – 201]. Дані моделі застосовуються в основному для вивчення горіння в режимах ламінарного полум'я стаціонарних потоків факельного горіння, для розрахунків горіння топочних пристроїв та інших умов, де існує необхідність точного врахування розподілу енергії горіння [202 – 204]. Дані механізми дозволяють також враховувати втрати енергії на іонізацію частинок, дисоціацію горючих хімічних сполук і деякі інші ефекти [205 – 207].

Однак, незважаючи на широке використання обчислювальної техніки, застосування стандартних методів чисельного інтегрування до систем рівнянь, що описують складні хімічні реакції, зустрічає серйозні труднощі. Як відзначається в роботі [208], це пов'язане з тим, що при участі в реакції реагентів з істотно різною реакційною здатністю, коли константи швидкостей реакцій, наведені до однієї й тієї ж розмірності, відрізняються на 10 і більше порядків, деякі з рівнянь (наприклад, ті, що описують кінетику вільних радикалів) у процесі чисельного інтегрування можуть ставати із часом нестійкими. Так само, слід зазначити інші труднощі, пов'язані з великими обчислювальними витратами чисельного рішення, порядку сотень проміжних реакцій [209].

У практиці існує безліч наукових завдань, де необхідно швидко й ефективно вирішувати задачі хімічної кінетики для одержання закономірностей, пов'язаних з тепловими або іншими результатами хімічних реакцій, які сильно впливають на газодинамічні або вибухові процеси [210] (ефекти цих процесів

залежать від швидкості тепловиділення dT/dt , зростання тиску dP/dt або утворення/витрати реагентів dc/dt) [211 – 213]. Для цього застосовують скорочені або макрокінетичні (глобальні, бруто) механізми реакцій. У роботах [214, 215] подано огляд і систематизація методів переходу від детальних кінетичних механізмів до скорочених, різних методів редукування тощо. У роботах Д.А. Франк-Каменецького [216] та інших авторів обґрунтовуються методи експериментального визначення макрокінетичних констант хімічних реакцій [217, 218]. Досить часто такі макрокінетичні реакції зводяться до однієї глобальної схеми, кінетичні характеристики якої отримують із лабораторних або натурних експериментів [219].

У зв'язку з вищевикладеним, у роботі поставлене завдання об'єднати модель газодинамічних процесів з моделлю хімічної кінетики вибухового горіння, динаміка якої безпосередньо впливає на ефекти газового вибуху, що дозволяє прогнозувати параметри формування й поширення УПХ, а також параметри динамічного навантаження на конструкції будівель та споруд [220 – 224].

Таким чином, проведений аналіз показує необхідність розробки раціональної моделі чисельного рахунку вибухового горіння, заснованого на процесах хімічної кінетики для встановлення початкових параметрів УПХ, що генеруються аварійними вибухами у протяжних спорудах, що є необхідним для оцінювання наслідків газоповітряних вибухів і застосування необхідних захисних заходів щодо забезпечення безпеки персоналу й конструкцій споруд.

1.3 Узагальнення методик визначення динамічних навантажень від аварійних вибухів і методів моделювання вибухового навантаження

Один з основних факторів силового впливу ударної повітряної хвилі на вибухозахисні споруди є механічний імпульс навантаження конструкції. Поряд з уражуючим фактором – надлишковим тиском в ударній хвилі, її силовий імпульс має величезний вплив на втрату стійкості будівельних конструкцій [148,

185]. Це пояснюється значним часом дії фази стискування в ударній повітряній хвилі, які порівнюються з періодами власних коливань конструкції, й викликає необхідність закладати в проекти розрахунки на імпульсні навантаження й оцінювати їхнє значення [149 – 151].

Для експериментального вимірювання імпульсу УПХ в умовах підземних споруд у роботі [152] розроблений вимірювальний пристрій, який дозволяє виконувати вимірювання в умовах багатофронтових УПХ. За даними, наведеними у роботі, розбіжності результатів вимірювання з теоретичними розрахунками не перевищують 23 %.

На сьогодні дуже ефективними теоретичними методами досліджень фізичних процесів є проведення чисельних експериментів, які, незважаючи на мінімальні спрощення, також потребують експериментальної перевірки. У роботі [153] результати чисельних досліджень розподілу надлишкового тиску при вибухах у газових топках порівнюються з результатами моделювання вибуху на експериментальній установці, що має геометрію топки.

1.3.1 Визначення динамічних характеристик вибухових навантажень

В аварійних ситуаціях при потенційній загрозі вибуху силовий вплив на вибухостійку споруду розраховують за спеціальними методиками. На сьогоднішній день в Україні для підземних виробок діє методика визначення параметрів УПХ при вибухах рудничної атмосфери, яка заснована на напівемпіричних залежностях, отриманих в натурних експериментах як окремий випадок рівняння Ренке – Гюгоньо [173].

Зараз продовжуються дослідження методів розрахунку поширення УПХ по мережі гірничих виробок і прогнозування їх впливу на інженерні споруди [174 – 178]. У практиці промислового будівництва й військової справи накопичений великий досвід вивчення впливу ударної повітряної хвилі на інженерні споруди. Однак кількісні параметри, отримані в результаті цих аналітичних досліджень, розрахунку чи експерименту, і підходи до встановлення факторів, що впливають на руйнування споруд, значно відрізняються. В усіх роботах сило-

вий вплив ударної повітряної хвилі на споруду оцінюється за квазістатичним надлишковим тиском у прямій і відбитій хвилі. Динамічну складову силового впливу оцінюють за різними фізичними параметрами.

У роботі [179] і в нормативному документі [306] динаміку процесу характеризує підвищувальний коефіцієнт динамічного впливу, який у [306] вибирають залежно від пружно-пластичних властивостей вибухозахисних споруд (в межах 1,3...1,8). У роботі [179] цей коефіцієнт (1...2) встановлюють залежно від оцінювання часу дії ударного навантаження, методика обчислення якого не наведена. У роботі [180] динаміка процесу оцінена за тривалістю фази стиснення τ_+ ударного імпульсу. Наведені залежності для визначення τ_+ , але не вказано, як враховувати цей час у визначенні навантаження на споруду.

За підсумками досліджень в роботах [181 – 185] зроблено висновок, що механічне пошкодження споруд під впливом ударних повітряних хвиль є функцією їх імпульсу і надлишкового тиску. Причому підходи і методики визначення імпульсу ударної хвилі сильно відрізняються (табл. 1.1).

Таблиця 1.1 – Порівняльний аналіз методик визначення параметрів відбитої ударної повітряної хвилі та її імпульсу

Літературне джерело	Розрахунок надлишкового тиску у відбитій хвилі $\Delta P_{відб}$	Розрахунок імпульсу ударної повітряної хвилі I
1	2	3
[186, с. 96]	–	$I = \frac{246\sqrt{m}}{r}$ (у прямій УПХ), де m – маса тротилового еквівалента вибуху газової суміші; r – відстань від центру хмари до точки вимірювання
[182, с. 195]	$\Delta \bar{P}_{відб} = 2\Delta \bar{P}_{пр} + \frac{(\gamma + 1)\bar{P}_{пр}^2}{2\gamma + (\gamma - 1)\bar{P}_{пр}},$ де $\Delta \bar{P}_{відб}$ – відносний надлишковий тиск у прямій (падаючій) хвилі; γ – показник адиабати газового середовища	$I = \frac{\sqrt{2ME}}{4\pi r^2}$ (у прямій УПХ), де M – сумарна маса заряду конденсованої ВР; r – відстань від центру хмари до точки вимірювання; E – енергія вибухового перетворення

Продовження таблиці 1.1

1	2	3
[76, с. 15, 36]	$\Delta P_{\text{відб}} = \Delta P_{\text{пр}} \left(2 + \frac{6}{1 + 7 P_a / \Delta P_{\text{пр}}} \right),$ <p>де $\Delta P_{\text{пр}}$ – надлишковий тиск у прямій хвилі; P_a – атмосферний тиск</p>	$I = E \frac{\gamma - 1}{S \cdot c_a} \left(1 + \frac{P_a}{(\gamma - 1) \rho_{\text{ВР}} Q} \right)$ <p>(у прямій УПХ, для конденсованої ВР), де E – потенційна енергія заряду; γ – показник адіабати газового середовища; S – площа перерізу виробки, $\rho_{\text{ВР}}$ – щільність ВР; c_a – швидкість звуку в повітрі</p>
[185, с. 53]	$\Delta P_{\text{опр}}(t) = 2,5 \Delta P_{\text{пр}} (1 - t/\theta),$ <p>де θ – ефективний час дії ударної повітряної хвилі, $\theta = 0,195 \cdot 10^{-3} r_0 (1 + 1,28 r/r_0)$, с. де r_0 – початковий радіус хмари газоповітряної суміші; r – відстань від епіцентру вибуху до точки визначення тиску</p>	$I = 0,2 r_0 \rho_0 \sqrt{q_v} (0,1 + 0,4 r/r_0)$ <p>(у прямій хвилі), де r_0 – початковий радіус хмари газоповітряної суміші; r – відстань до точки визначення імпульсу; q_v – питома теплота вибуху, ρ_0 – щільність вибухової суміші</p>
[183, с. 145 – 146]	Надлишковий тиск у відбитій хвилі визначався чисельним рішенням системи рівнянь одномірної газової динаміки в безрозмірному виді методом псевдов'язкості й методом рухливих сіток	$I = \frac{2}{3} \frac{\rho_{\text{вв}}}{\rho_0} \sqrt{\frac{2 Q_{\text{вв}} \rho_0}{P_0}} \frac{1}{\lambda_c^2}$ <p>(у відбитій хвилі, для сферичної камери), де $\rho_{\text{ВР}}$, $Q_{\text{ВР}}$ – щільність і маса ВР; λ_c – безрозмірна координата в лагранжевих змінних</p>
[184]	–	Імпульс визначають за емпіричною формулою, що отримана з лабораторного експерименту: $I = \sqrt[3]{C} f \left(\frac{\sqrt[3]{C}}{R} \right),$ <p>конкретний вид функції f не визначений; де C – маса; R – відстань від заряду.</p>

З табл. 1.1 видно, що в розглянутих роботах імпульс сили УПХ визначають тільки в прямій хвилі, у роботі [183] імпульс у відбитій хвилі визначають для умов сферичної камери. Амплітуду відбитої хвилі визначають в основному для джерел вибуху конденсованих ВР [181, 182] або для умов відкритих просторів [184 – 186].

У будівельній галузі, при проектуванні будинків і споруд вибухонебезпечних виробництв, згідно зі СНиП 2.10.07 – 85*, потрібно враховувати вибухові впливи на будівельні конструкції, але сам норматив не дає роз'яснення щодо рекомендованої методики визначення величин вибухових навантажень [97, 147]. Галузеві рекомендації, як показано вище, не дозволяють визначити величини вибухового навантаження з урахуванням складної ударно-хвильової картини поширення вибухової хвилі [66, 176]. Однією з причин такого становища є застосування спрощеної схеми розрахунку впливу вибуху, яка зводиться до заміни динамічного навантаження на квазіеквівалентне йому за дією статичне навантаження [148, 150]:

$$P_e = P_{\max} \cdot K_d, \quad (1.15)$$

де P_{\max} – максимальне значення динамічного навантаження;

K_d – коефіцієнт динамічності, що дорівнює максимальному значенню функції динамічності $T(t)$, яка описує рух перерізів конструкції в часі.

Адекватність заміни динамічного навантаження на статичну визначається правильністю визначення коефіцієнта динамічності для кожного конкретного випадку [149]. Нормативні методики розрахунку вибухових навантажень припускають застосування усереднених значень даного показника.

У роботі [146] показана значна похибка такої методології і визначена область її застосування як початкового (грубого) наближення. Ці висновки отримані таким чином [146]: рух конструкції в стадії пружних деформацій описується рівнянням

$$\frac{d^2 T}{dt^2} + \omega^2 \cdot T(t) = \omega^2 \cdot f(t), \quad (1.16)$$

де ω – кругова частота власних коливань конструкції;

$f(t)$ – функція динамічного навантаження в часі, $f(t) = P(t) / P_{\max}$;

$T(t) = S(t) / S_{\max}$ – переміщення конструкції (функція динамічності);

$S_{\text{макс}}$ – зміщення конструкції при статичній дії навантаження $P_{\text{макс}}$.

Розв'язання рівняння (1.16) при нульових початкових умовах має вигляд:

$$T(t) = \omega \cdot \left(\sin \omega t \cdot \int_0^t f(u) \cdot \cos \omega u \cdot du - \cos \omega t \cdot \int_0^t f(u) \cdot \sin \omega u \cdot du \right). \quad (1.17)$$

Чисельне інтегрування виразу (1.17) дає функцію переміщення конструкції під дією сили у часі. Максимальне значення функції переміщення $T(t)$ є коефіцієнтом динамічності K_D . Для визначення коефіцієнта динамічності необхідно знати частоту основного тону власних коливань конструкцій ω . Фізичний сенс функції динамічності полягає в тому, що вона описує переміщення в центральній точці конструкції при впливі на неї динамічного навантаження. Вплив форми імпульсу на коефіцієнт динамічності можна отримати шляхом інтегрування рівняння (1.16) і побудови часових залежностей функції динамічності (рис. 1.5).

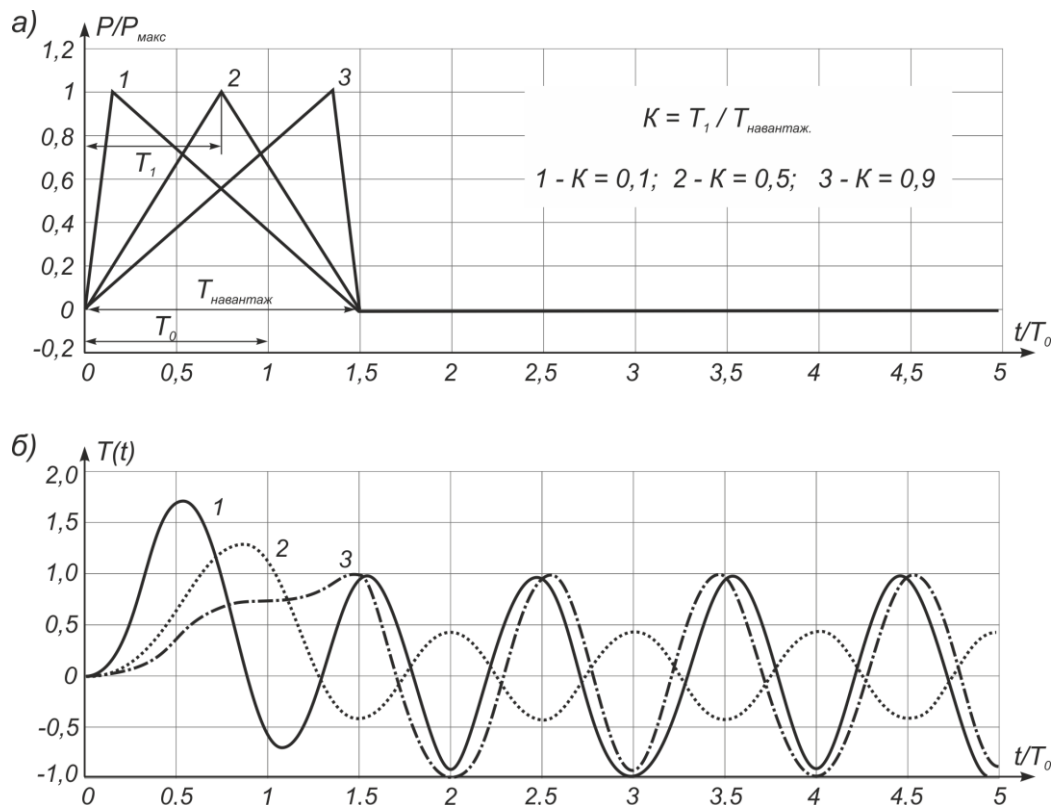


Рисунок 1.5 – Функції динамічності для трьох типів імпульсу (різна форма, однакове значення): T_0 – період власних коливань конструкції; $T_{\text{навантаж}}$ – тривалість навантаження; а) часові залежності; б) функція динамічності

На графіках (рис. 1.5) тривалість навантаження прийнята рівною $T_{\text{навантаж}}=1,5T_0$. Час наростання навантаження дорівнює: $T_1=0,1T_{\text{навантаж}}$, $T_1=0,5T_{\text{навантаж}}$, та $T_1=0,9T_{\text{навантаж}}$. Відповідні коефіцієнти динамічності (максимальні значення $T(t)$) становлять: $K_0=1,7267$; $K_0=1,2879$ та $K_0=0,99$. З цього видно, що форма навантаження істотно впливає на значення коефіцієнта динамічності (для даного співвідношення між тривалістю навантаження і періодом власних коливань конструкції, яке було прийнято рівним $T_{\text{навантаж}} / T_0 = 1,5$).

Таким чином, перше динамічне навантаження першої форми з максимальним тиском $P_{\text{макс}}$ приведе до відхилення конструкції в $K_0=1,7267$ разів більшого, ніж при статичному на неї впливі тиску зі значенням $P_{\text{макс}}$. А динамічне навантаження з третьою формою відхилить конструкцію максимум на $K_0 \cdot S_{\text{макс}}=0,99 \cdot S_{\text{макс}}$, де $S_{\text{макс}}$ – зміщення конструкції при статичній дії на неї навантаження $P_{\text{макс}}$. Тобто динамічний вплив навантаження з першою формою істотно небезпечніше для конструкції (прогин конструкції буде на 72 % більше), ніж динамічний вплив навантаження з третьою формою [146].

На рис. 1.6 наведені значення коефіцієнтів динамічності для різних співвідношень між тривалістю навантаження і періодом власних коливань конструкції для п'яти видів навантаження. З графіків (рис. 1.6) видно, що часовий характер навантаження впливає на коефіцієнт динамічності тільки при співвідношеннях між тривалістю навантаження і періодом власних коливань конструкції понад $0,5 \cdot T_0$, що характерно для ударних повітряних хвиль. Приклад коефіцієнта динамічності для таких навантажень наведено на графіку рис. 1.7 [146].

Оскільки спрощена схема розрахунку вибухового навантаження не дозволяє визначити форму імпульсу, то точність розрахунку дуже низька і, як наслідок, виникає невизначеність в розрахунковій величині руйнівних навантажень. Щоб усунути цю проблему, була введена імовірнісна складова – пробіт-функція (Pr), яка визначає ймовірність досягнення тієї чи іншої небажаної події (рис. 1.8).

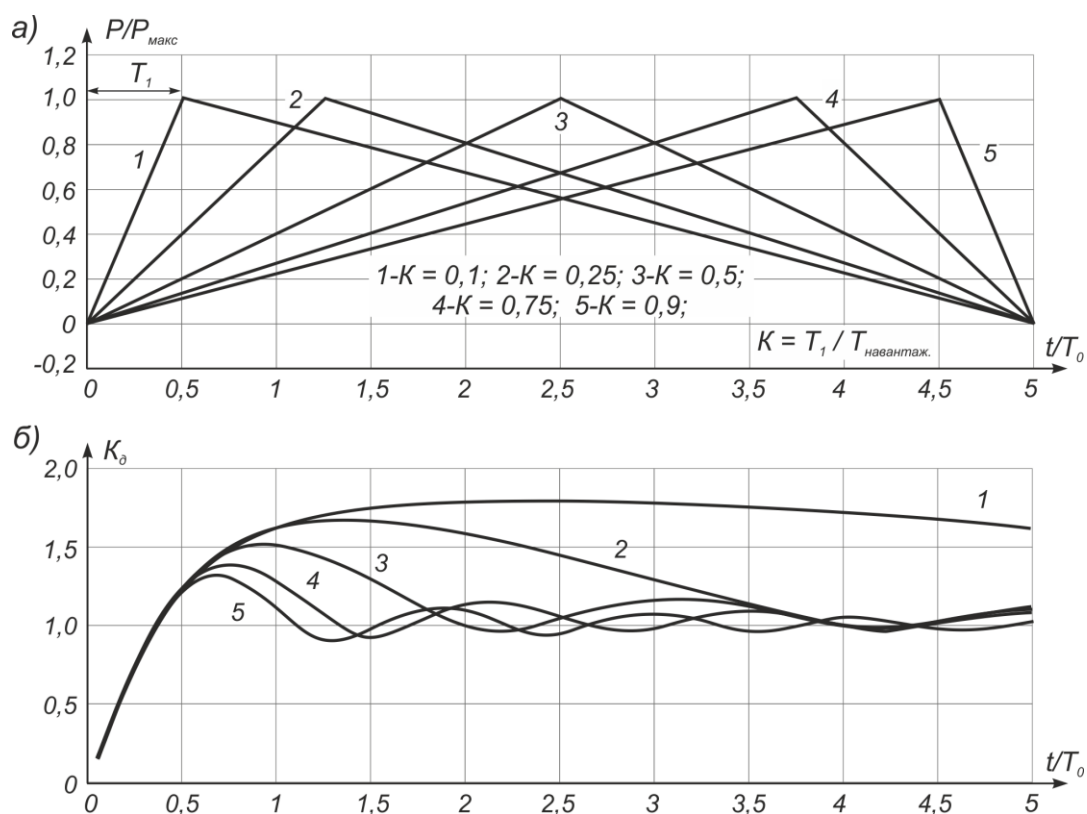
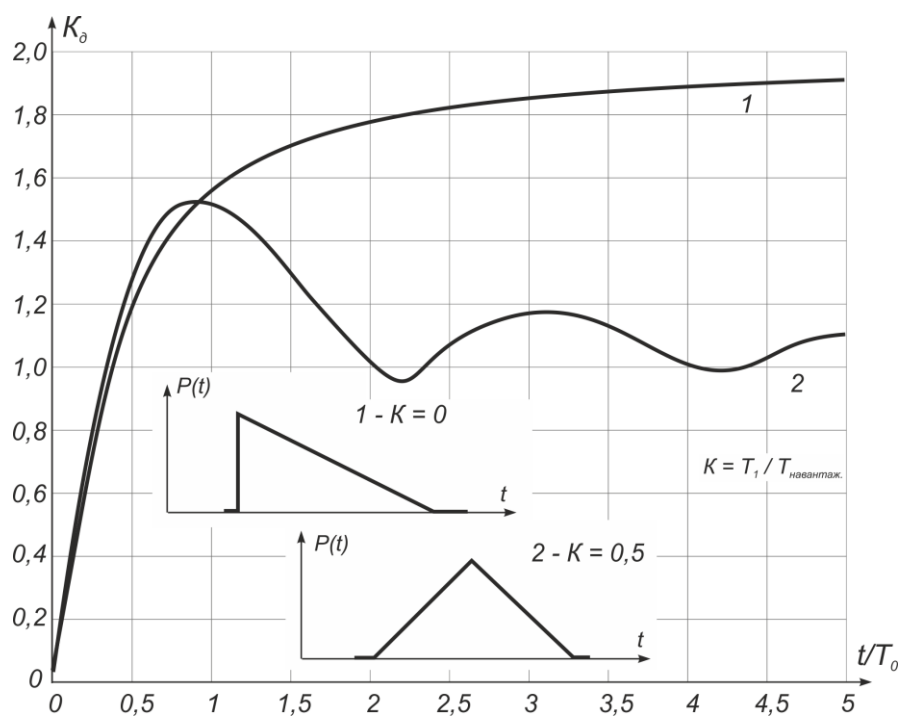


Рисунок 1.6 – Коефіцієнти динамічності для п'яти типів імпульсу:

а) часові залежності навантаження; б) функція динамічності



Наприклад, ймовірність повного руйнування промислової будівлі визначається наступним значенням пробіт-функції:

$$Pr = 5 - 0,22 \cdot \ln(V), \quad V = \left(\frac{40000}{P} \right)^{8,4} + \left(\frac{460}{I} \right)^{9,3}, \quad (1.18)$$

де P – максимальний тиск в УПХ, Па;

I – іпульс УПХ, Па·с.

Імовірність ураження людини:

$$Pr = 5 - 0,26 \cdot \ln(V), \quad V = \left(\frac{17500}{P} \right)^{8,4} + \left(\frac{290}{I} \right)^{9,3}. \quad (1.19)$$

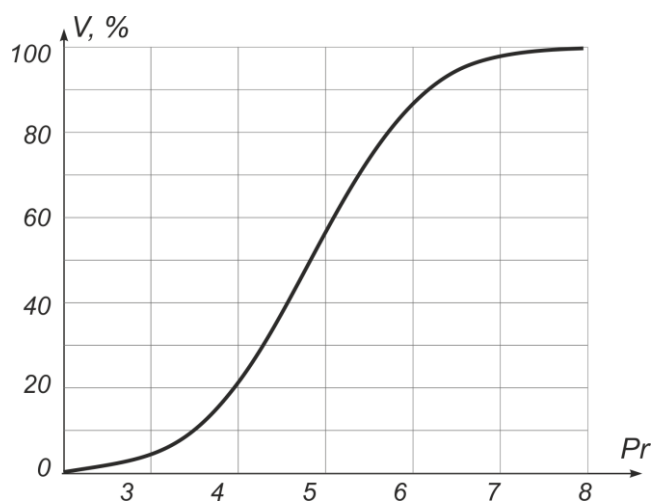


Рисунок 1.8 – Зв'язок між імовірністю ураження (V , %) та значенням пробіт-функції (Pr)

Таким чином, для виключення невизначеності в результатах розрахунку вибухових навантажень необхідно розробити методи прямого обчислювання ударно-хвильового поля навантаження будівельної конструкції, що дозволяють виконувати чисельні методи моделювання фізичних процесів.

1.3.2 Методи створення механічних імпульсів вибухового типу для зіставлення із чисельними розрахунками

Дослідження параметрів імпульсів, переданих захисній конструкції під час вибуху конденсованих або газових речовин, належать до числа найбільш складних завдань механіки [39]. Швидка зміна параметрів процесу в часі, наявність хвильових фронтів – все це істотно ускладнює дослідження й змушує вдаватися до ряду припущень, що спрощують завдання, та гіпотез, що підлягають експериментальній перевірці [145]. У зв'язку із цим зростає роль експериментальних досліджень, на основі яких можна одержати необхідні дані про параметри імпульсного навантаження для порівняння з розрахунковими чисельними методами. Особливо значні труднощі виникають у дослідженнях, пов'язаних з вивченням процесу впливу на конструкції субмікросекундних імпульсів помірної інтенсивності – $0,1 \dots 1,0$ кПа·с, тому що відсутні експериментальні методи створення на відносно великих площах ($\sim 1 - 10$ см²) таких імпульсів.

Найповніше імпульсне навантаження характеризується величиною питомого імпульсу тиску J_s , максимальним тиском і часом впливу t_H . Як показано в роботах [40 – 42], якщо час дії динамічного тиску замалий порівняно з характерним часом порушення коливач об'єкта випробувань, то навантаження визначається тільки питомим імпульсом. Крім цього, необхідно забезпечити можливість навантаження фрагмента поверхні конструкції, а також забезпечити одночасність впливу на всі ділянки поверхні навантаження. Розглянемо можливість використання наявних методів навантаження для досягнення такої мети. Перші експериментальні методи створення динамічних навантажень були засновані на принципах гідроудару [43, 44]. У роботі [43] описана одна з експериментальних установок, на якій отримано швидкості наростання тиску від 50 до 1000 МПа/с. Істотним недоліком такого способу навантаження є наявність механічного пристрою (клапана) з обмеженою швидкістю спрацьовування. Напівширина імпульсу тиску, отриманого в роботі [43], становила величину близько 0,002 с. Крім

того, навантаження різних ділянок конструкції здійснювалося в різні моменти часу, що відповідають моменту приходу ударної хвилі, яка обтікає зразок.

Подальший розвиток цього методу йшов шляхом заміни механічного способу створення гідроудару електричним [45 – 48]. Істотним недоліком цього способу є те, що випробування моделі супроводжується навантаженням, відбитим від стінок камери ударними хвилями, що вносить додаткові труднощі в інтерпретацію експериментальних результатів. Використання методу гідроудару є доцільним, на наш погляд, тільки для випробувань моделей і малогабаритних фрагментів конструкції.

Широкого поширення одержали методи створення динамічних навантажень, що використовують ударну хвилю повітряного або підводного вибуху [49, 50]. На певній відстані від випробовуваної конструкції розміщується заряд вибухової речовини, підірвання якого формує ударну хвилю на відстані 10 – 11 радіусів заряду від епіцентру вибуху. Її параметри пов'язані з масою заряду й радіусом сферичного фронту залежностями, наведеними в роботі [51]. Основними параметрами ударної хвилі є тиск у фронті P_ϕ , тривалість фази стискання t_+ , величина імпульсу тиску в прямій і відбитій хвилях. Недолік методу відкритого вибуху полягає в тому, що параметри динамічного навантаження – тиск, імпульс, тривалість – є однозначно взаємозалежні, тому не можна довільно міняти, наприклад, один з них, залишаючи незмінними інші. Крім того, залежності $P_s(t)$, що характеризують зміну тиску в часі на площадках, розташованих під різними кутами до напрямку поширення фронту хвилі, є складними функціями, що залежать від конфігурації поверхні й взаємного розташування вибухової речовини й конструкції. Складність часової залежності $P_s(t)$ пов'язана з тим, що протягом часу $t_g = R/D_\phi$, де R – характерний розмір конструкції, D_ϕ – швидкість фронту ударної хвилі, відбувається дифракція ударної хвилі, що супроводжується виникненням нестационарного тиску на поверхні конструкції.

Найбільш істотним недоліком є те, що за допомогою даного методу неможливо досягти малих часів навантаження ударними хвилями високої інтен-

сивності, тому що P_ϕ і t_+ пропорційні величині заряду вибухової речовини. Для точечного вибуху в інтервалі $P_\phi \geq 1,0$ МПа результати аналітичного рішення повітряної ударної хвилі добре описуються формулами [52]:

$$P_\phi = 6,70 \frac{q}{R_\phi^3} + 1; \quad P_\phi \geq 1,0 \text{ МПа}; \quad (1.15)$$

$$P_\phi = 0,975 \frac{\sqrt[3]{q}}{R_\phi} + 1,455 + \frac{\sqrt[3]{q^2}}{R_\phi^2} + 5,85 \frac{q}{R_\phi^2} - 0,019; \quad 0,01 < P_\phi < 1,0 \text{ МПа}; \quad (1.16)$$

$$t_+ = 1,5 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt[6]{q} \cdot \sqrt{R_\phi}, \text{ с}, \quad (1.17)$$

де q – вага заряду в одиницях тротилового еквівалента;

R_ϕ – відстань у метрах від центру заряду.

Так, при вибуху тротилу $q = 1$ кг на відстані $R_\phi = 1$ м реалізується максимальний тиск $R_\phi = 0,83$ МПа, з тривалістю позитивної фази стиску $t_+ = 1,5 \cdot 10^{-3}$ с.

З наведених оцінок ясно, що реалізувати режим імпульсного навантаження конструкції неможливо, тому даний метод використовується, як правило, для випробувань динамічними навантаженнями.

Аналогічний висновок можна зробити щодо методу навантаження шляхом використання підводного вибуху. У роботі [53] наведений великий матеріал, заснований на експериментальних результатах і методі подібності фізичних величин, що дозволяє розраховувати параметри ударних хвиль у воді залежно від характеристик вибухових речовин і геометричних даних. Так, зміна тиску в даній точці середовища після приходу ударної хвилі визначається формулою:

$$P = P_\phi \cdot e^{-\frac{t}{\theta}}, \quad (1.18)$$

де R_ϕ – тиск в ударній хвилі, кг/см²;

θ – тимчасовий параметр, що характеризує швидкість падіння тиску.

Величина R_ϕ , щільність імпульсу енергії в ударній хвилі визначаються такими залежностями:

$$P_{\phi} = k \left(\frac{\sqrt[3]{q}}{R_{\phi}} \right)^{\alpha}; \quad j = \sqrt[3]{l} \cdot \left(\frac{\sqrt[3]{q}}{R_{\phi}} \right)^{\beta}; \quad E_f = m \cdot \sqrt[3]{q} \cdot \left(\frac{\sqrt[3]{q}}{R_{\phi}} \right)^{\gamma}, \quad (1.19)$$

де q – вага сферичного заряду вибухової речовини, кг;

R_{ϕ} – відстань від центру заряду, м;

α, β, γ – параметри, значення яких представлені в табл. 1.2.

Таблиця 1.2 – Параметри змінних для різних вибухових речовин

Вибухова речовина	P_{ϕ} , кг/см ²		j , кг·с/см ²		E_f , кг·с	
	$10^{-4} k$	α	l	β	$10^{-3} m$	γ
Тротил	0,0533	1,13	0,0588	0,89	0,083	2,05
Порошковий тротил	0,0520	1,15	0,0643	0,98	0,100	2,10
Пентоліт	0,0555	1,13	0,0926	1,05	0,106	2,12

Величину θ для кожного типу вибухових речовин можна визначити за представленим у роботі [53] графіком. Так, для тротилу відношення θ/q лінійно падає від значення 0,18 до 0,0655 мс/кг^{1/3} при зміні величини відносини $q^{1/3}/R_{\phi}$ від 0,0755 до 2,0 кг^{1/3}/м. Наприклад, для тротилового заряду вагою $q = 1$ кг на відстані $R_{\phi} = 1$ м $\theta = 0,18$ мс, $R_{\phi} = 53,3$ МПа, $j = 0,0588$ кг·с/см². Виходячи з формули (1.4) можна визначити, що тривалість позитивної фази навантаження для розглянутого прикладу дорівнює $6 \cdot 10^{-4}$ с.

Більш гнучким є метод, при якому на модель впливає ударна хвиля, сформована в каналі ударної труби підривної дії. Експериментальний комплекс і методика проведення експериментів з використанням ударної труби найдокладніше розглядаються в роботі [54]. При вибуху сферичного заряду в циліндричному каналі на відстані $\approx 2R_m$ (R_m – радіус каналу) формується плоска ударна хвиля. Тиск у фронті ударної хвилі, що рухається по ударній трубі відкритій з обох боків, може бути визначений за залежністю [55]:

$$P_{\phi} = 44 \frac{q}{SR_T} + 9,2 \left(\frac{q}{SR_T} \right)^{2/3} + 1,46 \left(\frac{q}{SR_T} \right)^{1/3}, \quad (1.20)$$

де S – площа поперечного перерізу каналу, м^2 .

Час дії позитивної фази стиснення обчислюється за формулою:

$$t_+ = 0,92 \frac{R_T}{c} - \sqrt{q / R_T S}, \quad (1.21)$$

де $c = 330$ м/с – швидкість звуку в повітрі при нормальних умовах.

Оцінювання тиску на фронті ударної хвилі й часу дії фази стискування показують, що при $R_m = 0,5$ м, $q = 1$ кг, $R_\phi = 13,0$ МПа, $t_+ = 2,2 \cdot 10^{-3}$ с.

Якщо при вибуху зарядів вибухових речовин у відкритому просторі тиск в УПХ залежить від маси заряду й відстані до центру заряду, то тиск в ударній трубі залежить від площі її поперечного перерізу, що дозволяє варіювати параметри навантаження в ширшому діапазоні. Експериментально встановлено, що на відстані від зрізу труби близько діаметра каналу й на відстані від осі $r = 2R_m$ фронт хвилі практично залишається плоским.

Для одержання коротких імпульсних навантажень на великій поверхні ($\sim 1 \text{ м}^2$) розроблені установки, що складаються з товстостінної циліндричної піддливної камери, до плоского кінця якої кріпляться декілька сопел із перетинами, що розширюються або звужуються. При вибуху в соплах формуються окремі ударні хвилі, тривалість яких визначається розмірами критичних перерізів. На деякій відстані від зрізу сопла ударні хвилі сходяться в одну, та впливають на експериментальну модель. Перекриваючи деякі сопла заглушками, можна одержати різний розподіл тиску на поверхні. У цьому випадку будуть отримані дуже короткі навантаження тривалістю порядку $10 - 30$ мкс [48]. Такий час впливу для багатьох конструкцій може вважатися імпульсним, що відкриває перспективи для використання такого методу навантаження для натурних випробувань.

У роботах [56, 57] листові вибухові речовини використовувалися для вивчення ефекту рухливості навантаження, тобто впливу спадання тиску, що переміщується з високою швидкістю. Для цього ініціювання вибухівки здійснювалося з одного краю. Рухлива хвиля стискання, що поширюється по оболонці

знизу нагору, створила залишкову вм'ятину, глибина якої збільшується в напрямку руху фронту детонації. Рухливе «смугове» навантаження також призводить до утворення вм'ятин наростаючої глибини, що не відповідає моделі відбиття ударної хвилі від абсолютно твердої стінки при миттєвому вибуху.

Таким чином, жоден з розглянутих методів не дозволяє одержувати можливість навантаження фрагмента конструкції одночасно по всій поверхні з метою фізичного моделювання миттєвого вибуху.

1.4 Забезпечення безпеки при загрозі дії ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах

При проектуванні й експлуатації спеціальних споруд, схильних до впливу внутрішніх вибухів, особливого значення набувають методи й способи захисту персоналу й будівельних конструкцій від вибухових навантажень [194]. У багатьох відношеннях тяжкість наслідків газових вибухів буде визначатися ступенем локалізації уражуючих факторів і передусім – ударної повітряної хвилі. Для мінімізації цих наслідків у спорудах необхідно передбачати як елементи захисту від вибухових навантажень, так заходи для гасіння повітряних ударних хвиль [195]. Особливо це актуально для протяжних споруд метро, підземних АЕС, заводів з виробництва вибухових матеріалів, боєприпасів, на складах і сховищах вибухонебезпечних матеріалів, а також у підземних спорудах шахт і рудників, де існує небезпека виділення вибухових газів. Актуальність досліджень обумовлена також тим, що будівництво й експлуатація споруд різного класу наслідків повинна ґрунтуватися на результатах детального вивчення можливих видів навантажень, пошуку ефективних шляхів їхнього зменшення й використовувати економічно вигідні схеми захисту [58, 191 – 193].

Питання активного розсіювання ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах цивільного захисту вивчалися із самого початку утворення інститутів військово-промислового комплексу [59]. На сьогоднішній день відомо багато

способів гасіння УПХ і захисту від них у підземних виробках гірничих підприємств. Однак усі вони засновані на розміщенні у світловому прорізі виробки додаткових потужних захисних конструкцій, які сильно обмежують або унеможливають транспортування по цьому каналу й знижують його вентиляційний переріз. Так, наприклад, в [60] пропонується забезпечити захист установкою каскаду твердих перфорованих і податливих надувних захисних перегородок, які на 2/3 перекривають переріз виробки, по черзі з лівого й правого боку. Перші повинні знижувати надлишковий тиск від 1,6 до 0,2 МПа, другі з 0,2 до безпечних 0,006 МПа. У роботі [61] для гасіння застосовується поперечний екран на весь перетин виробки з вертикально й горизонтально закріплених ланцюгів і канатів. У роботі [62] гасіння здійснюється за допомогою парашутних систем, у центрі купола яких закріплені поліетиленові ємності з водою (рис. 1.9).

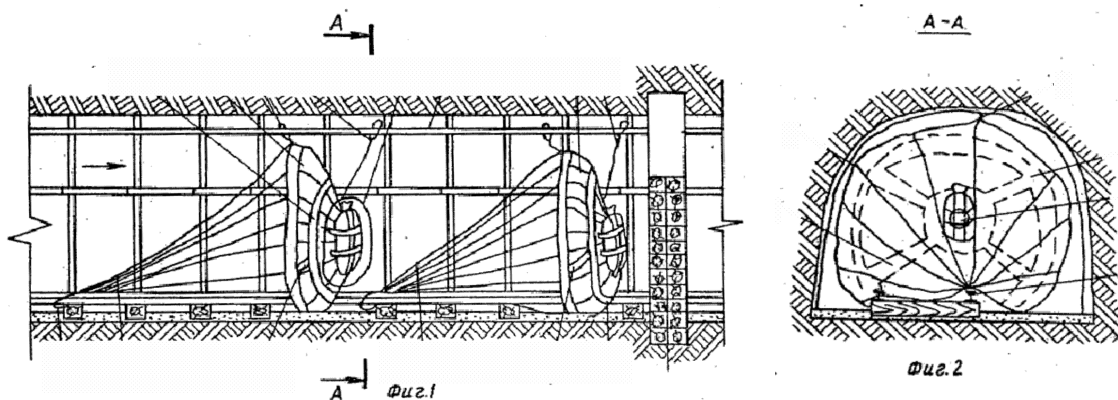


Рисунок 1.9 – Парашутна система гасіння ударних повітряних хвиль у гірничих виробках із зачепленням за рейки [62]

Подібна система представлена в роботі [63], де парашут встановлюється із зачепленням на спеціальних стійках (рис. 1.10). Парашутні системи не можуть повністю погасити сильну УПХ, їхнє завдання – знизити її інтенсивність перед вибухозахисною спорудою, зменшуючи навантаження на останню.

Аналогічне завдання й у буферних конструкцій, застосовуваних у гірничих виробках, систематизація й класифікація яких наведена в роботі [64]. Вони можуть мати тверду або податливу конструкцію. Тверда будується з дерев'яних шпал або кругляків (рис. 1.11).

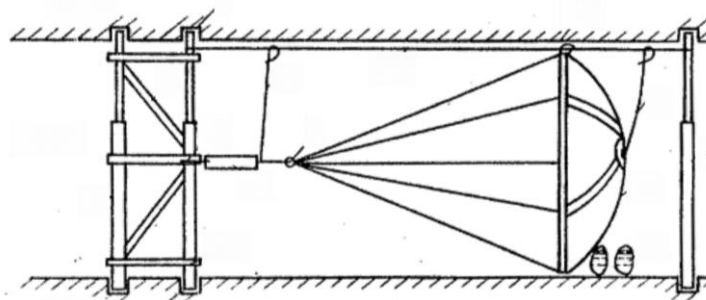


Рисунок 1.10 – Парашутна система гасіння ударних повітряних хвиль із зачепленням за стійкі [63]

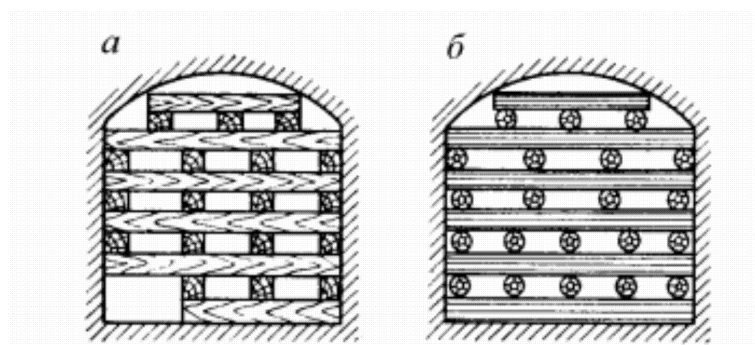


Рисунок 1.11 – Тимчасові конструкції для послаблення ударної хвилі у гірничих виробках: *a* – буферна зі шпал; *б* – буферна з кругляку

Буферні конструкції витримують надлишковий тиск на фронті ударної повітряної хвилі не більше 0,2 МПа. Податливі буферні захисні конструкції виготовляють із конвеєрної стрічки (рис. 1.12).

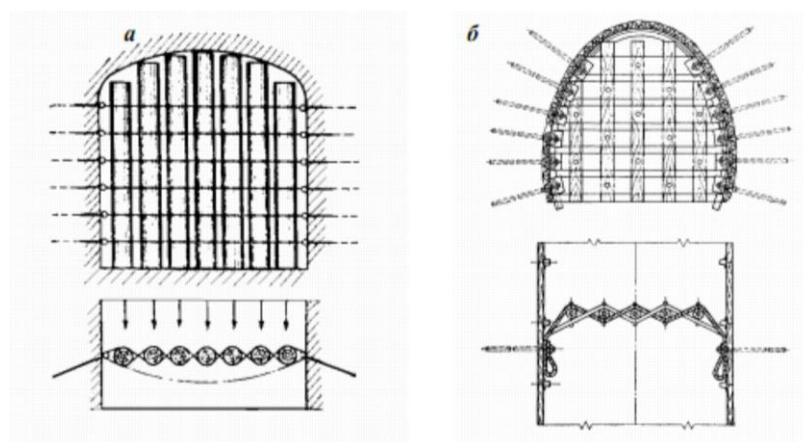


Рисунок 1.12 – Тимчасові гнучкі конструкції для послаблення ударної хвилі: *a* – щілинна з круглих дерев'яних стійок; *б* – щілинна з конвеєрної стрічки

Ослаблення УПХ такою конструкцією відбувається в результаті витрат енергії хвилі на подолання пружних деформацій, тертя між елементами конструкції й часткового відбиття хвилі. В основному такі конструкції застосовуються для захисту комунікацій при масових вибухах у рудних шахтах. У цій же роботі [64] пропонується полегшена захисна конструкція зі стрічок поліестеру, яка встановлюється для ослаблення УПХ перед захисною спорудою (рис. 1.13).

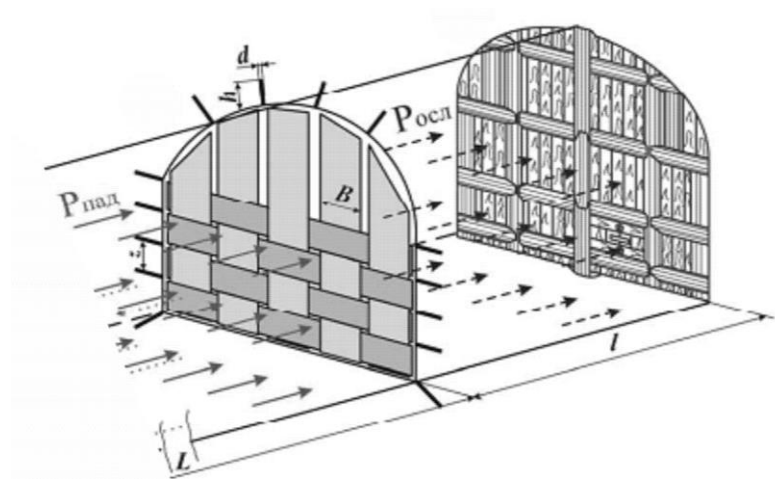


Рисунок 1.13 – Гнучка конструкція з поліестерної стрічки для послаблення УПХ перед вибухозахисною спорудою [64]

Одним з відомих способів захисту від сильних ударних повітряних хвиль, при застосуванні якого не захиращується прохідний переріз (але тільки до моменту аварійного вибуху), є спосіб, розроблений у Казанському державному архітектурно-будівельному університеті для споруд підземних АЕС [65]. У ньому протяжний канал 1 (рис. 1.14) обгинає спеціально підготовлений масив 4, який, при набіганні на нього фронту УПХ з реакторного залу 9, підривають заздалегідь закладеними в нього зарядами 5, 6. Зруйнований масив створює породну пробку в місці вигину 2 – 3, ізолюючи від вибуху технологічні приміщення. Додатково застосовуються падаючі двері 7, які підтримуються у відкритому стані стійкою 8.

Такий спосіб не є раціональним, тому що створює руйнування, порівнянні з дією УПХ, а від технологічного вибуху, призначеного для створення породної

пробки, також можуть постраждати люди. Для підземних споруд цивільної оборони захист вхідних тунелів від УПХ, як правило, здійснюється масивними дверними конструкціями. Однак вентиляційна система залишається постійно відкритою.

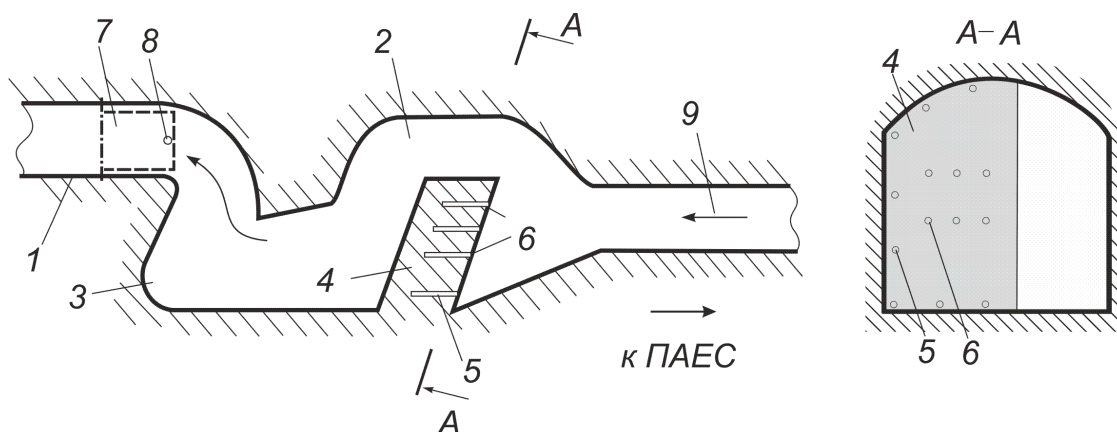


Рисунок 1.14 – Спосіб захисту від УПХ у споруді підземної АЕС:

1 – підземний канал; 2, 3 – частини каналу; 4 – частина масиву для утворення породного захисного закупорювання; 5 – свердловини послаблення масиву; 6 – заряди ВР; 7 – падаючі двері; 8 – стійка, що підтримує двері; 9 – напрямок поширення ударної хвилі [65]

У роботі [310] для захисту від затікання УПХ застосовується система розширювальних камер і відвідних каналів (рис. 1.15). Відвідні канали мають клапани-відсекателі, з часом спрацьовування 1...3 мс, які укорочують довжину хвилі до 0,5...1,5 м. При цьому основна частина енергії хвилі заходить у тупикову частину каналу й відбивається у зворотному напрямку. Така багатоходова система призначена для зниження надлишкового тиску до безпечного рівня, але застосовується вона для каналів з невеликими перерізами, не призначеними для переміщення людей.

На сьогоднішній день останніми опублікованими дослідженнями з розглянутої тематики є робота [310], в якій дослідження затікання й поширення ударних повітряних хвиль здійснювалися в умовах протяжних споруд цивільного захисту.

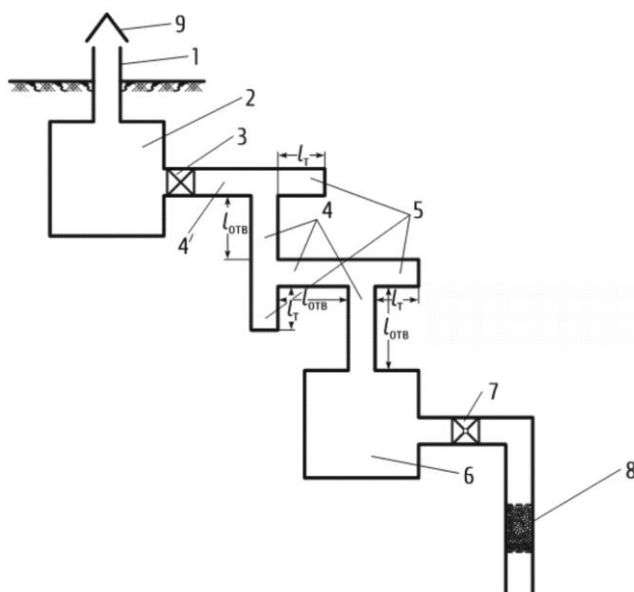


Рисунок 1.15 – Система захисту вентиляційної системи підземної споруди від УПХ: 1– оголовок вентиляційного каналу; 2, 6 – розширювальні камери; 3, 7 – клапани-відсікателі; 4, 4' – відвідні канали; 5 – тупикові канали; 8 – фільтр повітря; 9 – захисний ковпак [310]

У роботі [310] запропоновані й досліджені схеми гасіння УПХ звуженням каналу й зведенням додаткових споруд у каналі у вигляді перфорованого екрана, стисненого перерізу, діафрагми, дифузора тощо (рис. 1.16).

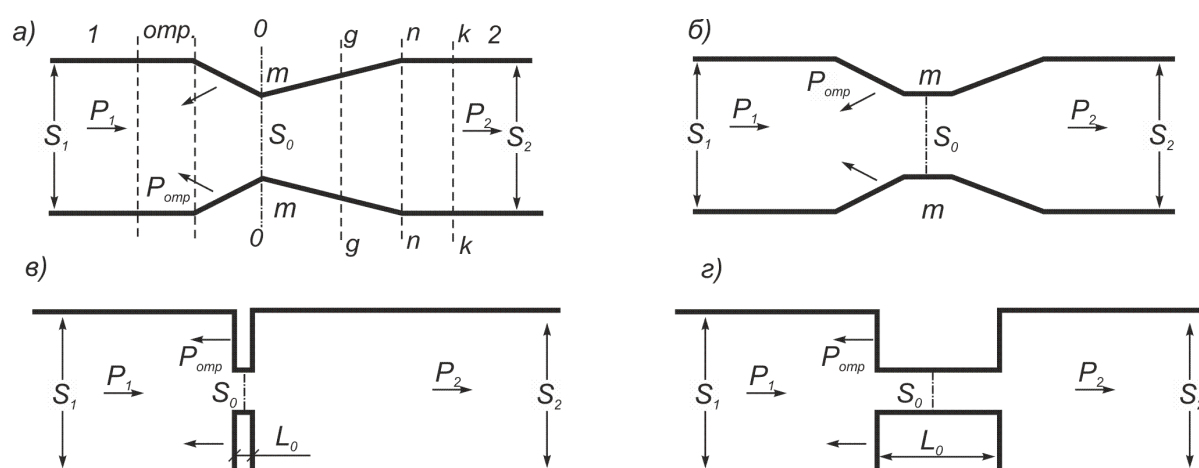


Рисунок 1.16 – Схеми гасіння ударних повітряних хвиль звуженням каналу:

- а) дифузор + діафрагма; б) дифузор + стиснутій перетин;
в) діафрагма; г) діафрагма + стиснутій перетин

У цій одномірній схемі взаємодії ударної хвилі з місцевим звуженням каналу виникають шість областей газу (рис. 1.16а), що характеризуються тиском P , щільністю ρ і швидкістю течії U . Для оцінювання параметрів газового потоку в цих областях у квазістатичній постановці завдання виконується аналітичне розв'язання системи дев'яти алгебраїчних рівнянь динамічної сумісності параметрів газового потоку до й після фронту УПХ. Фізична модель процесу отримана на підставі двох моделей, що характеризують затікання ударної хвилі із широкого каналу у вузький і далі з вузького каналу в широкий.

Однак падіння надлишкового тиску за звуженням (рис. 1.16а) може бути незначним через виникнення хвиль стиснення при косому відбитті ударної хвилі на площині дифузора – область *отр.* – 0 (рис. 1.16). Тиск, що дає хвиля на площину дифузора, завжди більше тиску у фронті цієї хвилі. Залежно від кута площини відбиття, тиск у прямій хвилі може й перевищувати його значення в падаючій. У цьому випадку утворюється хвиля Маха. Ця хвиля створює тиск, приблизно вдвічі більший, ніж на фронті прямої хвилі. Хвиля Маха (головна хвиля) рухається уздовж площини відбиття, затікаючи за завуження каналу (рис. 1.17).

Інакше кажучи, УПХ має властивості за певних умов (похилі площини відбиття до 50°) трансформуватися шляхом концентрації енергії в більш вузькому й стислому потоці й затікати за місцеві опори, переносячи енергію в завуження чи огинаючи їх. Таким чином, схеми захисту, що наведені на рис. 1.16а-б гасіння УПХ в деяких випадках можуть не працювати.

Більш ефективними у плані гасіння УПХ є прямокутні виступи (рис. 1.16в-г). Хвилі Маха в цьому випадку не утворюються, а відбита хвиля рухається у зворотному напрямку. Однак з технологічної точки зору, для виробничих споруд схеми зі зменшенням перерізу каналу є неприйнятними через створення незадовільних умов для руху транспорту і вентиляції.

У практиці проектування об'єктів цивільної оборони для гасіння УПХ були запропоновані розширювальні камери [310].

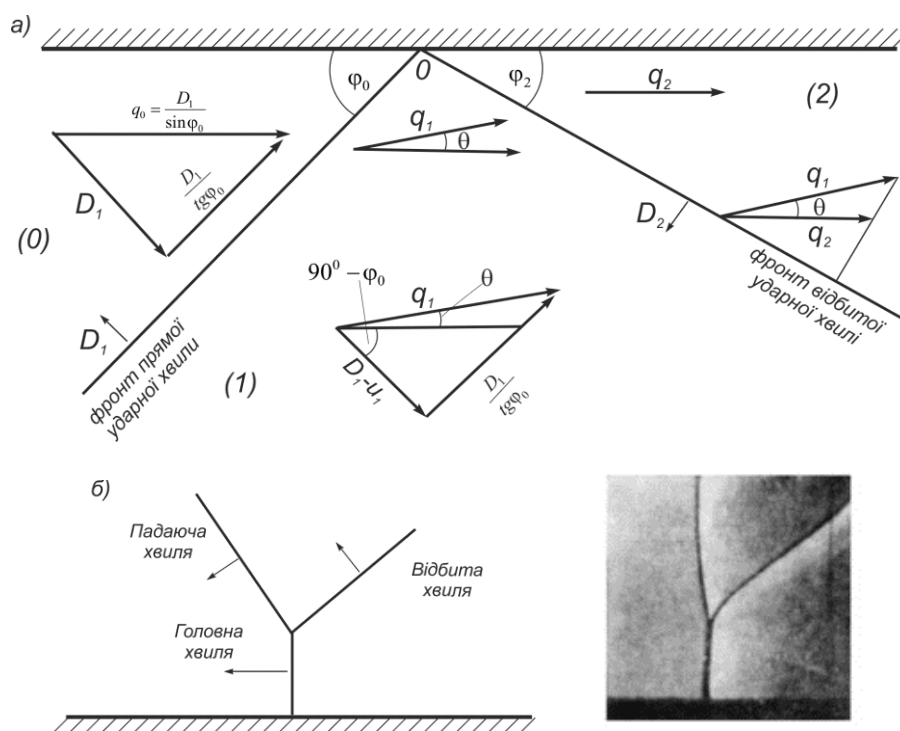


Рисунок 1.17 – Схема утворення нерегулярного відбиття УПХ: а) регулярне відбиття УПХ від жорсткої стінки; б) нерегулярне відбиття УПХ [317]

Найбільшого розповсюдження одержали камери з особливою конфігурацією (лінійні розміри камери кубічної форми значно більше ширини каналу) як демпфери стрибків тиску для захисту систем вихлопу й вентиляції дизельних установок від зовнішніх ударних хвиль (рис. 1.18).

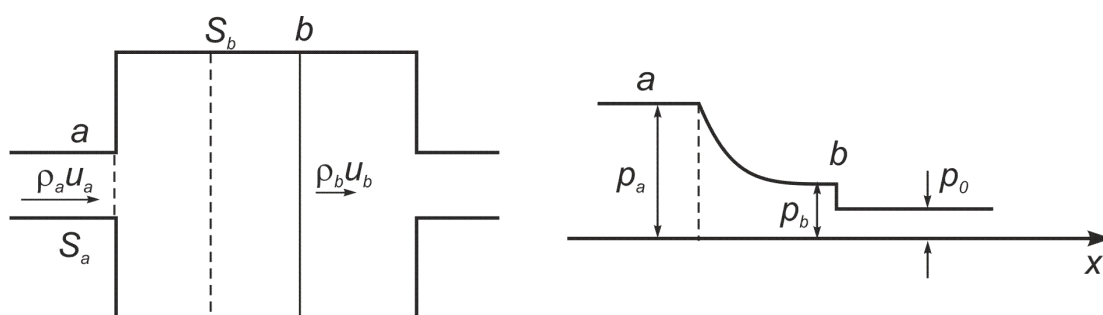


Рисунок 1.18 – Схема розширювальної камери великого відносного розміру та графік зміни параметрів УПХ в камері

У роботах К.П. Станюковича розглянуто варіант застосування довгих розширювальних камер у протяжних каналах на лінійних ділянках. Розрахунок ефективності гасіння даного способу був розглянутий на основі енергетичних

характеристик потоку як квазістатична задача. Втрати тиску у фронті вибухової хвилі розглядалася як втрата енергії в потоці речовини при виході з вузького каналу в широкий. Це припущення давало можливість пов'язати потік в області вузького й широкого каналу рівнянням збереження кількості маси:

$$\rho_a \cdot u_a \cdot S_a = \rho_b \cdot u_b \cdot S_b. \quad (1.27)$$

Витікання газу з вузького каналу в широкий відбувається за адіабатичним законом, тому можна записати:

$$\frac{p_b}{p_a} = \left(\frac{\rho_b}{\rho_a} \right)^k. \quad (1.28)$$

У підсумку була отримана неявна залежність, яка показувала, що надлишковий тиск у прямій хвилі, за інших обставин і умов, залежить тільки від співвідношення перерізів каналів:

$$\frac{u_a}{u_b} \left(\frac{p_a}{p_b} \right)^{\frac{1}{k}} = \frac{S_b}{S_a}. \quad (1.29)$$

У подальших роботах експериментально показано, що прийнятна ефективність такої схеми розширювальної камери можлива при співвідношенні: $S_b/S_a \geq 12,5$; $d_{p.к.} \geq \sqrt{12,5} \cdot d_{\kappa}$, тобто при наведеному діаметрі $d_{p.к.}$ не менше $3,5d_{\kappa}$ (діаметра вхідного каналу). Якщо від наведеного діаметра перейти до реальної ширини виробки при однаковій її висоті, то ширина розвантажувальної камери повинна бути більше ширини вхідного каналу в 5 – 7 разів. При цьому довжина розвантажувальної камери $L_{p.к.}$ повинна бути більше довжини вибухової хвилі, що впливає з рівняння (1.24), тому що розрахунок спирається на закон збереження кількості маси й виходить з того, що енергія всієї вибухової хвилі розподіляється в об'ємі камери. З огляду на те, що при газовому вибуху ударна хвиля надає руху значному об'єму повітряних мас, то довжина камери L_{κ} повинна становити не менше 30 діаметрів вхідного каналу: $L_{p.к.} \gg L_{\kappa}$ і $d_{p.к.} \gg d_{\kappa}$.

Таке співвідношення розмірів розвантажувальних камер і каналів дуже нетехнологічне для споруд цивільного захисту й тим більше для виробок гірничих підприємств.

При меншій ширині камери, згідно з експериментальними даними, тиск практично не зменшувався. Такий ефект досить логічний, тому що при газових вибухах різко зростає тиск у значних обсягах повітря і для його зниження шляхом розширення необхідні додаткові обсяги в десятки разів більше за вихідні. Тому ефективнішим буде використання хвильових властивостей надзвукового потоку для розсіювання його енергії.

Проблема обґрунтування раціональної конструкції споруди для гасіння хвиль в розглянутому випадку полягає в тому, що не повністю враховано ударно-хвильові ефекти, що відбуваються у розширювальній камері, зокрема не врахований процес утворення відбитої ударної хвилі від стінки камери при виході потоку з каналу [314]. Необхідно досліджувати можливість гасіння ударної хвилі в камерах з технологічно раціональними параметрами, а саме при співвідношенні наведених діаметрів $d_b/d_a \leq 2$.

Незважаючи на значний обсяг досліджень, питання про способи й схеми гасіння повітряних ударних хвиль у протяжних спорудах повністю не досліджене. У нормативних документах з проектування спеціальних споруд [67, 313] відсутні рекомендації з гасіння ударних повітряних хвиль і розсіювання її енергії за рахунок конструктивних і планувальних рішень, при повному збереженні технологічного перерізу каналу. Досвід подібних рішень розглянуто у роботах [68 – 71]. У роботі [71] в умовах гірничих виробок на видобувних ділянках вугільних шахт пропонується використовувати топологію мережі виробок як пасивний захист при вибухах газу.

Як показав проведений аналіз, недостатній обсяг досліджень спрямованих на гасіння УПХ у протяжних спорудах не дозволяє забезпечити розроблення й впровадження ефективних способів захисту, що веде до руйнування споруд і загибелі людей при виникненні аварійних вибухів.

Висновки до розділу 1. Постановка мети і завдань дослідження

Проведений аналіз раніше виконаних досліджень, пов'язаних з розрахунком поширення ударних повітряних хвиль і способів захисту від них, дозволив сформулювати такі висновки:

1. Використані в нормативних документах моделі миттєвого вибуху не повною мірою задовольняють різноманітним умовам розрахунку поширення ударних повітряних хвиль у каналах протяжних споруд.

2. Відповідно до сталої практики розрахунок початкового надлишкового тиску у фронті УПХ виконується на основі емпіричних формул, які не враховують динаміку формування хвилі й режимів вибухового горіння, що можливо при розрахунку хімічної кінетики згоряння газоповітряних сумішей.

3. Наявні в обчислювальних практиках моделі горіння застосовуються для розрахунків тільки ламінарного, факельного або іншого стаціонарного режиму згоряння газів. Ці моделі не враховують газодинамічні ефекти вибухового горіння.

4. Методики визначення вибухових навантажень на будівельні конструкції не враховують характеристики ударно-хвильового поля, яке створює УПХ, що призводить до значної розбіжності при оцінюванні вибухостійкості споруди.

5. Розглянуті наявні методи й методики створення механічних імпульсів навантаження конструкцій для моделювання дії УПХ не повністю відповідають навантаженню вибухового типу, що не дає можливості у повній мірі використовувати їх для верифікації математичних моделей цього процесу; це відбувається через відносно низьку швидкість наростання навантаження. Деякі з цих методів можна використовувати як модель динамічного навантаження.

6. Розроблені способи гасіння УПХ для захисту персоналу й комунікацій у протяжних спорудах засновані на розміщенні у світловому перерізі виробки додаткових захисних конструкцій, які обмежують або унеможливають процеси транспортування й знижують його вентиляційний переріз.

7. Практика застосування для цих цілей розширювальних камер поширена лише на системи вентиляції з невеликим перерізом каналів, не призначених для переміщення людей і транспорту.

8. Проведений аналіз виконаних раніше досліджень показав, що відсутність ефективних математичних моделей вибухового горіння не дозволяє прогнозувати наслідки дії уражуючих факторів аварійних вибухів у протяжних спорудах, тому розвиток наукових основ підвищення безпеки в протяжних спорудах при поширенні ударних повітряних хвиль є актуальним завданням.

У цілому ж наявні методики прогнозування параметрів поширення ударних повітряних хвиль в протяжних спорудах не в повній мірі дають можливість встановити ступінь безпеки персоналу і вибухостійкість споруд. Для вирішення даної проблеми в роботі прийнятий комплексний підхід до оцінювання і прогнозування параметрів небезпечного фактора газового вибуху – УПХ від формування до її дії на будівельну конструкцію (рис. 1.19).

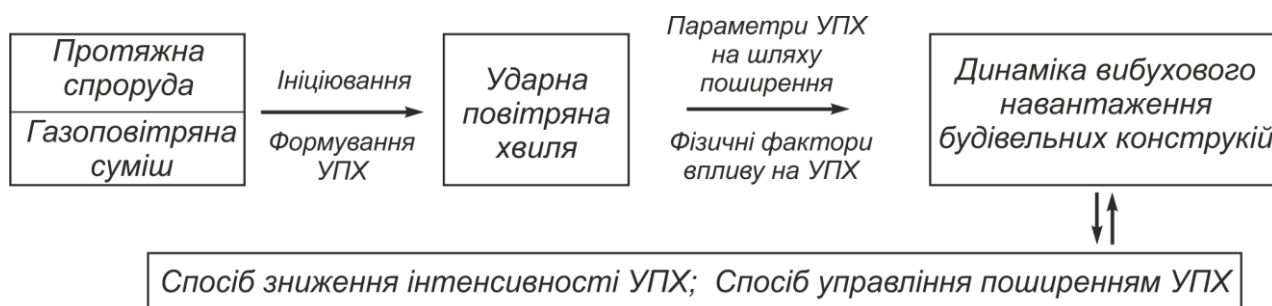


Рисунок 1.19 – Схема комплексного дослідження уражуючого фактора аварійного вибуху – ударної повітряної хвилі

У зв'язку з цим прийнята структурно-логічна схема дисертаційного дослідження, яка відображена на рис. 1.20.

Мета дослідження: підвищення безпеки експлуатації протяжних споруд при дії ударних повітряних хвиль за рахунок прогнозування наслідків методами чисельного моделювання й вдосконалення способів управління їх поширенням.

Структурно-логічна схема дисертаційного дослідження

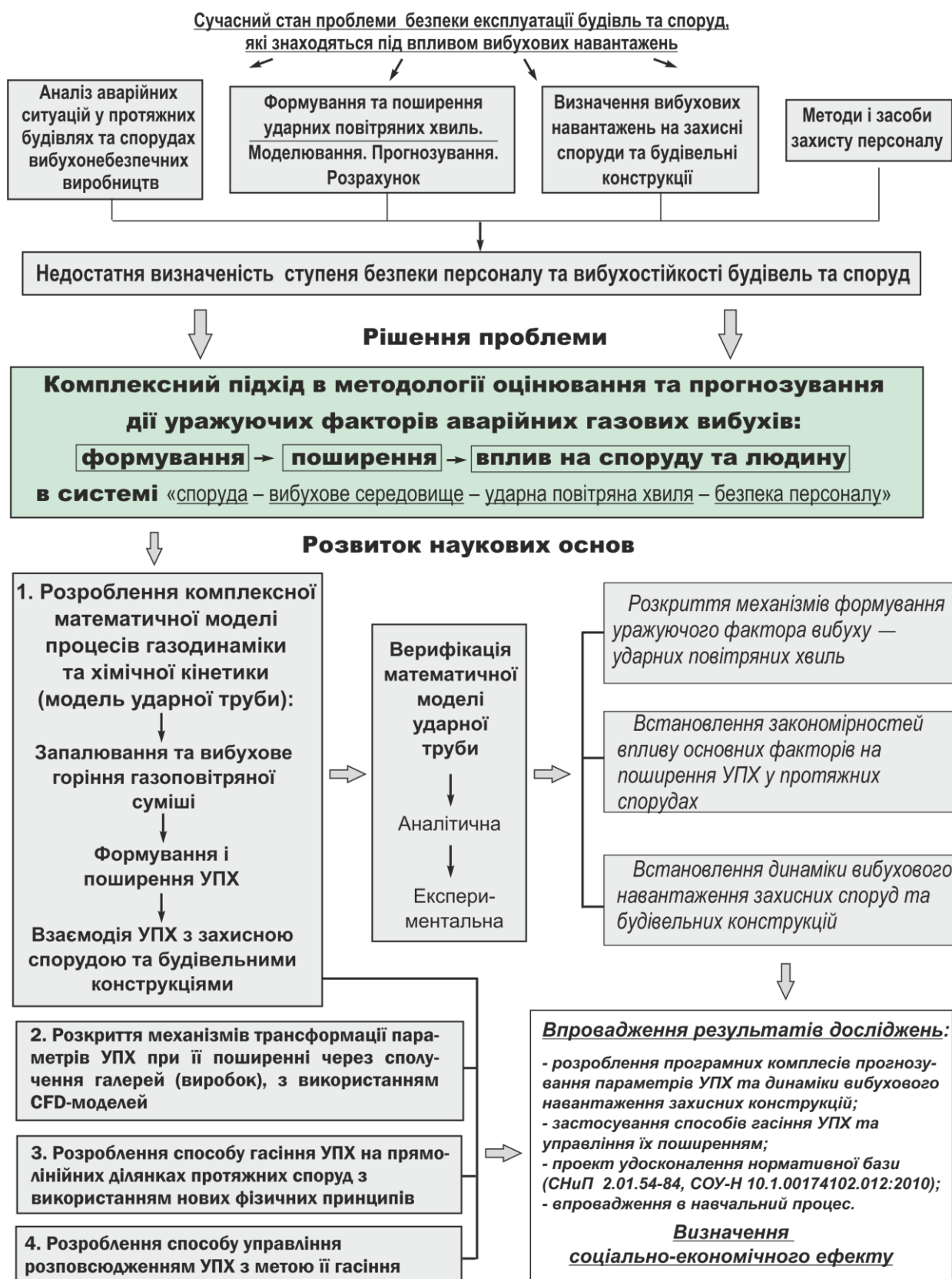


Рисунок 1.20 – Структурно-логічна схема дослідження формування, поширення і дії уражуючого фактора (УПХ) аварійних вибухів

Завдання дослідження:

1) провести аналіз сучасного стану методів розрахунку поширення ударних повітряних хвиль усередині протяжних споруд, у т.ч. способів чисельного моделювання вибухового горіння ГПС, фізичних методів моделювання вибухового впливу на захисну конструкцію для верифікації математичних моделей, та виконати огляд наявних способів гасіння ударних повітряних хвиль;

2) розробити методами чисельного моделювання комплексну математичну модель ударної труби для дослідження механізмів формування та поширення уражуючого фактора газових вибухів – ударних повітряних хвиль – у протяжних спорудах;

3) експериментальними методами провести верифікацію чисельного розрахунку силового імпульсу УПХ, переданої захисній споруді;

4) розробити ефективну модель детонаційного і дефлаграційного горіння газоповітряних сумішей з урахуванням хімічної кінетики реакції вуглеводнів з повітрям;

5) виконати верифікацію моделі вибухового горіння щодо результатів аналітичного розв'язання задачі запалювання газоповітряної суміші тепловим джерелом;

6) встановити закономірності в газодинамічних процесах, які виникають при поширенні ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах;

7) розробити спосіб зниження інтенсивності УПХ з використанням фізичних принципів, які відрізняються від створення прямої перешкоди руху газового потоку, та без розташування в перерізі каналу додаткових конструкцій;

8) дослідити можливість управління поширенням ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах.

Комплексна математична модель являє собою теоретико-множинну модель ударної труби (рис. 1.21).

Результати, наведені в розділі, опубліковані в таких роботах автора [72, 189, 262, 311].

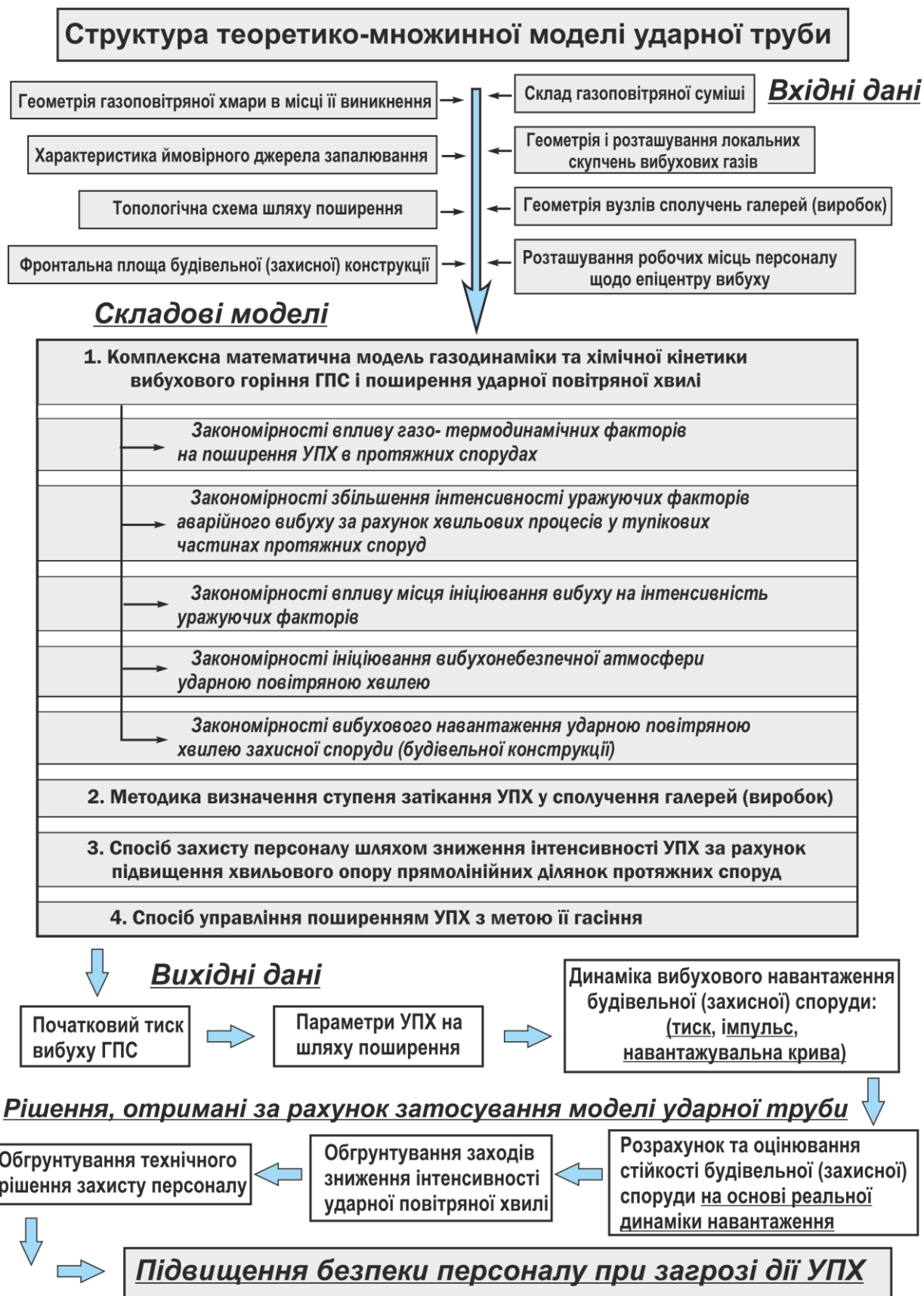


Рисунок 1.21 – Структура моделі прогнозування дії УПХ

РОЗДІЛ 2

РОЗРОБЛЕННЯ МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ ПРОЦЕСУ ПОШИРЕННЯ УДАРНИХ ПОВІТРЯНИХ ХВИЛЬ У ПРОТЯЖНИХ СПОРУДАХ

2.1 Моделювання поширення уражуючого фактора чисельним методом великих частинок (модель ударної труби)

Забезпечення безпеки працівників і захист від дії УПХ при аварійних вибухах неможлива без прогнозування точних параметрів наслідків дії УПХ в конкретних умовах. Незважаючи на накопичений досвід вивчення УПХ на сьогоднішній день завдання одержання достовірного прогнозу наслідків не вирішене [72]. Це завдання є актуальним як для будівель і споруд, схильних до впливу вибухових навантажень, так і для умов поширення УПХ у підземних протяжних спорудах. Для вирішення вказаної проблеми прийнята така постановка завдання: необхідно розрахувати параметри поширення УПХ в протяжній споруді. Ударна повітряна хвиля генерується вибухом газоповітряної суміші, що займає деякий обсяг виробки на повний її переріз. За своєю сутністю ці умови збігаються з моделлю ударної труби, що широко застосовується в теоретичних і експериментальних дослідженнях вибухових процесів. Тому було поставлене завдання розробити математичну модель ударної труби, що буде інструментом для дослідження процесів формування й поширення УПХ і її дії на вибухозахисні споруди й будівельні конструкції. У першому наближенні за джерело вибуху прийнята модель миттєвого вибуху (рис. 2.1) [73].

Задачу пропонується розв'язувати шляхом використання методів чисельного розрахунку рівнянь газодинаміки в системі «вибухова газоповітряна суміш – навколишнє середовище». У момент часу $t=0$ здійснюється миттєвий вибух газоповітряної суміші. Задається геометрія розрахункової області, початковий тиск вибуху P_n і фізичні характеристики газоповітряної суміші й навколишнього середовища.

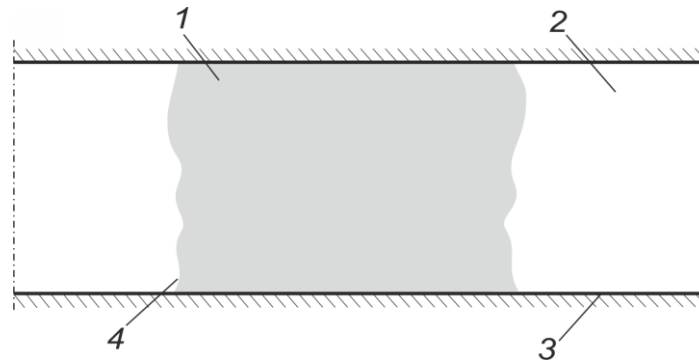


Рисунок 2.1 – Схема розташування ділянки з ГПС в каналі протяжної споруди:
 1 – газоповітряна суміш; 2 – повітря; 3 – контактна поверхня «суміш – повітря»;
 4 – стінка галереї (виробки)

Розглянута задача є осесиметричною, тому її розв’язання виконаємо в циліндричній системі координат. Рух середовища в циліндричній системі координат описується рівняннями Ейлера [74, 75]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{W}) &= 0, & \text{нерозривності,} \\ \left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \vec{W}) + \frac{\partial P}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \vec{W}) + \frac{\partial P}{\partial r} &= 0 \end{aligned} \right\} & \text{руху,} \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \vec{W}) + \operatorname{div}(P \vec{W}) &= 0, & \text{енергії,} \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

де \vec{W} – вектор швидкості;

$E = J + \frac{1}{2}(u^2 + v^2)$ – повна енергія;

J – внутрішня енергія газового середовища.

Для замикання цієї системи використовуються рівняння стану, в якості яких приймаємо рівняння стану ідеального газу [76]:

$$P = (\gamma - 1)\rho \cdot J, \quad (2.2)$$

де γ – показник політропи.

Таким чином, система рівнянь (2.1) – (2.2) є замкнутою й повністю описує середовище при розв’язанні газодинамічної задачі поширення УПХ у протяжних спорудах. У той же час наведені рівняння в загальному випадку не можуть бути розв’язані методами теорії математичної фізики. Необхідно побудувати стійкі, консервативні кінцево-різницеві схеми розрахунку хвильових процесів у системі «вибухова ГПС – навколишнє середовище». Для розв’язання задачі доцільно застосовувати однорідні схеми наскрізного розрахунку, що дозволяють проводити обчислення без попереднього виділення особливостей, використовувати спільне ейлерово-лагранжево подання рівнянь гідродинаміки [77]. Такі можливості надає метод «великих» частинок [74, 78].

Відповідно до поставленого завдання (рис. 2.1), зроблене допущення, що миттєвий вибух ГПС відбувається в каналі з твердими, непроникними стінками. По суті, така схема являє собою ударну трубу з ділянкою, заповненою ГПС. Швидке горіння суміші викликає формування й поширення УПХ у каналі.

Розташування ділянки ГПС є симетричним щодо осі каналу z . Тому розрахункову область зверху обмежуємо віссю z . Права й ліва границя розрахункової області перебуває на значній відстані від хмари ГПС (рис. 2.2).

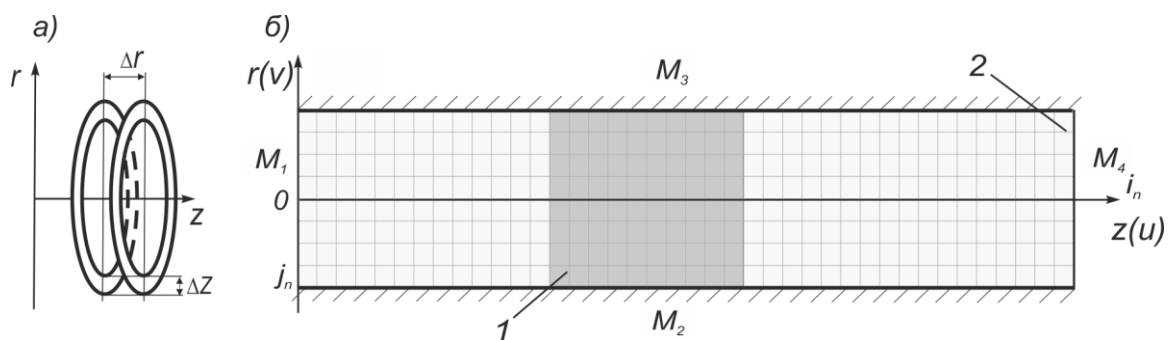


Рисунок 2.2 – Математична постановка задачі моделі ударної труби:

а) об’ємне подання в циліндричній системі координат; б) у плоскому поданні;

Δr , Δz – розміри розрахункової комірки; M_1 , M_4 – тип межі розрахункової області «вільний вихід»; M_2 , M_3 , – тип межі «непротікання»; v , u – компоненти вектора швидкості; 1 – газоповітряна суміш; 2 – вільний вихід

Початкові умови поза зоною розташування газоповітряної суміші мають такий вигляд: при $t=0$,

$$0 < r \leq \infty, \quad -\infty \leq z \leq \infty, \quad u = 0, \quad v = 0, \quad J = J_0, \quad P = P_a, \quad \rho = \rho_0.$$

Для області газоповітряної суміші $J = J_n, P = P_n, \rho = \rho_n$.

Початкове розташування газоповітряної суміші визначимо такою областю: i_2, i_3 , (обчислювальні точки) – ліва й права границі хмари по осі z , j_1 – нижня границя по осі r .

Розв'язання задачі про вибух хмари ГПС в протяжному каналі виконаємо методом великих частинок (МВЧ), який об'єднує в собі переваги лагранжевого й ейлерового підходів [79]. Метод дозволяє досліджувати складні явища в динаміці. Частинки добре «стежать» за вільними поверхнями й лініями розподілу середовищ, взаємодією розривів тощо. Ідея МВЧ [74] полягає в розщепленні за фізичними процесами вихідної нестационарної системи рівнянь Ейлера, записаних у формі законів збереження (2.1).

Загальні принципи розщеплення, за допомогою якого послідовно вибудовуються чисельні схеми для рівнянь Ейлера такі [78]:

- моделююче середовище замінюється системою з N великих «рідких» частинок, які розподілені в координатному просторі в початковий момент часу по комірках ейлерової сітки;

- еволюція такої системи здійснюється шляхом наступного «розщеплення»: спочатку вивчається зміна внутрішнього стану підсистем, що перебувають у комірках, у припущенні їхньої нерухомості (ейлеров етап), а потім розглядається зсув усіх частинок пропорційно їхній швидкості без зміни їхнього внутрішнього стану з подальшим перерахуванням розрахункової сітки у вихідне положення (лагранжів і заключний етап).

Розрахунок кожного часового кроку (обчислювального циклу), таким чином, розбивається на три етапи.

Ейлерів етап, коли нехтуємо ефектами, пов'язаними з переміщенням речовини через границі комірки і враховуємо ефекти прискорення речовини лише за рахунок тиску. Тут для великої частинки визначаються проміжні значення шуканих параметрів потоку. Конвективні члени виду $div(\rho\vec{W})$ в системі рівнянь (2.1) не враховуються. З першого рівняння (2.1) випливає, що поле щільності буде заморожено, ($\partial\rho/\partial t = 0$), тому в рівняннях, що залишилися ρ можна винести з-під знаку диференціала й записати таку систему рівнянь:

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial z} &= 0; \\ \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial r} &= 0; \\ \rho \frac{\partial E}{\partial t} + div(PW) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

Апроксимуючи рівняння (2.3) у момент часу t^n , отримаємо такі рівняння в циліндричній системі координат r, z для комірки (великої частинки):

$$\left. \begin{aligned} \rho_{ij}^n \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_{ij}^n \Delta r \Delta z &= -(P_{i+0,5,j}^n - P_{i-0,5,j}^n) \Delta r, \\ \rho_{ij}^n \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_{ij}^n \Delta r \Delta z &= -(P_{i,j+0,5}^n - P_{i,j-0,5}^n) \Delta z, \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

де i, j – рахункова точка по осі z та r (рис. 2.3).

У випадку циліндричної симетрії:

$$div(PW) = \frac{\partial Pu}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rPv)}{\partial r}.$$

Тому

$$\rho_{i,j}^n \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)_{i,j}^n \Delta r \Delta z = - \left[\frac{j P_{i,j+0,5}^n v_{i,j+0,5}^n}{(j-0,5)\Delta r} - \frac{(j-1) P_{i,j-0,5}^n v_{i,j-0,5}^n}{(j-0,5)\Delta r} + \frac{P_{i+0,5,j}^n u_{i+0,5,j}^n - P_{i-0,5,j}^n u_{i-0,5,j}^n}{\Delta z} \right]. \quad (2.5)$$

Величини із дробовими індексами, що відносяться до границь комірок, визначають так: $u_{i+0,5,j}^n = \frac{u_{i,j}^n + u_{i+1,j}^n}{2}$.

Похідні за часом визначаються вираженнями:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{i,j}^n = \frac{\tilde{f}_{i,j}^n - f_{i,j}^n}{\Delta t}, \quad f = f(u, v, E). \quad (2.6)$$

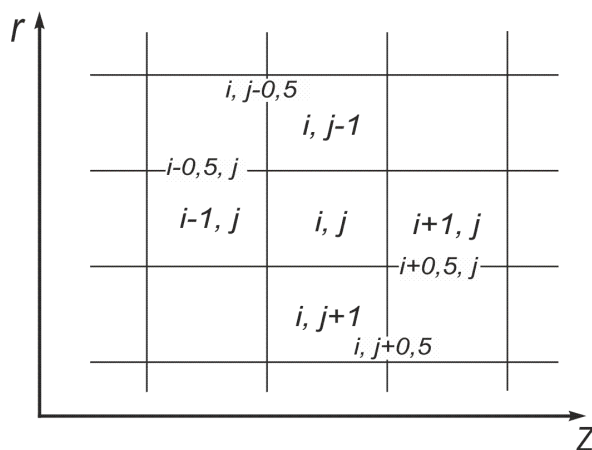


Рисунок 2.3 – Різниццева сітка

З рівнянь (2.4) отримаємо:

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{i,j}^n &= u_{i,j}^n - \frac{P_{i+0,5,j}^n - P_{i-0,5,j}^n}{\Delta z} \frac{\Delta t}{\rho_{i,j}^n}, \\ \tilde{v}_{i,j}^n &= v_{i,j}^n - \frac{P_{i,j+0,5}^n - P_{i,j-0,5}^n}{\Delta r} \frac{\Delta t}{\rho_{i,j}^n}, \\ \tilde{E}_{i,j}^n &= E_{i,j}^n - \left[\frac{jP_{i,j+0,5}^n v_{i,j-0,5}^n - (j-1)P_{i,j-0,5}^n v_{i,j+0,5}^n}{(j-0,5)\Delta r} + \frac{P_{i+0,5,j}^n u_{i+0,5,j}^n - P_{i-0,5,j}^n u_{i-0,5,j}^n}{\Delta z} \right] \frac{\Delta t}{\rho_{i,j}^n}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

У наведених схемах \tilde{u} , \tilde{v} , \tilde{E} – проміжні значення параметрів потоку на часовому шарі t^{n+1} , що отримані в припущенні нерухомості поля щільностей потоку.

У методі поділу за фізичними параметрами на першому етапі, як правило, вводять штучну в'язкість. Однак схеми методу «великих» частинок першого

порядку точності дозволяють одержувати стійкі рішення без використання штучної в'язкості, а тільки за рахунок в'язкості апроксимаційної.

Застосування методу великих частинок в обчислювальних задачах газової динаміки зі значними градієнтами параметрів у потоках показує, що стійкість рішень не завжди досягається базовим явним алгоритмом методу [80]. Для того, щоб не переходити до неявних алгоритмів можна застосовувати прийоми попереднього, уточнювального визначення параметрів газу для використання на попередньому ейлеровому етапі [81]. Для одержання стійкого чисельного рішення в задачі поширення ударної повітряної хвилі в протяжних спорудах застосуємо процедуру визначення тиску й швидкості на границях розрахункових комірок отриману в роботі [82].

У базовому алгоритмі методу великих частинок тиск і швидкість на границях комірок для використання на ейлеровому етапі при обчисленні проміжного значення енергії визначаються розрахунком середніх арифметичних значень між певними тисками й швидкостями в суміжних осередках на поточному часовому шарі, що тече. З урахуванням допущення ейлерова етапу процедура виглядає таким чином:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial \rho u}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial \rho E}{\partial z} = 0, \quad (2.8)$$

диференціальне рівняння перетвориться до вигляду (2.3):

$$\rho \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial (\rho \cdot u)}{\partial x}.$$

Величина повної енергії виражена через внутрішню має вигляд:

$$\rho \frac{\partial J}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial p}{\partial z} - p \frac{\partial u}{\partial z}.$$

У зв'язку з тим, що рівняння кількості рухів для ейлерового етапу має вигляд [74]:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -p \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (2.9)$$

рівняння енергії перетвориться до вигляду:

$$\rho \frac{\partial J}{\partial t} = -p \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (2.10)$$

Внутрішня енергія ідеального газу виражається у вигляді:

$$J = c_v T = \frac{p}{\rho(k-1)}. \quad (2.11)$$

Підставивши вираження (2.10) в (2.9), отримаємо вираження для тиску:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -(k-1)p \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (2.12)$$

При явному різницевому поданні за допомогою співвідношення (2.12) можна визначити попередні значення тиску на наступному часовому шарі $n+1$, для $i+1/2$, $i-1/2$ границь між комірками $i-1$, i , $i+1$:

$$\tilde{p}_{i+1/2}^{n+1} = \frac{p_{i+1}^n + p_i^n}{2} \cdot \left(1 - (k-1)(u_{i+1}^n - u_i^n) \frac{\Delta t}{\Delta z} \right), \quad (2.13)$$

Отримані тиски, відповідно до процедури, необхідно використовувати для визначення проміжних величин швидкості комірки на ейлеровому етапі:

$$\tilde{u}_i^{n+1} = u_i^n - \frac{1}{\rho_i^n} \cdot \left(\tilde{p}_{i+1/2}^{n+1} - \tilde{p}_{i-1/2}^{n+1} \right) \frac{\Delta t}{\Delta z}. \quad (2.14)$$

Швидкості на границях осередку визначаються як середні арифметичні від їхніх значення в сусідніх комірках:

$$\tilde{u}_{i+1/2}^{n+1} = \frac{\tilde{u}_i^{n+1} + \tilde{u}_{i+1}^{n+1}}{2}; \quad (2.15)$$

$$\tilde{u}_{i-1/2}^{n+1} = \frac{\tilde{u}_i^{n+1} + \tilde{u}_{i-1}^{n+1}}{2}, \quad (2.16)$$

або обчислюються з використанням різницевого подання рівняння (2.9) за формулами:

$$\tilde{u}_{i+1/2}^{n+1} = \frac{u_i^n + u_{i+1}^n}{2} - \frac{2}{\rho_i^n + \rho_{i+1}^n} (p_{i+1}^n - p_i^n) \frac{\Delta t}{\Delta z}, \quad (2.17)$$

$$\tilde{u}_{i-1/2}^{n+1} = \frac{u_i^n + u_{i-1}^n}{2} - \frac{2}{\rho_i^n + \rho_{i-1}^n} (p_i^n - p_{i-1}^n) \frac{\Delta t}{\Delta z}. \quad (2.18)$$

Після цього визначають проміжне значення повної енергії за формулою:

$$\tilde{E}_i^{n+1} = E_i^n - \frac{1}{\rho_i^n} (\tilde{p}_{i+1/2}^{n+1} \cdot \tilde{u}_{i+1/2}^{n+1} - \tilde{p}_{i-1/2}^{n+1} \cdot \tilde{u}_{i-1/2}^{n+1}) \frac{\Delta t}{\Delta z}. \quad (2.19)$$

Лагранжев етап. На цьому етапі обчислюються ефекти переносу, що враховують обмін між комірками при їхній перебудові на колишню ейлерову сітку.

У циліндричній системі координат різницеву форму рівняння нерозривності зручно одержати з інтегрального вигляду цього рівняння:

$$\int \frac{\partial \rho}{\partial t} d\tau = \int_{S(t)} (\rho \vec{W})_n ds, \quad (2.20)$$

де $S(t)$ – поверхня великої частки;

$(\rho \vec{W})_n$ – потоки маси через границі ейлерових комірок.

Обсяг j -ї комірки дорівнює $(j-0,5)2\pi\Delta r\Delta r\Delta z$ (надалі 2π опустимо, тому що цей множник буде й у правій частині цього рівняння). Тоді

$$(\rho_{i,j}^{n+1} - \rho_{i,j}^n)(j-0,5)\Delta r^2\Delta z = [\Delta M_{i-0,5,j}^n - \Delta M_{i+0,5,j}^n + \Delta M_{i,j-0,5}^n - \Delta M_{i,j+0,5}^n], \quad (2.21)$$

де ΔM – маса речовини, що перейшла за час Δt через границю комірки.

Її можна визначити за формулами другого порядку точності, однак при цьому потрібне введення штучної в'язкості. Тому зупинимося на різницевому вигляді ΔM у першому порядку. Розрахункова схема при цьому має достатню стійкість, що обумовлена наявністю апроксимаційної в'язкості.

Потоки маси в напрямку осі z та r через границі комірки визначаються такими вираженнями:

$$\begin{aligned} \Delta M_{i+0,5,j}^n & \begin{cases} (j-0,5)\Delta r^2 \rho_{i,j}^n \frac{\tilde{u}_{i,j}^n + \tilde{u}_{i+1,j}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{u}_{i,j}^n + \tilde{u}_{i+1,j}^n > 0, \\ (j-0,5)\Delta r^2 \rho_{i+1,j}^n \frac{\tilde{u}_{i,j}^n + \tilde{u}_{i+1,j}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{u}_{i,j}^n + \tilde{u}_{i+1,j}^n < 0; \end{cases} \\ \Delta M_{i-0,5,j}^n & \begin{cases} (j-0,5)\Delta r^2 \rho_{i-1,j}^n \frac{\tilde{u}_{i-1,j}^n + \tilde{u}_{i,j}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{u}_{i-1,j}^n + \tilde{u}_{i,j}^n > 0, \\ (j-0,5)\Delta r^2 \rho_{i,j}^n \frac{\tilde{u}_{i-1,j}^n + \tilde{u}_{i,j}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{u}_{i-1,j}^n + \tilde{u}_{i,j}^n < 0; \end{cases} \\ \Delta M_{i,j+0,5}^n & \begin{cases} (j-0,5)\Delta r \Delta z \rho_{i,j}^n \frac{\tilde{v}_{i,j+1}^n + \tilde{v}_{i,j}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{v}_{i,j+1}^n + \tilde{v}_{i,j}^n > 0, \\ (j-0,5)\Delta r \Delta z \rho_{i,j+1}^n \frac{\tilde{v}_{i,j+1}^n + \tilde{v}_{i,j}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{v}_{i,j+1}^n + \tilde{v}_{i,j}^n < 0; \end{cases} \\ \Delta M_{i,j-0,5}^n & \begin{cases} (j-0,5)\Delta r \Delta z \rho_{i,j-1}^n \frac{\tilde{v}_{i,j}^n + \tilde{v}_{i,j-1}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{v}_{i,j}^n + \tilde{v}_{i,j-1}^n > 0, \\ (j-0,5)\Delta r \Delta z \rho_{i,j}^n \frac{\tilde{v}_{i,j+1}^n + \tilde{v}_{i,j-1}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{v}_{i,j}^n + \tilde{v}_{i,j-1}^n < 0; \end{cases} \end{aligned}$$

Заключний етап. На цьому етапі враховується перерозподіл маси, імпульсу, енергії у просторі й визначаються остаточні поля ейлерових параметрів потоку на фіксованій сітці в момент часу $t^{n+1} = t + \Delta t$.

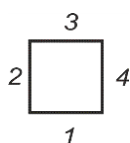
Рівняння цього етапу являють собою закони збереження маси M , імпульсу \vec{P} , і повної енергії E , записані для даної комірки в різницевій формі:

$$M^{n+1} = M^n + \sum \Delta M_{\text{rp}}^n; \quad \vec{P}^{n+1} = \vec{P}^n + \sum \Delta \vec{P}_{\text{rp}}^n; \quad E^{n+1} = E^n + \sum \Delta E_{\text{rp}}^n, \quad (2.22)$$

де $\Delta M_{\text{гр}}^n$ – маса речовини, що перетнула за час Δt одну із границь розглянутої комірки.

Підсумовування виконується по всіх сторонах комірки. Аналогічним образом визначаються $\Delta \bar{P}_{\text{гр}}^n$, $\Delta E_{\text{гр}}^n$. Рівняння (2.22) означають, що зміни параметрів здійснюється тільки за рахунок взаємодії на зовнішній границі області потоку, тобто передбачається, що немає джерел і стоків для M , P , E .

Введемо функцію $D_{i,j}(k)$ і пронумеруємо сторони комірки таким чином:



Визначимо значення $D_{i,j}(k)$, що відносяться до сторони k , так:

$$D_{i,j}^n(k) = \begin{cases} 1, & \text{якщо рідина втікає у комірку (i, j) через сторону k;} \\ 0, & \text{якщо рідина витікає з комірки (i, j) через сторону k.} \end{cases}$$

Ці значення наведені у формулах для обчислення потоків маси. Остаточні значення параметрів потоку $X = X(U, V, E)$ на новому часовому шарі t^{n+1} обчислюються за формулами (ρ обчислюється за (2.8)):

$$\begin{aligned} X_{i,j}^{n+1}(j-0,5)\Delta r^2\Delta z\rho_{i,j}^{n+1} = & \left\{ D_{i,j}^n(1)\tilde{X}_{i-1,j}^n\Delta M_{i-0,5,j}^n + D_{i,j}^n(2)\tilde{X}_{i,j}^n\Delta M_{i,j-0,5}^n + D_{i,j}^n(3)\tilde{X}_{i+1,j}^n\Delta M_{i+0,5,j}^n + \right. \\ & + D_{i,j}^n(4)\tilde{X}_{i,j+1}^n\Delta M_{i,j+0,5}^n + \tilde{X}_{i,j}^n\{(j-0,5)\Delta r^2\Delta z\rho_{i,j}^n - \\ & - [1 - D_{i,j}^n(1)]\Delta M_{i-0,5,j}^n - [1 - D_{i,j}^n(2)]\Delta M_{i,j-0,5}^n - [1 - D_{i,j}^n(3)]\Delta M_{i+0,5,j}^n - \\ & \left. - [1 - D_{i,j}^n(4)]\Delta M_{i,j+0,5}^n\} \right\} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Таким чином, обчислювальний цикл закінчений. У результаті цих розрахунків нам стають відомими величини ρ^{n+1} , u^{n+1} , v^{n+1} , E^{n+1} на новому часовому шарі.

Знаючи ці величини, можна визначити внутрішню енергію ($J = E - W^2$), де $W^2 = u^2 + v^2$, а отже, визначити значення тиску за формулами рівнянь стану.

2.2 Модифікація методу великих частинок у моделі ударної труби

2.2.1 Врахування багатоконпонентності реакційноздатного газового потоку

Схема методу великих частинок, питання його стійкості й порядку апроксимації досить докладно розглянуті в роботі [74]. Зазвичай чисельна схема методу великих частинок дозволяє розраховувати потоки в однокомпонентних газових системах. У розглянутому випадку необхідно враховувати горіння газоповітряних сумішей, причому горючих компонентів може бути декілька, тобто в розрахунковій комірці можуть бути присутніми одразу кілька речовин, тому для розрахунку тиску в середині комірки необхідно знати концентрації цих речовин. З цією метою вводиться концентраційна функція $C_{i,j}^n(k)$, для якої, наприклад, $k = 1$ відповідає вуглеводню (метан), $k = 2$ – кисень, $k = 3$ – азот.

Перед тим, як розрахувати потоки маси через поверхню розрахункової комірки (2.11), необхідно знати масиви $C_{i,j}^n(k)$, тобто знати концентрації речовин. Це задається початковими умовами.

У початковий момент часу при $t = 0$ маємо:

– при $i_1 \leq i \leq i_2$, $j \leq j_1$ (газоповітряна суміш) $C_{i,j}^n(1) = 0,095$; $C_{i,j}^n(2) = 0,21$;

$$C_{i,j}^n(3) = 1 - (C_{i,j}^n(1) + C_{i,j}^n(2));$$

– при $(0 \leq i < i_2$ и $i_2 < i < i_3)$ і $(i_1 \leq i < i_2)$ (повітря) $C_{i,j}^n(1) = 0$; $C_{i,j}^n(2) = 0,21$;

$$C_{i,j}^n(3) = 1 - (C_{i,j}^n(1) + C_{i,j}^n(2));$$

При розрахунках потоків маси через границі рахункових комірок, після введення $C_{i,j}^n(k)$, враховується той факт, що загальний потік маси дорівнює сумі потоків мас окремих компонентів. Для цього спочатку розраховуються загальні потоки маси, потім потоки окремих компонентів (передбачається одношвидкісна модель). Для цього виконується заміна $\rho_{i,j} \rightarrow \rho_{i,j} C_{i,j}$. Таким чином, визначаються $\rho_{i,j}^n(k)$, $k = 1 \dots 3$.

Після цього визначаємо концентрації: $C_{i,j}^{n+1} = \frac{\rho_{i,j}^{n+1}(k)}{\rho_{i,j}^{n+1}}$.

У цьому разі розрахунок тиску необхідно вести за формулою $P_{i,j}^{n+1} = \sum_{\alpha=1}^4 P_{i,j}^{\alpha n+1}(k) \cdot C_{i,j}^{\alpha n+1}(k)$, де парціальний тиск визначається за рівняннями стану для кожного компонента газового середовища.

У зв'язку із цим різницева форма рівняння нерозривності (2.21) буде представлена в такому вигляді:

$$\begin{aligned} (\rho_{i,j}^{n+1} - \rho_{i,j}^n)(j-0,5)\Delta r^2 \Delta z = & \left[\sum_{k=1}^3 \Delta M_{i-0,5,j}^n C_{i,j}^n(k) - \sum_{k=1}^3 \Delta M_{i+0,5,j}^n C_{i,j}^n(k) + \right. \\ & \left. + \sum_{k=1}^3 \Delta M_{i,j-0,5}^n C_{i,j}^n(k) - \sum_{k=1}^3 \Delta M_{i,j+0,5}^n C_{i,j}^n(k) \right], \end{aligned} \quad (2.24)$$

а апроксимаційні рівняння перетікань мас через границі розрахункових комірок будуть записані в такому вигляді:

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^3 \Delta M_{i+0,5,j}^n C_{i,j}^n(k) & \begin{cases} (j-0,5)\Delta r^2 \rho_{i,j}^n C_{i,j}^n(k) \frac{\tilde{u}_{i,j}^n + \tilde{u}_{i+1,j}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{u}_{i,j}^n + \tilde{u}_{i+1,j}^n > 0, \\ (j-0,5)\Delta r^2 \rho_{i+1,j}^n C_{i,j}^n(k) \frac{\tilde{u}_{i,j}^n + \tilde{u}_{i+1,j}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{u}_{i,j}^n + \tilde{u}_{i+1,j}^n < 0; \end{cases} \\ \sum_{k=1}^3 \Delta M_{i-0,5,j}^n C_{i,j}^n(k) & \begin{cases} (j-0,5)\Delta r^2 \rho_{i-1,j}^n C_{i,j}^n(k) \frac{\tilde{u}_{i-1,j}^n + \tilde{u}_{i,j}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{u}_{i-1,j}^n + \tilde{u}_{i,j}^n > 0, \\ (j-0,5)\Delta r^2 \rho_{i,j}^n C_{i,j}^n(k) \frac{\tilde{u}_{i-1,j}^n + \tilde{u}_{i,j}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{u}_{i-1,j}^n + \tilde{u}_{i,j}^n < 0; \end{cases} \\ \sum_{k=1}^3 \Delta M_{i,j+0,5}^n C_{i,j}^n(k) & \begin{cases} (j-0,5)\Delta r \Delta z \rho_{i,j}^n C_{i,j}^n(k) \frac{\tilde{v}_{i,j+1}^n + \tilde{v}_{i,j}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{v}_{i,j+1}^n + \tilde{v}_{i,j}^n > 0, \\ (j-0,5)\Delta r \Delta z \rho_{i,j+1}^n C_{i,j}^n(k) \frac{\tilde{v}_{i,j+1}^n + \tilde{v}_{i,j}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{v}_{i,j+1}^n + \tilde{v}_{i,j}^n < 0; \end{cases} \\ \sum_{k=1}^3 \Delta M_{i,j-0,5}^n C_{i,j}^n(k) & \begin{cases} (j-0,5)\Delta r \Delta z \rho_{i,j-1}^n C_{i,j}^n(k) \frac{\tilde{v}_{i,j}^n + \tilde{v}_{i,j-1}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{v}_{i,j}^n + \tilde{v}_{i,j-1}^n > 0, \\ (j-0,5)\Delta r \Delta z \rho_{i,j}^n C_{i,j}^n(k) \frac{\tilde{v}_{i,j+1}^n + \tilde{v}_{i,j-1}^n}{2} \Delta t, & \text{якщо } \tilde{v}_{i,j}^n + \tilde{v}_{i,j-1}^n < 0; \end{cases} \end{aligned}$$

Відповідно, рівняння збереження маси імпульсу й енергії на новому часовому шарі (2.10) будуть виглядати таким чином:

$$\begin{aligned}
X_{i,j}^{n+1}(j-0,5)\Delta r^2 \Delta z \rho_{i,j}^{n+1} = & \left\{ \sum_{k=1}^3 D_{i,j}^n(1) \tilde{X}_{i-1,j}^n \Delta M_{i-0,5,j}^n C_{i,j}^n(k) + \sum_{k=1}^3 D_{i,j}^n(2) \tilde{X}_{i,j}^n \Delta M_{i,j-0,5}^n C_{i,j}^n(k) + \right. \\
& + \sum_{k=1}^3 D_{i,j}^n(3) \tilde{X}_{i+1,j}^n \Delta M_{i+0,5,j}^n C_{i,j}^n(k) + \sum_{k=1}^3 D_{i,j}^n(4) \tilde{X}_{i,j+1}^n \Delta M_{i,j+0,5}^n C_{i,j}^n(k) \\
& + \tilde{X}_{i,j}^n \{ (j-0,5)\Delta r^2 \Delta z \rho_{i,j}^n - \\
& - [1 - \sum_{k=1}^3 D_{i,j}^n(1)] \Delta M_{i-0,5,j}^n C_{i,j}^n(k) - [1 - \sum_{k=1}^3 D_{i,j}^n(2)] \Delta M_{i,j-0,5}^n C_{i,j}^n(k) \\
& \left. - [1 - \sum_{k=1}^3 D_{i,j}^n(3)] \Delta M_{i+0,5,j}^n C_{i,j}^n(k) - [1 - \sum_{k=1}^3 D_{i,j}^n(4)] \Delta M_{i,j+0,5}^n C_{i,j}^n(k) \} \right\}
\end{aligned}$$

2.2.2 Обґрунтування числа CFL для умови задачі

Параметри чисельного методу для розрахунку розривних потоків значно відрізняються від розрахунку стаціонарних процесів [86]. Один з обмежувальних параметрів, за умовою стійкості, є умова Куранта – Фрідрікса – Леві (CFL), яка визначає поточний крок за часом τ_{exp} [102]:

$$\tau_{\text{exp}} < \tau_{\text{min}} = \min_{k,i=1..3} \frac{h_{ki}}{u_{ki}}, \quad (2.25)$$

де τ_{min} – мінімальний крок за часом, отриманий у результаті обходу всіх розрахункових комірок;

h_{ki}, u_{ki} – розмір k -ї комірки й швидкість у напрямку осі x_i .

Щодо до розробленої чисельної схеми модифікованого методу великих частинок обчислювальний процес стійкий, якщо виконується умова:

$$c_{\text{max}} \cdot \Delta t < \Delta x, \quad (2.26)$$

де Δx – найменший крок по простору,

c_{max} – максимальна швидкість звуку в середовищі.

Замість c можна використовувати швидкість газової детонації D . Так, якщо $\Delta r = 0,01 \text{ м}$, $D = 2500 \text{ м/с}$, то $\Delta t < 4 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. У цьому випадку, значення числа CFL, що забезпечує стійкість розрахунків становитиме:

$$CFL = \frac{c \cdot \Delta t}{\Delta z} = \frac{330 \cdot 4 \cdot 10^{-6}}{0,01} = 0,14.$$

2.2.3 Реалізація граничних умов на границях розрахункової області типу «вільний вихід»

При розв'язанні задачі газодинаміки кінцево-різницею методом обмежена область задачі функції заміняється розрахунковою областю кінцевих розмірів. Тому виникає проблема постановки умов на штучних границях цієї розрахункової області та пошуку шляхів її рішення [103 – 105]. Завдання щодо знаходження коректного вирішення виконується в основному проведенням спільного дослідження граничних умов і фізичних процесів [84]. Застосуємо цей підхід, при цьому розв'язання складається із двох частин: математичне й фізичне обґрунтування порядку апроксимації параметрів у фіктивну комірку.

Математичне обґрунтування. На границях розрахункової області $j = j_m$, $i = i_m$ необхідно задавати умови, які не викривлюють параметри в розрахунковій області. Для цього вводять фіктивні розрахункові комірки, у яких значення параметрів визначаються екстраполяцією (рис. 2.4).

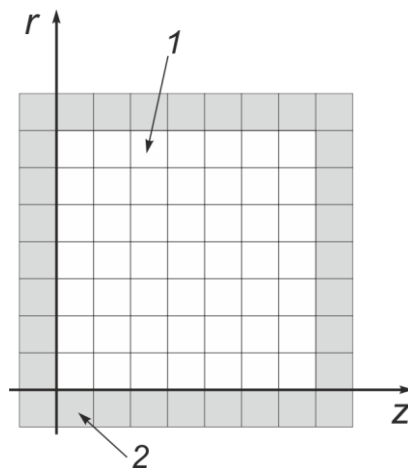


Рисунок 2.4 – Структура розрахункової сітки (фіктивні комірки заштриховані)

Відповідно до алгоритму МВЧ можна використовувати екстраполяції нульового, першого й другого порядку. Для лівої границі використовується умова непротікання: вводиться нульова фіктивна комірка, у якій $v_{i,0} = -v_{i,1}$, тому

$$v_{i,0,5} = \frac{v_{i,0} + v_{i,1}}{2} = 0.$$

Вибір порядку екстраполяції запропоновано виконувати на базі дослідження тестової задачі – миттєвого вибуху газоповітряної суміші (рис. 2.5).

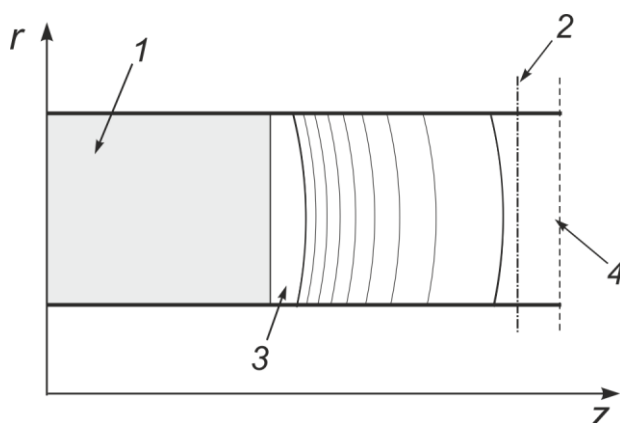


Рисунок 2.5 – Схема тестової задачі: 1– газоповітряна суміш; 2 – невідбивна границя розрахункової області; 3 – повітря; 4 – шар фіктивних комірок

Аналітичні дослідження показали, що нульова екстраполяція $y_{im+1,j} = y_{im,j}$, $y_{i,jm+1} = y_{i,jm}$ дає «зрізані» значення параметру (рис. 2.6).

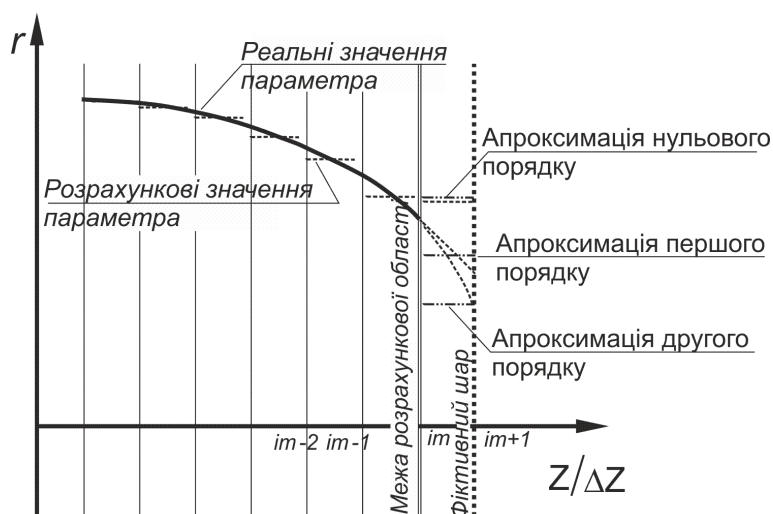


Рисунок 2.6 – Нульова апроксимація параметру у фіктивному шарі

Лінійна екстраполяція параметрів отримана з таких міркувань (рис. 2.7):

$$y_{im+1} = y_{im} + \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)_{im} \cdot \Delta x = y_{im} + \frac{y_{im} - y_{im-1}}{\Delta x} \Delta x = 2y_{im} - y_{im-1}, \quad (2.27)$$

$$y_0 = y_1 - \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)_1 \cdot \Delta x = y_1 + \frac{y_2 - y_1}{\Delta x} \Delta x = 2y_1 - y_2. \quad (2.28)$$

Праві (або ліві) похідні лінійної екстраполяції дають завищені значення параметрів у фіктивній комірці. Найбільш прийнятні значення отримаємо при застосуванні центральної похідної, що більшою мірою враховує градієнт графіка навколо границі розрахункової області (рис. 2.6):

$$y_{im+1} = y_{im} + \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)_{im} \cdot \Delta x = y_{im} + \frac{y_{im} - y_{im-2}}{2\Delta x} \Delta x = y_{im} + \frac{y_{im} - y_{im-2}}{2} \Delta x = \frac{3}{2} y_{im} + \frac{1}{2} y_{im-2}. \quad (2.29)$$

Рівняння екстраполяції параметрів УПХ у фіктивну комірку 2-го порядку:

$$y_{im+1} = y_{im} + \frac{1}{1!} \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right) \Delta x + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \right) \Delta x^2, \quad (2.30)$$

де $\left(\frac{\partial y}{\partial x} \right) = \frac{y_i - y_{i-1}}{\Delta x}$, $\left(\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \right) = \frac{\left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)_{im} - \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)_{im-1}}{\Delta x}$.

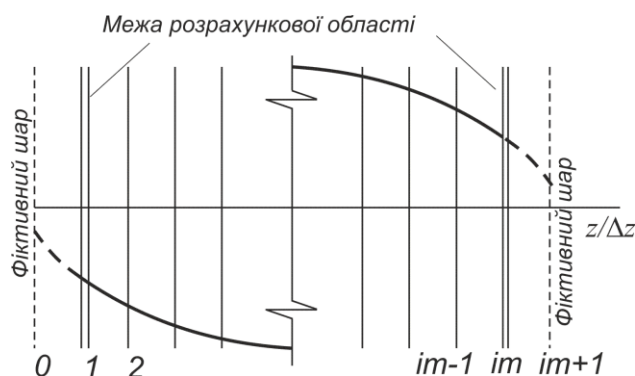


Рисунок 2.7 – Вихід ударної повітряної хвилі на границю розрахункової області при лінійній апроксимації

Після підстановки отримаємо:

$$y_{im+1} = 2y_{im} - y_{im-1} + \frac{1}{2}(y_{im} - 2y_{im-1} + y_{im-2}). \quad (2.31)$$

Проведений аналіз результатів розрахунку значень параметрів, визначених за формулою (2.31), показав, що вони є досить завищеними (рис. 2.6).

Таким чином, найбільш прийнятним є використання лінійної екстраполяції параметрів. Однак такий вид екстраполяції можливий за малих градієнтів функції. За більших градієнтів характеристик суцільного середовища, у фронті ударної хвилі, лінійна апроксимація призводить до виникнення протилежних за знаком значень параметра, що суперечить фізичному змісту задачі (рис. 2.8).

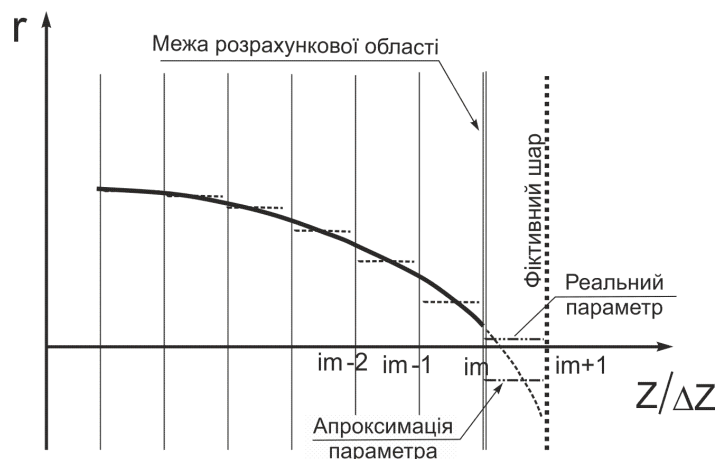


Рисунок 2.8 – Апроксимація параметра у від'ємну область

У розрахунку це проявляється генерацією знакозмінних напружень після проходження піка УПХ через границю (рис. 2.9). Подібний ефект спостерігається й при нульовій апроксимації: у момент виходу УПХ на границю розрахункової області, у фіктивному шарі, виникають напруження, рівні напруженням в УПХ. Утвориться ефект відбиття потоку на границі «вільний вихід».

Фізичне обґрунтування. У роботі [84] обґрунтовується необхідність додаткового фізичного обґрунтування коректних граничних умов для багатоконпонентних середовищ, що актуально для модифікованого МВЧ [85].

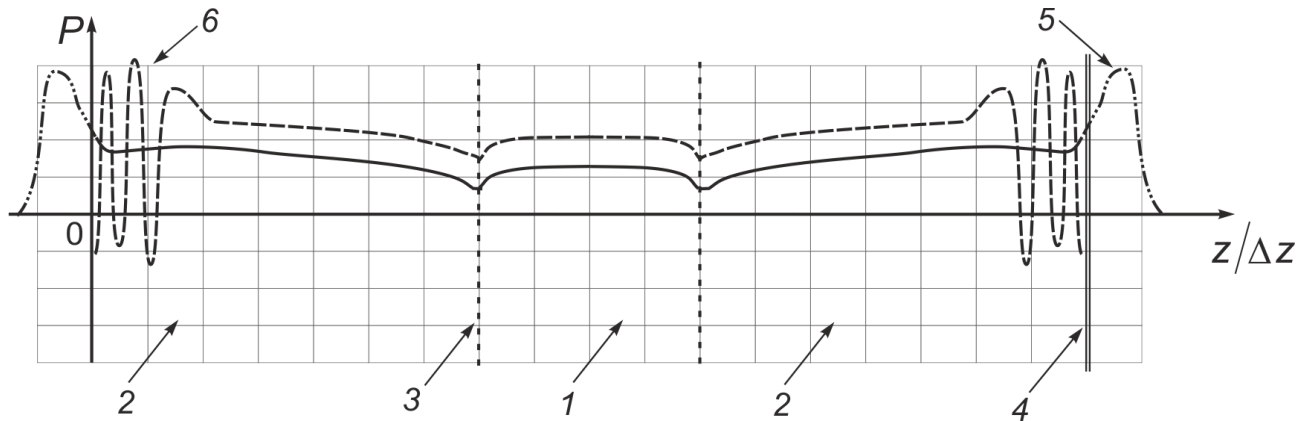


Рисунок 2.9 – Генерація нефізичних флуктуацій при апроксимації параметра у від’ємну область: 1 – газоповітряна суміш; 2 – повітря; 3 – границя розділу середовищ; 4 – границя розрахункової області; 5 – фактичне положення фронту ударної хвилі; 6 – відбивання від границі розрахункової області

У розглянутій задачі ударна хвиля поширюється по суміші газів і значення її амплітуди в наступний момент часу залежить від термодинамічних властивостей цієї суміші [87]. Тиск у газі має теплове походження, його змінення пов’язане з переносом імпульсу молекулами середовища, які беруть участь у тепловому русі, й завжди визначається видом ударної адіабати, тобто пропорційне об’єму й температурі, а в ударній повітряній хвилі й швидкості руху потоку. Тому для визначення надлишкового тиску у фіктивній комірці можна отримати рівняння ударної адіабати в системі $P - U$. Згідно з роботою [83] залежність між швидкістю фронту УПХ і швидкістю речовини за фронтом хвилі, у широкому діапазоні амплітуд, є лінійною:

$$D = A + Bu, \quad (2.32)$$

де A, B – коефіцієнти.

Так само відома швидкість руху фронту ударної повітряної хвилі:

$$D = \sqrt{\Delta P \left(\frac{1}{\rho_a} - \frac{1}{\rho} \right)}, \quad (2.33)$$

де ρ_a, ρ – щільність газу, атмосферна й в ударній хвилі.

Розв'язуючи рівняння (2.32), (2.33) отримаємо умову «м'якої» стінки:

$$\Delta P_{im+1} = \frac{(A_{im} + B_{im} \cdot u_{im+1})^2}{V_{a,im} - V_{im}}, \quad (2.34)$$

де u_{im+1} – швидкість речовини у фіктивній комірці;

V_a, V – атмосферна й поточна питома щільність газу.

У формулі (2.32) значення A близько до швидкості звуку в речовині й задається таблично. Значення коефіцієнта B визначаємо за граничною коміркою, розв'язуючи рівняння (2.32), (2.33) відносно B :

$$B_{im} = \frac{\sqrt{\Delta P_{im} (V_{a,im} - V_{im})} - A_{im}}{u_{im}}. \quad (2.35)$$

Використання залежності (2.35) також має свою особливість. Величину швидкості речовини в ній для граничної комірки логічно визначати як повну швидкість: $\bar{U}_{im} = \sqrt{u_{im}^2 + v_{im}^2}$. Однак це не дає достовірних результатів обчислення тисків у фіктивній комірці з двох причин. Перше: при розрахунку \bar{U}_{im} на лівій границі відбувається втрата знаку в напрямку швидкості, тому що швидкість має від'ємне значення при русі речовини вліво (рис. 2.10).

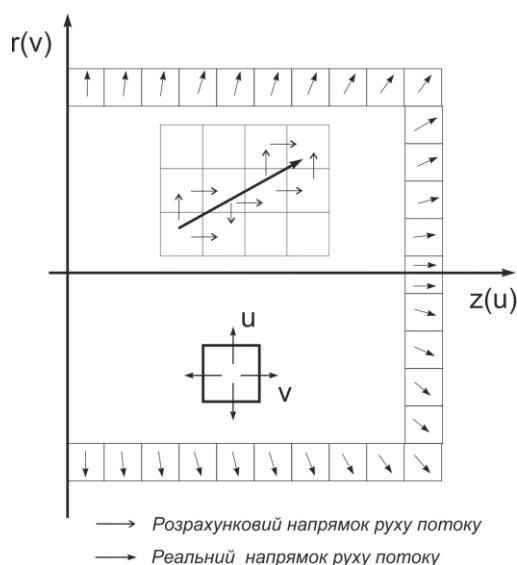


Рисунок 2.10 – Напрямок руху речовини у фіктивних комірках

Друге: розрахунок течії речовини згідно з МВЧ визначається через границі комірки, тобто тільки по вертикалі або по горизонталі. Реальна швидкість речовини в комірках на периферії від осі симетрії буде спрямована під кутом до них (максимально 45°). Тому тиск у крайніх фіктивних комірках буде визначено невірно. Для виключення таких явищ у вираженні (2.38), як величину повної швидкості необхідно використовувати відповідний компонент швидкості потоку. У розрахунку це реалізується встановленням окремих умов для лівої й правої невідбивної границі розрахункової області (рис. 2.11).

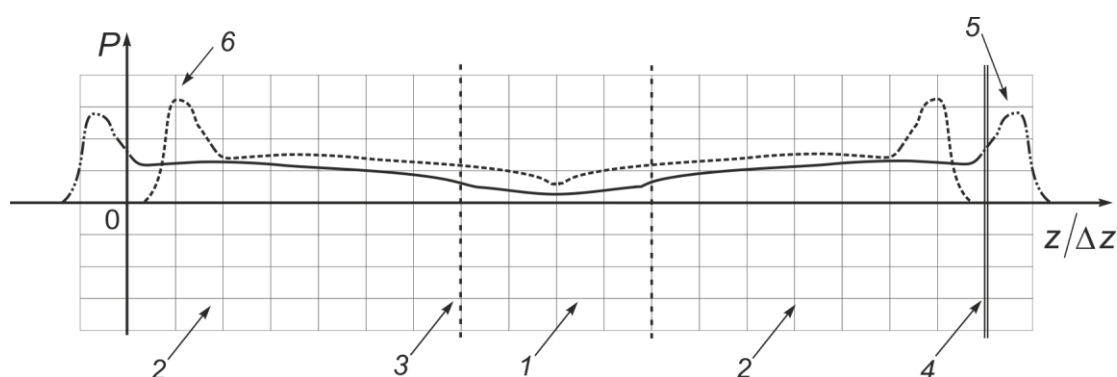


Рисунок 2.11 – Перехід фронту УПХ через штучну межу «вільний вихід» з умови «м'яка» стінка: 1 – газоповітряна суміш; 2 – повітря; 3 – лінія розділу середовищ; 4 – межа розрахункової області; 5 – фронт УПХ після переходу межи «вільний вихід»; 6 – фронт УПХ перед границею «вільний вихід»

2.3 Верифікація математичної моделі ударної труби

2.3.1 Короткий опис алгоритму й технологія розрахунку

У дослідженні використовується програма розрахунку на ЕОМ осісиметричної задачі поширення УПХ у протяжних спорудах (модель ударної труби).

У роботі запропоновано алгоритм програми, що побудований відповідно до порядку розрахунку за методом великих частинок. Програма складається з файлу даних і розрахункового файла. Файл даних включає константи, що визначають характеристики газоповітряного середовища (табл. 2.1), атмосферного

повітря, геометрію каналу й розташування газоповітряної хмари в каналі, константи теплообміну й шорсткості стінок каналу, параметри розрахунку й виводу інформації на екран.

Константи заносяться до файла в такому порядку:

- параметри розрахунку: крок за часом $\Delta t = 1 \cdot 10^{-6}$ с;
 крок по осі z , r дорівнює $0,01$ м;
- явне число CFL за швидкістю звуку в повітрі: $0,14$;
- геометрія каналу: діаметр $d_k = 1,0$ м; довжина $L_k = 12,0$ м;
- розмір ділянки газоповітряної суміші: $L_{ГПС} = 2,0$ м;

Таблиця 2.1 – Фізичні характеристики газів *

Параметр	метан	кисень	азот
Щільність при н.у., ρ , кг/м ³	0,65	1,41	1,25
Молярна маса при н.у., $\mu \cdot 10^{-3}$ кг/моль	16,05	32,0	28,0
Показник адіабати при н.у., γ	1,32	1,4	1,34
Ізохорна масова теплоємність при н.у., $C_v \cdot 10^3$ Дж/(кг·К)	1,644	0,653	0,776
Коефіцієнт динамічної в'язкості при н.у., $\mu_e \cdot 10^{-6}$ Па·с	11,02	20,3	17,6

* – фізичні параметри газів для умов, відмінних від нормальних, задаються у вигляді функцій $x = f(T, P)$, де T – температура, P – тиск.

Розрахункова програма має можливість виводити 9 фізичних характеристик стану системи у двох вертикальних й двох горизонтальних перерізах ударної труби: тиск, щільність, два компоненти швидкості, повну енергію, концентрацію кожної речовини в комірці, калориметричну температуру.

Після підготовки файла даних виконується запуск програми.

Блок початку. Програма в першому циклі робить введення вихідних даних у кожну комірку. Для всієї розрахункової області обчислюється початкове значення повної енергії, тому що в початковий момент часу відсутня кінетична енергія, повна енергія дорівнює внутрішній $J = \frac{P_0}{(\gamma - 1)\rho_0}$.

Другий цикл – виконання граничних умов по нульовій апроксимації.

Блок виводу інформації. На екран виводиться положення речовин у кожний момент часу й значення параметрів по заданих розрізах.

Блок розрахунку. Перший цикл блоку розрахунку – ейлеров етап. Для досягнення стійкості рахунку на ейлеровому етапі, метод великих частинок припускає в рівнянні (2.5) замість поточного тиску P використовувати $P+q$, де q – штучний в'язкісний тиск (псевдов'язкість) $q = -\mu \frac{\partial u}{\partial x} = -\mu \rho \frac{\partial u}{\partial s} = -\bar{\mu} \frac{\partial u}{\partial s}$, де μ – коефіцієнт в'язкості; S – масова лагранжева координата. Однак було встановлено, що схема методу в умовах гетерогенного середовища дозволяє одержувати стійкі розв'язання без застосування штучної в'язкості за рахунок використання в'язкості апроксимаційної.

Другий цикл розрахункового блоку – граничні умови за нульовою апроксимацією. Третій цикл – лагранжів етап, четвертий цикл – граничні умови по нульовій апроксимації. П'ятий цикл – заключний етап, де визначаються значення тисків на новому часовому шарі.

Розрахунковий цикл закінчується граничними умовами для тисків і концентрацій. Концентрації апроксимуються за нульовим порядком, тиск – за умовою «м'якої» стінки. Повторення розрахункового циклу відбувається, починаючи із блоку виводу інформації.

2.3.2 Тестування моделі

Верифікація математичної моделі ударної труби, передбачає визначення похибки розв'язання за допомогою різних тестів. Тестування є найважливішим інструментом перевірки ступеня відповідності побудованих математичних моделей і їх чисельних аналогів реальному фізичному процесу [88]. Зробимо три види тестів: внутрішні, якісні й кількісні [89].

1) Внутрішні тести, дозволяють виявити помилки в написанні алгоритму, рекурентних співвідношеннях, у формулюванні граничних умов та інше. Проведено три внутрішніх тести: на симетричність рішення, на сіткову збіжність і

на визначення коефіцієнта внутрішнього шуму різницевого аналога точного рішення диференціальних рівнянь.

1.1) Перевірка на виконання симетрії розв'язання при постановці симетричних початкових і граничних умов. Це означає, що якщо в початковий момент ми мали два потоки, спрямованих у протилежні боки, то розв'язання задачі в наступні моменти часу повинне бути симетричним щодо границі розділу. Симетричність також має спостерігатися в характеристиках збурювань за різними параметрами середовища тиску, швидкості, щільності, повної енергії тощо. Тест виконаний за умовами п. 2.3.1. Геометрія розрахункової області припускає розташування газоповітряної суміші в центрі прямолінійної ділянки циліндричного каналу (рис. 2.12).

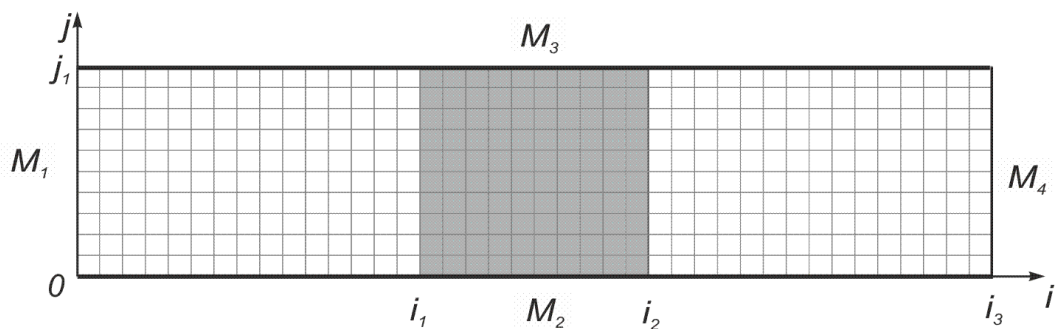


Рисунок 2.12 – Геометрія розрахункової області

Початкові умови:

Повітря $t = 0$; $0 < i < i_1$; $i_2 < i < i_3$; $0 < j < j_1$.

$P = P_a$; $\rho = \rho_6$; $u = v = 0$; $E = J$;

$C_{i,j}^n(1) = 0$; $C_{i,j}^n(2) = 0,21$; $C_{i,j}^n(3) = 1 - (C_{i,j}^n(1) + C_{i,j}^n(2))$;

Газоповітряна суміш $t = 0$; $i_1 < i < i_2$; $0 < j < j_1$.

$P = P_n$; $\rho = \rho_{ГПС}$; $u = v = 0$; $E = J$;

$C_{i,j}^n(1) = 0,095$; $C_{i,j}^n(2) = 0,21$; $C_{i,j}^n(3) = 1 - (C_{i,j}^n(1) + C_{i,j}^n(2))$;

Граничні умови:

M_2, M_3 – умова непротікання $V_n = 0$, $V_t = 0$;

M_1, M_4 – невідбиваюча границя $P = P_\infty$; $T = T_\infty$; $v = v_\infty$; $u = u_\infty$.

Чисельний розрахунок тестової задачі проводиться у комп'ютерній програмі «Віртуальна лабораторія VL-MCE 1.0 Моделювання поширення ударної повітряної хвилі в ударній трубі» [90]. Результати чисельного обчислення миттєвого вибуху у вигляді графіків тиску, компоненти швидкості уздовж осі каналу й щільності наведені на рис. 2.13.

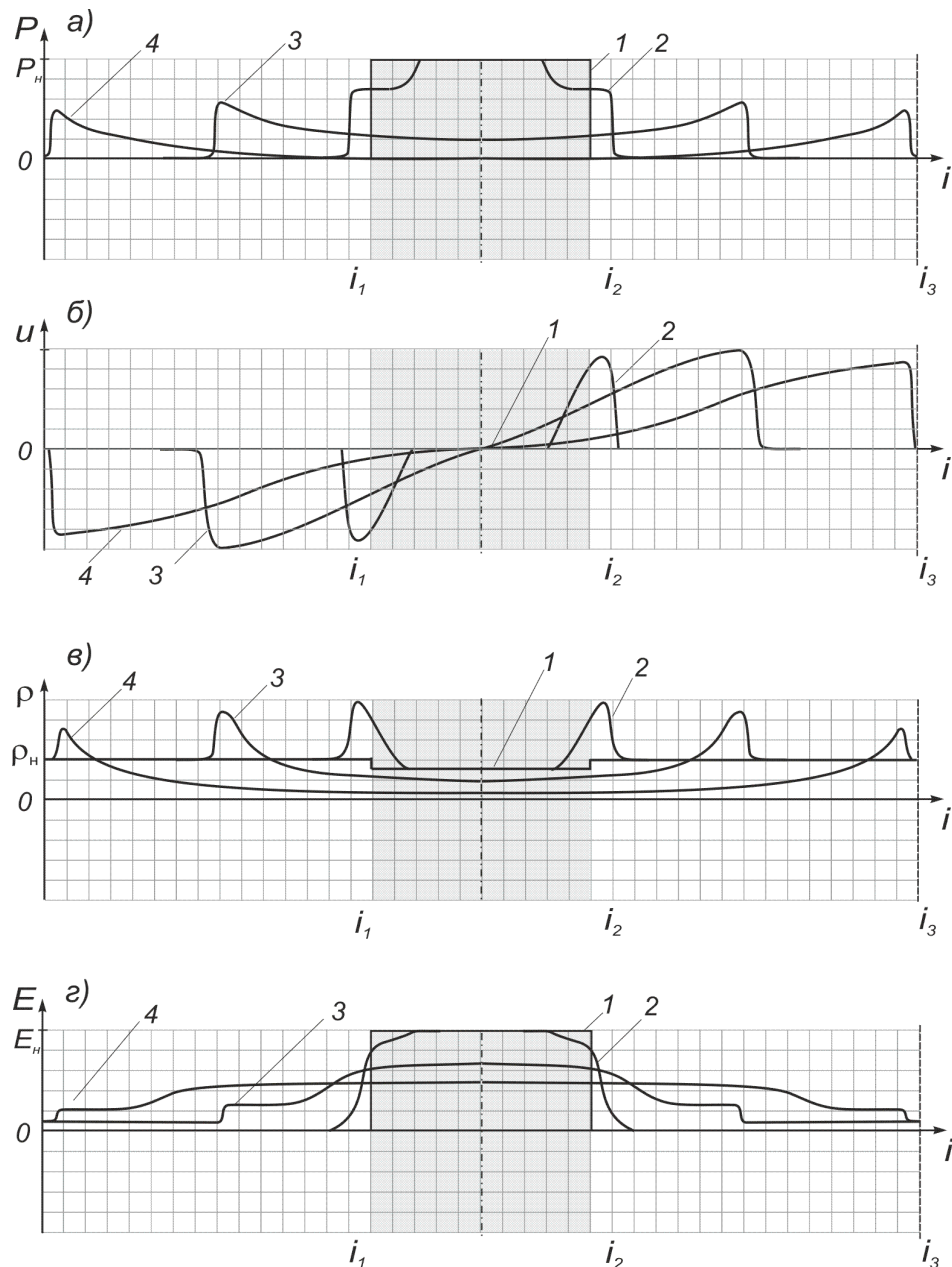


Рисунок 2.13 – Результати чисельного розрахунку тестової задачі на виконання симетрії: а) тиск середовища, б) швидкість, в) щільність, г) повна питома енергія; 1, 2, 3, 4 – положення фронту УПХ у моменти часу 0 мс; 0,52 мс; 4 мс; 7,1 мс

Із графіків видно абсолютну симетричність конфігурації й положення двох фронтів ударних хвиль, що поширюються у протилежні боки (рис. 2.14а) на початку формування ударної хвилі, в середині ділянки й наприкінці ділянки. Аналогічна картина за швидкістю (рис. 2.14б): коли потік поширюється ліворуч, вона має негативне значення, праворуч – позитивне. Стрибки щільності газу у фронті, також відповідають фізичним процесам і перебувають у проекційному зв'язку зі збурюваннями швидкості й тиску. Знімок екрана блоку виводу інформації комп'ютерної програми чисельного рахунку миттєвого вибуху наведений у додатку Б.

1.2) Тест на сіткову збіжність, зміст якого полягає в порівняльному оцінюванні результатів розв'язання однієї задачі за одним алгоритмом, але з різним кроком просторової різницевої сітки [91]. Застосуємо поділ просторового кроку навпіл у тестовій задачі розпаду розриву. У першому випадку просторовий крок розрахункової сітки становитиме $\Delta x = 0,05$ м, у другому – $\Delta x = 0,1$ м (рис. 2.14 – 2.15). Порівняльні розрахунки показані за параметрами тиск, швидкість в ударній хвилі. Знімок екрана з виводом графіків за чотирима характеристиками (тиск, швидкість, щільність і повна енергія) наведено у додатку В.

Чисельні розрахунки на структурованій сітці задачі миттєвого вибуху газоповітряної суміші в закритому кінці ударної труби показують, що при різному фізичному кроці по простору Δx від 0,05 до 0,1 м фронт ударної хвилі проходить однакову відстань за контрольні проміжки часу. Для $t = 0,45$ мс; 4,3 мс і 7,1 мс пройдена відстань в обох випадках сітки дорівнює 0,3; 2,4 і 4,5 м (рис. 2.14). Форми графіків за основними параметрами потоку є ідентичними для грубої й дрібної сітки. Таким чином, розроблена чисельна схема у задачі розпаду розриву виявила сіткову збіжність результатів розрахунку в діапазоні розміру комірок сітки Δx від 0,05 до 0,1 м.

1.3) Наступним етапом дослідження отриманого дискретного аналога розглянутої задачі й вивчення ступеня близькості розв'язання задачі до точного є визначення коефіцієнта внутрішнього шуму чисельної схеми. Цей тест вимагає

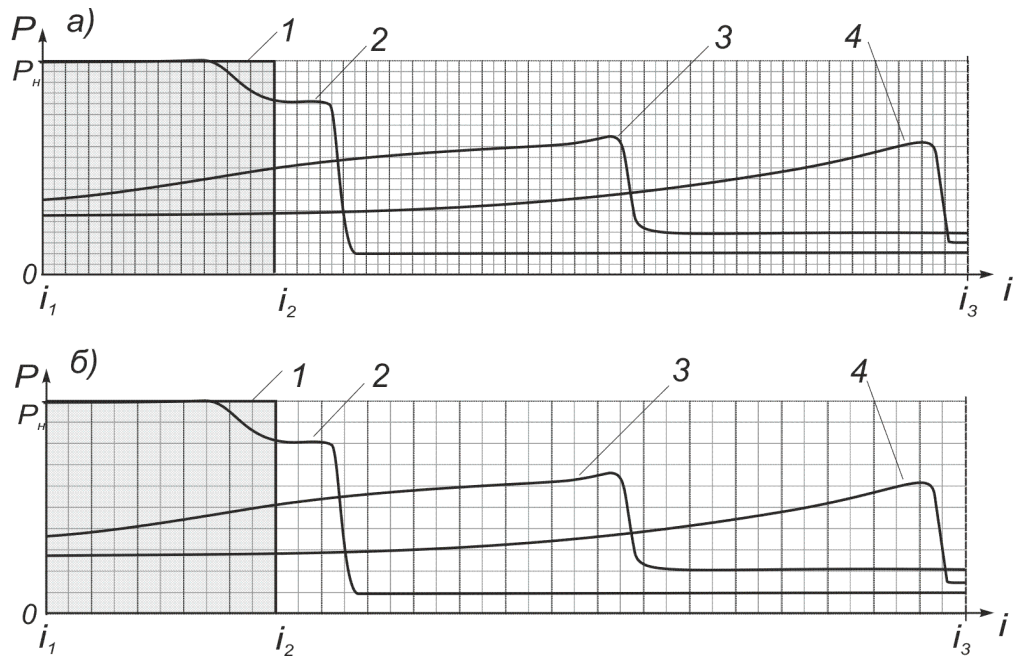


Рисунок 2.14 – Результати тестової задачі сіткової збіжності за параметром тиск: а) крок сітки $\Delta x = 0,05$ м; б) крок сітки $\Delta x = 0,1$ м; 1, 2, 3, 4 – положення фронту УПХ у моменти часу 0 мс; 0,45 мс; 4,3 мс; 7,1 мс

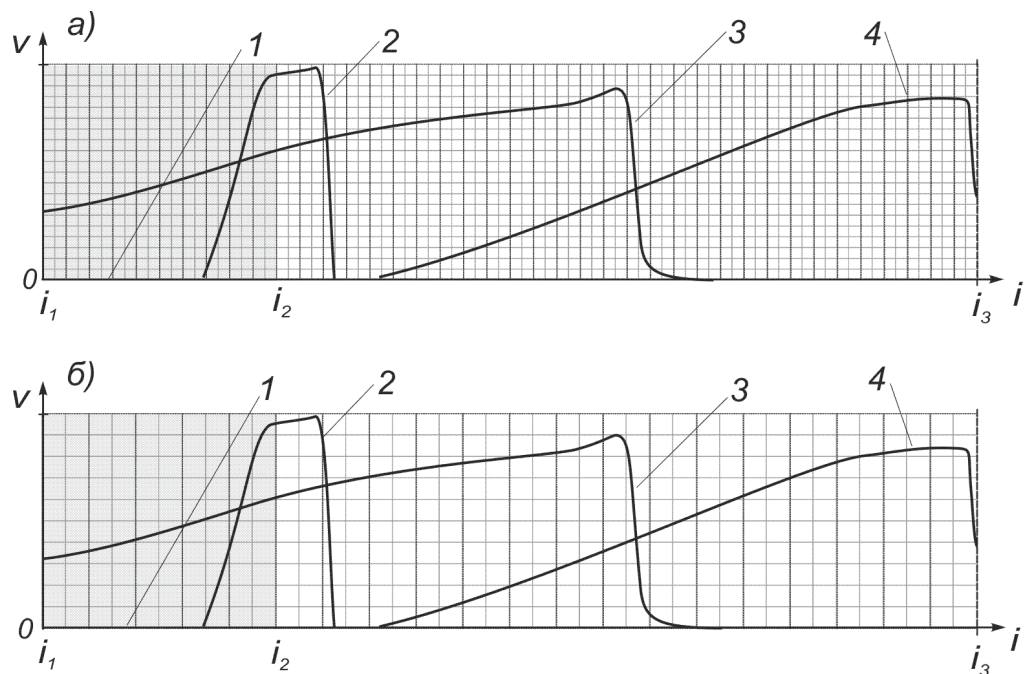


Рисунок 2.15 – Результати тестової задачі сіткової збіжності за параметром швидкість: а) крок сітки $\Delta x = 0,05$ м; б) крок сітки $\Delta x = 0,1$ м; 1, 2, 3, 4 – швидкість газового середовища у фронті УПХ у моменти часу 0 мс; 0,45 мс; 4,3 мс; 7,1 мс

виконання чисельного розрахунку з вихідними даними, що виключають початкове збурення середовища.

Початкові умови тестового задачі такі:

Повітря $t = 0$; $0 < i < i_1$; $i_2 < i < i_3$; $0 < j < j_1$. $P = P_a$; $\rho = \rho_0$; $u = v = 0$; $E = J$;

$C_{i,j}^n(1) = 0$; $C_{i,j}^n(2) = 0,21$; $C_{i,j}^n(3) = 1 - (C_{i,j}^n(1) + C_{i,j}^n(2))$;

Газоповітряна суміш $t = 0$; $i_1 < i < i_2$; $0 < j < j_1$.

$P = P_a$; $\rho = \rho_{ГПС}$; $u = v = 0$; $E = J$;

$C_{i,j}^n(1) = 0,095$; $C_{i,j}^n(2) = 0,21$; $C_{i,j}^n(3) = 1 - (C_{i,j}^n(1) + C_{i,j}^n(2))$.

Для виконання умов тесту дорівнюємо щільність повітря й продуктів вибуху $\rho_{ГПС} = \rho_0$. Результати чисельного розрахунку наведені на рис. 2.16, знімок екрана тесту наведено в додатку Д.

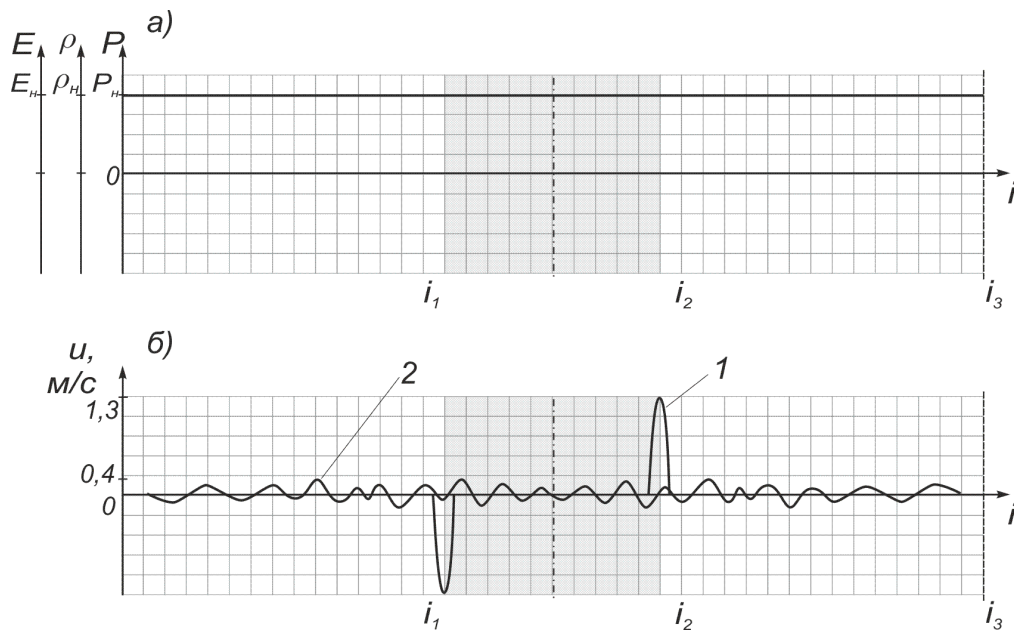


Рисунок 2.16 – Результати тесту визначення шумів чисельної схеми:

- а) стан середовища на початку і під час розрахунку, $t = 0..10$ мс, б) збурювання та згасання флуктуацій швидкості середовища на момент часу $t = 0,6$ мкс (1) та $t = 10$ мс (2)

Чисельний розрахунок показав виникнення в перший момент часу нефізичних флуктуацій параметрів на границях середовища. Оскільки значення цих

флуктуацій невеликі, вони проявляються тільки на графіку швидкості, тому що початкове її значення дорівнює нулю. Виникнення флуктуацій обумовлене похибкою чисельної апроксимації. Абсолютне максимальне значення похибки за швидкістю становить 1,3 м/с. За рахунок схемної в'язкості методу великих частинок флуктуації загасають і на момент часу 10 мс зменшуються більше ніж втричі. Таким чином, похибка чисельної схеми за швидкістю, щодо швидкості звуку в повітрі становить $\delta_{\text{отн}} = 0,4 \%$, що є припустимим значенням [92].

2) Спільні якісно-кількісні тести. В описуваній серії тестів виконується якісне й кількісне зіставлення результатів розрахунків, абсолютних і відносних значень параметрів, картин потоку середовища, отриманих експериментальними й аналітичними методами. В якості критеріїв порівняння виступають геометричні характеристики потоку, форма й положення ударних хвиль, контактних розривів, вільних границь. Необхідність проведення цієї серії тестів пов'язана з особливістю фізичних процесів вибуху: кількісні характеристики потоків безпосередньо пов'язані з геометрією початкових умов.

У дисертаційному дослідженні розглянута задача про розпад ударної хвилі, яка розв'язувалася в [74] методом частинок в комірках, який описано в [93]. Нехай у початковий момент часу $t = 0$ газ перебував у стані спокою. Правий напівпростір містить газ із нормальною щільністю ρ_n і тиском p_n , лівий напівпростір заповнений газом з підвищеною щільністю ρ_l і тиском p_l (рис. 2.17). Параметри газу задаються наступним чином:

$$\rho_l / \rho_n = 5; p_l / p_n = 5; \rho_n = 1; u_l = u_n = 0.$$

Профілі щільності показують виникнення відмінностей у модифікованому методі й чіткішого формування фронту УПХ, починаючи з 50-го обчислювального циклу (кроку за часом). Ці відмінності й осциляції графіка порівняння обумовлені кінцевим числом частинок в комірках.

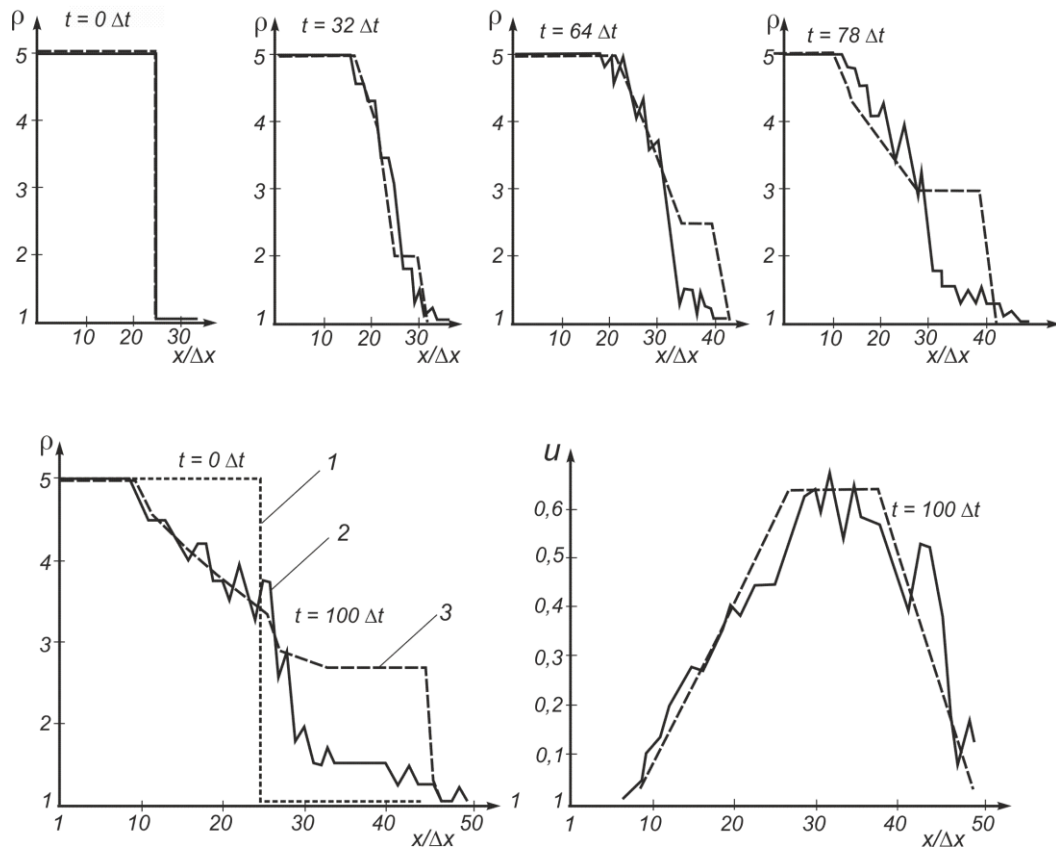


Рисунок 2.17 – Динаміка розпаду розриву в профілях щільності та швидкості: 1 – початковий стан середовища; 2 – чисельний розрахунок за методом частинок у комірках; 3 – розрахунок за модифікованою чисельною схемою

Аналогічна задача, що виконана методом великих частинок, показує більш чіткий збіг профілів (рис. 2.18). Цей метод є розвитком методу частинок в комірках і точніше описує фізичний процес, відповідно, отримана модифікована схема дає адекватні розрахункові профілі в контактних розривах фронту ударної хвилі й хвилі розрідження.

Для кількісного оцінювання результатів розрахунку за модифікованою схемою скористаємося результатами експериментальних і чисельних досліджень детонації газоповітряних сумішей в ударній трубі [94 – 99].

Експериментальні дослідження, представлені в роботі [94], проведені в ударній трубі діаметром 30 мм, яка розділена мембраною на детонаційну й ударну секції. Довжина детонаційної секції варіювалася $L_0 = 0,161; 0,292; 1,33$ м і заповнювалася метаноповітряною сумішшю у стехіометричній концентрації.

У процесі експерименту реєструвалася швидкість поширення ударної хвилі в ударній секції.

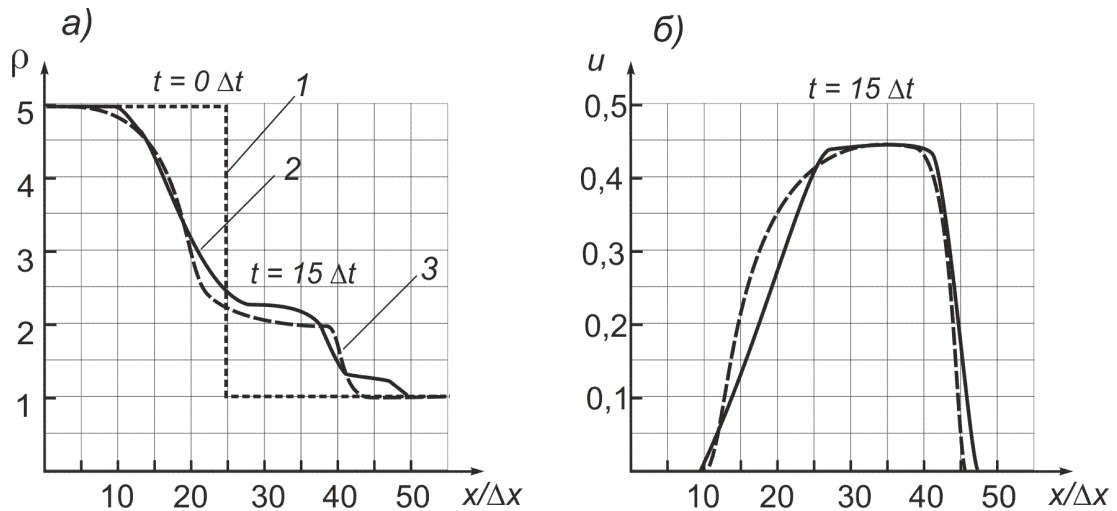


Рисунок 2.18 – Розпад розриву в розв’язанні задачі методом великих частинок:
 1 – початковий стан середовища; 2 – розрахунок за методом великих частинок;
 3 – розрахунок за модифікованою чисельною схемою

Така геометрія ударної труби досить просто моделюється у віртуальній лабораторії [90]:

– параметри рахунку: крок за часом $\Delta t = 1 \cdot 10^{-6}$ с;

крок по осі z , r дорівнює 0,005 м;

– геометрія каналу: діаметр $d_k = 0,03$ м; довжина відповідно до умов експерименту варіювалася щодо довжини детонаційної секції:

$$\bar{x} = x/L_0 = 20; \quad x = L_0 \cdot \bar{x} = 3,2 \dots 26,6 \text{ м.}$$

Порівняльні графіки результатів розрахунку й експериментальних даних наведені на рис. 2.19.

Результати розрахунку показали, що чисельне розв’язання за модифікованою схемою досить близько якісно й кількісно відповідає експерименту [94] для всіх довжин детонаційної секції ударної труби. Відхилення в положенні профілю розрахункової лінії графіка пояснюється відсутністю в чисельній мо-

делі врахування силової взаємодії газового потоку зі стінкою каналу (врахування тертя) і врахування теплообміну зі стінкою.

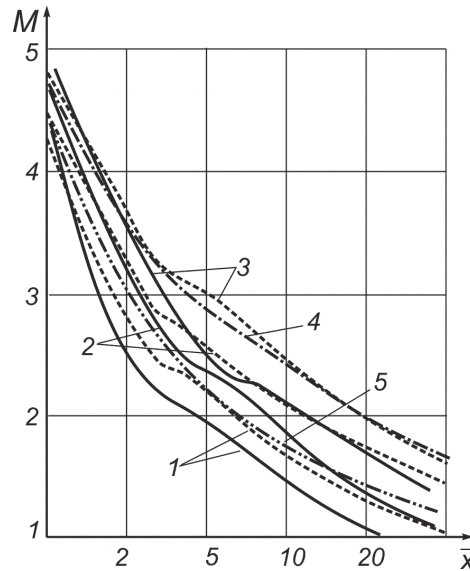


Рисунок 2.19 – Залежність числа Маха M від відносної координати положення фронту ударної повітряної хвилі \bar{x} : 1, 2, 3 – довжина секції детонації 0,161; 0,292; 1,33 м; суцільна лінія – експеримент, пунктир – чисельний розрахунок за модифікованою схемою; 4 – чисельний розрахунок у роботі [101]; 5 – чисельний розрахунок за методом Годунова [94]

Виникнення полички на експериментальному графіку відбувається в момент закінчення розгону продуктів вибуху в секції детонації. Розбіжності положення розрахункової полички з положенням полички, що отримано у експерименті відбувається через різні процеси в детонаційній камері: у розрахунку моделюється миттєвий вибух, в експерименті – дефлаграційне горіння. Оскільки в експерименті джерелом запалювання служить електрична іскра, то ймовірність детонації досить низька. У випадку ініціювання детонаційного горіння, що за динамікою наближається до миттєвого вибуху, положення розрахункової полички буде збігатися з експериментальним.

Порівняння з графіками чисельних розрахунків виконаних у роботах [100, 101] показало більш близький збіг результатів.

Висновки до розділу 2

1) Отримане наукове підтвердження переваги застосування основної концепції методу великих частинок – розщеплення вихідної системи рівнянь за фізичними процесами: чисельна схема першого порядку точності є стійкою в умовах значного градієнта параметрів розривних внутрішніх потоків, в умовах багатокомпонентних середовищ дозволяє одержувати стійкі розв'язання без застосування штучної в'язкості за рахунок використання в'язкості апроксимаційної.

2) Уперше запропонована структура алгоритму чисельного розрахунку методу великих частинок, що дозволяє переходити від однокомпонентних середовищ до багатокомпонентних і дає можливість моделювати взаємодію реакційноздатних компонентів газового потоку.

3) Запропоновано спосіб моделювання газодинамічних процесів у багатокомпонентних середовищах шляхом введення до розрахунку потоків маси через поверхню розрахункової комірки концентраційної функції $C_{i,j}^n(k)$ у вигляді чисельних масивів концентрацій компонентів для кожної розрахункової комірки.

4) Уперше запропоновано спосіб реалізації граничних умов розв'язання задачі методом великих частинок для невідбивних границь розрахункової області, що виконується спільним дослідженням граничних умов і фізичних процесів.

5) Встановлена умова адекватної роботи невідбивних границь розрахункової області – використання лінійної апроксимації компонентів швидкості при екстраполяції їхніх значень у фіктивні комірки, чим забезпечується нерозривність рішення.

6) Науково обґрунтована додаткова умова адекватної роботи невідбивної границі при переході потоків зі значними градієнтами тисків через границю розрахункової області. У цьому випадку апроксимаційний тиск у фіктивній комірці визначається за умовою «м'якої» стінки (2.37). Це виключає нефізичні осциляції при переході УПХ через розрахункову границю.

7) Виявлена особливість розрахунку умови «м'якої» стінки, формула (2.38), для границь розрахункової області залежно від напрямку потоку «вхід – вихід».

8) Проведена верифікація модифікованої чисельної схеми методу великих частинок за внутрішніми, якісними і кількісними тестами, що виявили збіжність результатів чисельної схеми з експериментальними й аналітичними дослідженнями поширення ударних повітряних хвиль у каналах. Коефіцієнт власних шумів чисельної схеми не перевищує 0,4 % .

9) На основі модифікованої чисельної схеми методу великих частинок зроблені алгоритм і програмне забезпечення для моделювання газодинамічних процесів поширення ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах у вигляді інтерактивної віртуальної лабораторії.

Результати, наведені в розділі, опубліковані в таких роботах автора [73, 90, 138, 154, 163, 225, 268].

РОЗДІЛ 3

ДОСЛІДЖЕННЯ Й ВСТАНОВЛЕННЯ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ У ГАЗОДИНАМІЧНИХ ПРОЦЕСАХ ПОШИРЕННЯ УРАЖУЮЧОГО ФАКТОРА В ПРОТЯЖНИХ СПОРУДАХ

Протікання вибухів газоповітряних сумішей у каналах, тунелях, підземних виробках протяжних споруд являє собою складну фізичну картину [106]. Найбільший інтерес в аварійних ситуаціях з точки зору розроблення заходів безпеки викликає прояв динамічної дії УПХ, що поширюється у виробках і тунелях. У роботі у першому наближенні вибух розглядається як модель миттєвого вибуху, що математично описується як розпад довільного розриву в початкових параметрах газу. Використовуючи цей широко застосовуваний підхід у газовій динаміці, приймаємо, що в деякому відомому об'ємі протяжної споруди відбувся вибух газоповітряної суміші відомої потужності. У результаті вибуху в цьому об'ємі відбувається різке підвищення тиску й розширення продуктів реакції з відривом ударної повітряної хвилі від його границі. У процесі поширення ударної повітряної хвилі її інтенсивність зменшується за рахунок залучення до руху додаткових мас повітря, тертя об стінки споруд, теплообміну й втрат енергії на сполученнях і поворотах.

Як показано в розділі 2, теплова й силова взаємодія надзвукового газового потоку зі стінками каналів і виробок чинить певний вплив на встановлення розмірів зон поширення уражуючих факторів УПХ. Теплообмін потоку зі стінками каналів призводить до зменшення їхнього об'єму, тобто змінює картину руху газів, що також призводить до деякого зниження надлишкового тиску у фронті ударної повітряної хвилі [107, 108]. Це виражається в неповному збігу розрахункових і експериментальних графіків руху фронту ударної хвилі в протяжній споруді (рис. 2.22), що необхідно враховувати при розробленні засобів захисту [329].

3.1 Дослідження теплової взаємодії ударної повітряної хвилі зі стінкою протяжної споруди

Для розвитку математичної моделі поширення УПХ по мережі каналів та виробок необхідно в рівняннях Ейлера врахувати тепловий потік у стінку каналу від нагрітих газів, що рухаються за фронтом ударної хвилі [109].

Передача теплової енергії від газу стінці виробки відбувається за рахунок конвективного й кондуктивного теплообміну [119]. Внаслідок інтенсивного турбулентного перемішування газів відбувається вирівнювання температури газів за перерізом виробки. Таким чином, пристінкові теплові ефекти можна опустити й рівняння балансу енергії з системи рівнянь Ейлера (2.1) можна переписати в такому вигляді:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \vec{W}) + \operatorname{div}(PW) = q\Pi, \quad (3.1)$$

де q – щільність теплового потоку в стінку;

Π – периметр виробки, м.

Баланс теплової енергії в теплообміні зі стінкою, представлений у правій частині рівняння енергії (3.1) членом $q\Pi$, будемо враховувати граничними умовами III роду за теплопровідністю, які можна застосувати для даного виду теплообміну [111, 112]:

$$q = \alpha_s (T_s - T) F \Delta t, \quad (3.2)$$

де α_s – коефіцієнт теплообміну, Вт/(м²·К);

T_s – температура стінки, К;

T – середня за перерізом виробки температура газу, К;

F – площа, на якій відбувається теплообмін, м²;

Коефіцієнт теплообміну (тепловіддачі) α_s визначимо таким чином [110, 113]:

$$\alpha_s = \frac{N_u \cdot \lambda_n}{D_{екв}}, \quad (3.3)$$

де N_u – число Нуссельта;

λ_n – коефіцієнт теплопровідності матеріалу стінки, Вт/(м·К);

$$N_u = 0,22 R_e^{0,5} P_r^{0,47} B, \quad (3.4)$$

P_r – число Прандтля;

$$P_r = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda_g}, \quad (3.5)$$

λ_g – коефіцієнт теплопровідності газу, Вт/(м·К);

μ – динамічна в'язкість повітря, Па·с;

c_p – ізобарна теплоємність газу, Дж/(кг·К);

R_e – число Рейнольдса, для циліндричного каналу визначається за формулою [115]:

$$R_e = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{2}{k+1} p \cdot \rho} \frac{q D_{екв}}{\mu}, \quad (3.6)$$

q – наведена витрата газу через розрахункову комірку;

$D_{екв}$ – еквівалентний діаметр каналу, м;

B – поправковий коефіцієнт, що враховує вплив шорсткості стінок на процес теплообміну, визначається за такою залежністю [114]:

$$B = \begin{cases} \exp \left[\frac{\left(\frac{l}{\delta} \right)_{opt}}{\left(\frac{l}{\delta} \right)} \right], & \left(\frac{l}{\delta} \right) > \left(\frac{l}{\delta} \right)_{opt} \\ \exp \left[\frac{\left(\frac{l}{\delta} \right)}{\left(\frac{l}{\delta} \right)_{opt}} \right], & \left(\frac{l}{\delta} \right) < \left(\frac{l}{\delta} \right)_{opt} \end{cases} \quad \left(\frac{l}{\delta} \right)_{opt} = 13, \quad (3.7)$$

де l – характерна відстань між виступами шорсткості, м;

δ – висота виступу, м.

Реалізація врахування теплопередачі буде виглядати наступним чином:

$$\tilde{u}_{i,j}^n = u_{i,j}^n - \frac{P_{i+0,5,j}^n - P_{i-0,5,j}^n}{\Delta z} \frac{\Delta t}{\rho_{i,j}^n}; \quad (3.8)$$

$$\tilde{v}_{i,j}^n = v_{i,j}^n - \frac{P_{i,j+0,5}^n - P_{i,j-0,5}^n}{\Delta r} \frac{\Delta t}{\rho_{i,j}^n}; \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{i,j}^n = E_{i,j}^n - & \left[\frac{jP_{i,j+0,5}^n v_{i,j-0,5}^n - (j-1)P_{i,j-0,5}^n v_{i,j-0,5}^n}{(j-0,5)\Delta r} + \right. \\ & \left. + \frac{P_{i+0,5,j}^n u_{i+0,5,j}^n - P_{i-0,5,j}^n u_{i-0,5,j}^n}{\Delta z} \right] \cdot \frac{\Delta t}{\rho_{i,j}^n} + AL(T_0 - T_{i,j}^n) \frac{\Delta t}{\rho_{i,j}^n}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Для тестового розрахунку оцінимо значення коефіцієнта теплообміну газового потоку, що рухається за фронтом УПХ зі стінками каналу підземної споруди. Матеріалом стінки підземних споруд, як правило, є цегла, бетон чи залізобетон. У підземних виробках, у першому наближенні, можна вважати стінкою гірську породу (піщані або глинисті сланці, пісковики).

Згідно з формулою (3.5) визначимо число Прандтля на одиничній довжині каналу, атмосфера – повітря при середній температурі в потоці 500 °С, коефіцієнті теплопровідності 0,0574 Вт/(м·К):

$$P_r = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda_g} = \frac{2,17 \cdot 10^{-5} \cdot 1,003 \cdot 10^3}{0,0574} = 0,47.$$

Для розрахунку числа Нуссельта нам необхідно знати критерій Рейнольдса в надзвуковому потоці за фронтом УПХ. Оскільки такі дані для УПХ відсутні, за аналогією можна прийняти значення числа Рейнольдса в потоках газотурбінних авіаційних двигунах [116]. У них даний показник у номінальних і форсажних режимах змінюється в межах $2 \cdot 10^5 - 8 \cdot 10^7$ [117].

Поправковий коефіцієнт, що враховує вплив шорсткості, визначимо для умов підземної виробки, що закріплена арковим кріпленням зі спецпрофіля СВП. Відстань між рамами кріплення 1 м, висота виступу 0,2 м. Тоді, згідно з відношенням (3.7):

$$\left(\frac{l}{\delta}\right) = \left(\frac{1}{0,2}\right) = 5 < \left(\frac{l}{\delta}\right) = 13_{opt},$$

$$\exp\left[\frac{\left(\frac{l}{\delta}\right)}{\left(\frac{l}{\delta}\right)_{opt}}\right] = \exp\left[\frac{5}{13}\right] = 1,4.$$

Тоді

$$N_u = 0,22 R_e^{0,5} P_r^{0,47} B = 0,22 \cdot (5 \cdot 10^7)^{0,5} \cdot (0,47)^{0,47} \cdot 1,4 = 1524.$$

Коефіцієнт теплопровідності для пісковика, що за теплофізичними властивостями близький до будівельного бетону, має значення 2,18 Вт/(м·К).

У підсумку, коефіцієнт тепловіддачі становитиме:

$$\alpha_s = \frac{N_u \cdot \lambda_n}{D_{екв}} = \frac{1524 \cdot 2,18}{1} = 3323 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Оцінимо роботу чисельної схеми модифікованого методу великих частинок, що враховує теплообмін УПХ зі стінками протяжної споруди при зміні коефіцієнта теплообміну від 0 до 10000 Вт/(м²·К). Тестові задачі розпаду розриву виконані для умови розташування джерела вибуху в тупиковій частині секції високого тиску ударної труби. Розмір секції високого тиску 2 м, секція розвантаження – 5 м. Результати розрахунків наведені на рис. 3.1 – 3.2, знімки з екрану з графіками стану середовища в ударній трубі у процесі розрахунку наведені у додатку Е.

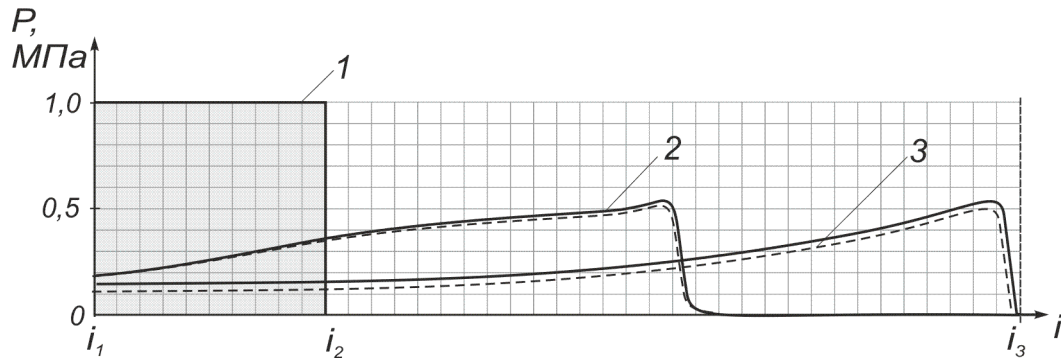


Рисунок 3.1 – Результати чисельного моделювання впливу теплообміну газового потоку зі стінкою каналу: 1, 2, 3 – тиск у каналі на момент часу 0; 3,1; 7,1 мс; суцільна лінія $\alpha = 0$ Вт/(м²·К), штрихова лінія – $\alpha = 10000$ Вт/(м²·К)

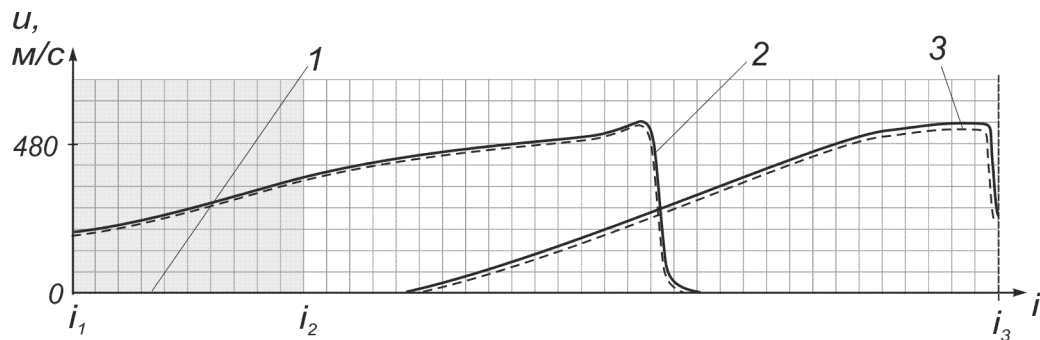


Рисунок 3.2 – Результати чисельного моделювання впливу теплообміну газового потоку зі стінкою каналу: 1, 2, 3 – швидкість газового потоку у каналі на момент часу 0; 3,1; 7,1 мс; суцільна лінія $\alpha = 0$ Вт/(м²·К), штрихова лінія – $\alpha = 10000$ Вт/(м²·К)

Виходячи з результатів чисельного експерименту, вплив теплообміну газового потоку зі стінкою каналу не відіграє вирішальної ролі у формуванні параметрів УПХ, незважаючи на значну величину коефіцієнта теплообміну порядку 3000 Вт/(м²·К). Це пояснюється тим, що час контакту між газом і стінкою з більшими градієнтами температур перебуває в субмілісекундних межах, що й дає незначну дисипацію теплової енергії потоку в стінку споруди. Так, згідно з графіками (рис. 3.1 – 3.4) основні параметри в ближній зоні за рахунок тепловіддачі знижуються не більш, ніж на 1 – 5 %. Однак існує подвійний взаємозв'язок ступеня зниження енергії УПХ: з одного боку, у ближній зоні при

обмеженому часі з моменту почала вибуху існує значний градієнт температур, з другого боку, з накопиченням часу контакту градієнт температур знижується.

Для встановлення розподілу коефіцієнта зниження енергії УПХ в зонах її поширення за рахунок тепловтрат, у роботі був проведений чисельний експеримент в умовах поширення хвилі на відстані до 300 м. Початкові умови: тиск вибуху $P_n = 1$ МПа, довжина секції детонації $L_D = 2$ м, діаметр каналу $d_k = 1$ м, початкова щільність продуктів вибуху $\rho_{ПД} = 1,1$ кг/м³. У секції розвантаження фізичні параметри середовища прийняті за характеристиками повітря.

Коефіцієнт зниження параметрів k_s ударної хвилі (P, u, ρ, E) визначається як відношення:

$$k_s = 1 - \frac{f_p}{f}, \quad (3.11)$$

де f_p, f – амплітуда параметра у фронті ударної хвилі з врахуванням та без врахування тепловтрат.

Результати моделювання наведені на рис. 3.3.

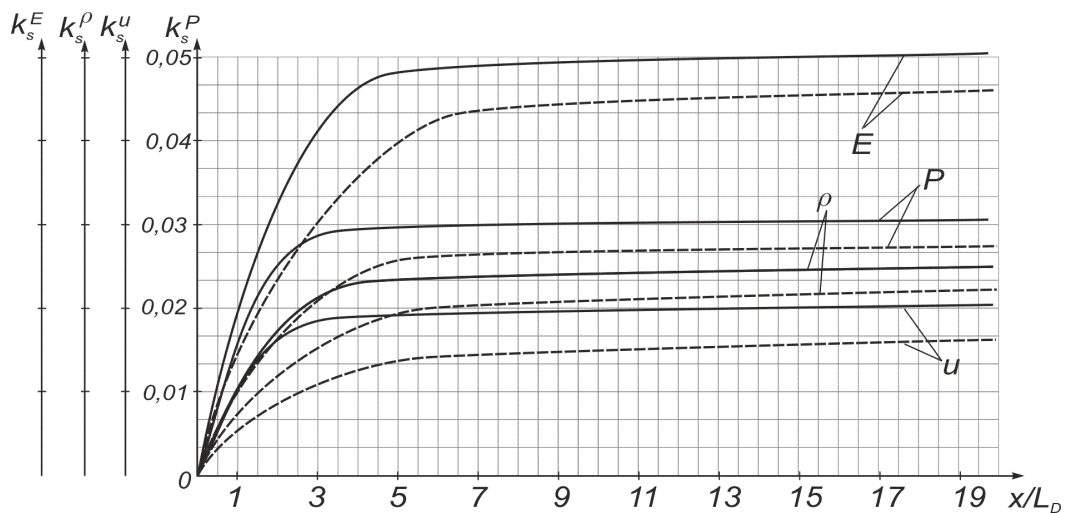


Рисунок 3.3 – Залежність коефіцієнту зниження амплітуди параметрів ударної повітряної хвилі від відстані до зони вибуху: суцільна лінія $\alpha = 5000$, штрихова лінія – $\alpha = 10000$ Вт/(м²·К)

Відповідно до результатів моделювання найбільше відносне зниження амплітуди відбувається за параметром питомої повної енергії середовища – на 5 %, тиск на 3 %, щільність 2,5 %, падіння швидкості 2 %, при максимальному значенні коефіцієнта теплообміну. Причому інтенсивне наростання тепловтрат відбувається в зоні 3 – 5 довжин ділянки газоповітряної суміші, далі ступінь наростання уповільнюється й на всьому іншому шляху змінюється несуттєво. При зменшенні коефіцієнта теплообміну вдвічі зона наростання коефіцієнта k_s збільшується до 5 – 7 x/L_D [118].

Таким чином, отримані шляхом чисельного моделювання коефіцієнти зниження параметрів k_s за рахунок тепловтрат у ближній зоні (до 10 x/L_D) залежно від розмірів ділянки газоповітряної суміші можна апроксимувати на весь шлях поширення ударної повітряної хвилі. Це дає можливість зменшити обсяги обчислень для прогнозування відстаней і зон поразки ударною повітряною хвилею при аварійних вибухах.

3.2 Дослідження впливу шорсткості стінки споруди на зниження інтенсивності ударної повітряної хвилі

Поширення ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах супроводжується дисипацією енергії вибухової хвилі, основними причинами якої є залучення до руху і нагрівання мас повітря, що збільшуються з відстанню, теплообмін зі стінками каналу й тертя повітря в газовому потоці об поверхню споруди [142]. Вплив останнього фактора на поширення ударних хвиль вважається істотним [143, 144]. Його дослідження проводилися в основному експериментальними методами в умовах підземних споруд [124]. На основі таких досліджень, а також використання теорії розмірностей і подібності отримані емпіричні залежності, що характеризують процес загасання тиску на фронті ударної повітряної хвилі на прямолінійних ділянках каналів постійного перерізу [120 – 123]:

У роботі [76] аналізується декілька емпіричних методик розрахунку коефіцієнта шорсткості й показано, що результати їхнього застосування можуть значно відрізнятись або суперечити один одному.

Для рішення цього питання необхідно в математичному розв'язанні врахувати вплив шорсткості стінки споруди на параметри поширення УПХ. Застосований у роботі газодинамічний підхід до розв'язання задачі поширення УПХ, дозволяє це виконати шляхом врахування дисипації енергії в рівнянні руху. Рівняння Ейлера (2.1) у цьому випадку можна записати в такому вигляді:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \vec{W}) + \frac{\partial P}{\partial z} &= -\tau_{mp} \frac{\Pi}{S}, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \vec{W}) + \frac{\partial P}{\partial r} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{ руху; } \quad (3.12)$$

де τ_{mp} – напруження поверхневих сил тертя;

S, Π – поперечний переріз і периметр каналу.

У правій частині рівняння (3.12) враховується взаємодія газового потоку зі стінками виробок у формі гальмування потоку за рахунок напруження поверхневих сил тертя τ_{mp} . Методика реалізації дисипації енергії в чисельному розрахунку заснована на відомому поданні механіки руху в'язкого газу, що стискається, в каналі: газ безпосередньо біля стінки каналу не просковзує, а прилипає до неї. Це в результаті викликає гальмування всього потоку [125]. У чисельному розрахунку цей фактор врахований у граничних умовах: $u_{i,jmax} = 0$, де u – компонента швидкості газового потоку, спрямованого уздовж стінки каналу. Однак, як показали проведені в роботі дослідження, такого підходу недостатньо для моделювання нестационарних процесів, тому що він задовільно працює тільки в області сталого руху. Відомо, що втрати напору на тертя при прискореному русі повинні бути більше, ніж при стаціонарному потоці. Звичайно для конкретних задач коефіцієнт тертя в нестационарних потоках знаходять експериментальним шляхом [126].

Друга причина недостатності – це відсутність врахування впливу шорсткості стінки виробки. Розглянуті вище припущення працюють у моделі каналу з «технічно гладкою стінкою». Під технічно гладким каналом мається на увазі певний мінімальний рівень втрат на тертя, що залишається постійним при зменшенні шорсткості стінки [127]. У реальних спорудах прямолінійність стінок виробок є умовою, і будь-яка зміна напрямку руху повітря за рахунок виступів кріплення або інших елементів спричиняє додаткові втрати. У цей час, аналітичних рішень для визначення коефіцієнтів загасання ударних повітряних хвиль за рахунок шорсткості стінки не отримано.

У цій роботі, в модифікованій чисельній схемі МВЧ, для знаходження напружень поверхневих сил тертя скористаємося підходом, реалізованим у роботі [128]. Однак з урахуванням особливостей його застосування в умовах протяжних споруд необхідно адаптувати його до розглянутих умов. Напруження поверхневих сил тертя об стінки визначають із вираження, згідно з [129]:

$$\tau_{mp} = f \cdot \rho \cdot u^2, \quad (3.13)$$

де ρ , u – відповідно, щільність і швидкість потоку газу, кг/м^3 , м/с ;

f – коефіцієнт опору тертя повітря об стінки.

У роботі [128] коефіцієнт f рекомендується визначати за формулою:

$$f = \frac{1}{8} c_f \quad (3.14)$$

де c_f – коефіцієнт опору тертя Фаннінга.

Однак ця формула може давати значну похибку, тому що константа $1/8$ застосовується до безрозмірного коефіцієнта опору Шліхтінга [131]:

$$f = \frac{1}{8} \lambda, \quad (3.15)$$

де λ – безрозмірний коефіцієнт опору Шліхтінга, що відрізняється в 4 рази від коефіцієнта Фаннінга c_f .

Формула (3.15) працює для умов технічно гладких каналів. В умовах шорстких каналів у формулі (3.14) необхідно використовувати константу $1/2$.

Один зі способів розрахунку коефіцієнта опору Фаннінга (c_f) – використання формул, заснованих на напівемпіричних теоріях. Відповідно до експериментальних досліджень на водяних трубах [115] даний коефіцієнт рекомендується розраховувати з використанням формули Нікурадзе [127]:

$$c_f = 0,0032 + \frac{0,221}{R_e^{0,237}}, \quad (3.16)$$

$$R_e = \frac{\rho u D_{екв}}{\mu}, \quad (3.17)$$

де μ – динамічна в'язкість газу, Па·с;

$D_{екв}$ – еквівалентний діаметр циліндричного каналу, м.

Для умов протяжних споруд співвідношення (3.16) застосовувати не зовсім коректно, тому що в ньому враховується тільки характеристика потоку газу й зовсім не враховується шорсткість поверхні, що в протяжних спорудах є значним чинником. Так само формула (3.16) застосовується в обмеженому інтервалі числа Рейнольдса ($R_e = 10^5 \dots 10^6$), що може призводити до похибок у наскрізному розрахунку, тому що в чисельній схемі у всій розрахунковій області використовується єдиний алгоритм для збурених і незбурених областей. Для надійного розрахунку коефіцієнта опору тертя Фаннінга c_f необхідно використовувати спеціальні номограми [129, с. 20], за якими у технічно необмеженому діапазоні можна визначити шукану величину залежно від R_e і відносної шорсткості $e/D_{екв}$, де e – характерний (середній) розмір виступу кріплення на стінці.

У підсумку, чисельна реалізація рішення рівняння руху (3.12), що враховує дисипацію енергії на тертя, у модифікованій схемі методу великих частинок буде виглядати таким чином. В алгоритмі розщеплення за фізичними процесами вихідної нестационарної системи рівнянь Ейлера проміжні значення швидкості визначаються на ейлеревому етапі:

$$\begin{aligned}\tilde{u}_{i,j}^n &= u_{i,j}^n - \frac{P_{i+0,5,j}^n - P_{i-0,5,j}^n}{\Delta z} \frac{\Delta t}{\rho_{i,j}^n} - \frac{2f_{i,j} \cdot \rho_{i,j}^n \cdot (u_{i,j}^n)^2 \Delta t}{j_m \Delta r}; \\ \tilde{v}_{i,j}^n &= v_{i,j}^n - \frac{P_{i,j+0,5}^n - P_{i,j-0,5}^n}{\Delta r} \frac{\Delta t}{\rho_{i,j}^n};\end{aligned}\quad (3.18)$$

де $f = 1/2 c_f$; $c_f = f(R_e, e/D)$, значення c_f задається табличне.

Адаптація методики розрахунку напруження поверхневих сил тертя має переваги, що дозволяє точніше врахувати умови поширення ударних хвиль у каналах протяжних споруд: відношення e/D може змінюватися в межах від 10^{-6} до 10^{-1} , що охоплює широкий спектр умов від гладких бетонних стін підземних споруд до гірничих виробок, закріплених рамним кріпленням, яке значно виступає у світловий переріз. Число Рейнольдса R_e може змінюватися в межах від 10^3 до 10^8 , що відповідає режиму вибухового горіння від дефлаграції до детонації, зі швидкостями надзвукового потоку до 900 м/с.

За критерій адекватності визначення параметрів гальмування газового потоку за рахунок тертя, в модифікованому МВЧ, була прийнята збіжність результатів розрахунку з відомими експериментальними даними й емпіричними залежностями, отриманими в роботах [76, 132, 133]. У роботі [76] експерименти проводилися в ударній трубі й паралельно в натурних умовах – у підземній виробці рудника. В ударній трубі діаметром 0,5 м ударна хвиля генерувалася зарядом конденсованої вибухової речовини. Камера високого тиску мала довжину 0,3 м. Для зіставлення результатів була проведена серія чисельних експериментів, у яких моделювалися умови ударної труби з характеристиками:

- крок за часом $\Delta t = 1 \cdot 10^{-6}$ с; крок по осі z , $r = 0,01$ м;
- явне число CFL за швидкістю звуку в повітрі: 0,15;
- геометрія каналу: діаметр $d_{\kappa} = 0,5$ м; довжина $L_{\kappa} = 6,0$ м;
- розмір камери високого тиску: $L_{ГПС} = 0,3$ м.

Початковий надлишковий тиск задавався значеннями: 0,75; 1,0; 1,5 МПа.

Для порівняності результатів у чисельному розрахунку відносна шорсткість e/D задавалася таким чином, щоб вона відповідала коефіцієнту шорсткості

β , що визначається «від зворотного» за падінням надлишкового тиску. Графіки результатів чисельного розрахунку (лінії $1_ч, 2_ч, 3_ч$) накладені зверху на дані по ударній трубі (рис. 3.4), показують тісніший збіг з експериментальними лініями в порівнянні з емпіричними залежностями, тому що в модифікованій схемі враховується також теплообмін зі стінками каналу. У серії чисельних розрахунків за матеріал стінки каналу приймалася сталь із відповідними характеристиками: коефіцієнт теплопровідності $\lambda_n = 28 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, щільність $\rho = 7700 \text{ кг/м}^3$.

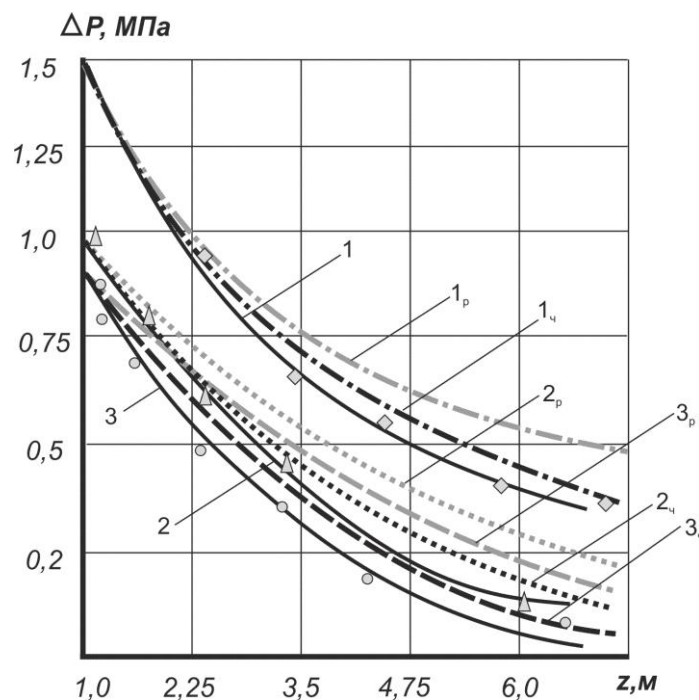


Рисунок 3.4 – Графіки зміни тиску на фронті ударної повітряної хвилі в ударній трубі при різній шорсткості її стінок 1, 2, 3 – експериментальні ($\beta=0,01$, $\beta=0,03$, $\beta=0,05$); $1_п, 2_п, 3_п$ – розрахункові лінії графіка за емпіричними залежностями, $1_ч, 2_ч, 3_ч$ – розрахункові лінії графіка за чисельним розрахунком

Порівняння з натурним експериментом. Для виконання ідентичності умов з натурним експериментом (рис. 3.5) у чисельному експерименті початковий обсяг газів вибуху приймався рівним об'єму газів вибуху конденсованої вибухової речовини – 40 і 65 кг, що відповідало 32000 і 52000 дм^3 (при 800 $\text{дм}^3/\text{кг}$).

Характеристика чисельного розрахунку:

– крок за часом $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$; крок по осі $z, r = 0,1 \text{ м}$;

- явне число CFL за швидкістю звуку в повітрі: 0,2;
- геометрія каналу: діаметр $d_k = 3,0$ м; довжина $L_k = 70,0$ м;
- розмір камери високого тиску: $L_{ГПС} = 3,0$ м.

У порівнянні до натурального експерименту результати чисельного розрахунку тісніше корелюють з ними (рис. 3.5) на відміну від результатів лабораторного експерименту на ударній трубі (рис. 3.4). Це пояснюється впливом кращої стискуваності газового середовища в більших обсягах, що наближає вибух конденсованої вибухової речовини до моделі миттєвого газового вибуху, яка застосовується в чисельному розрахунку.

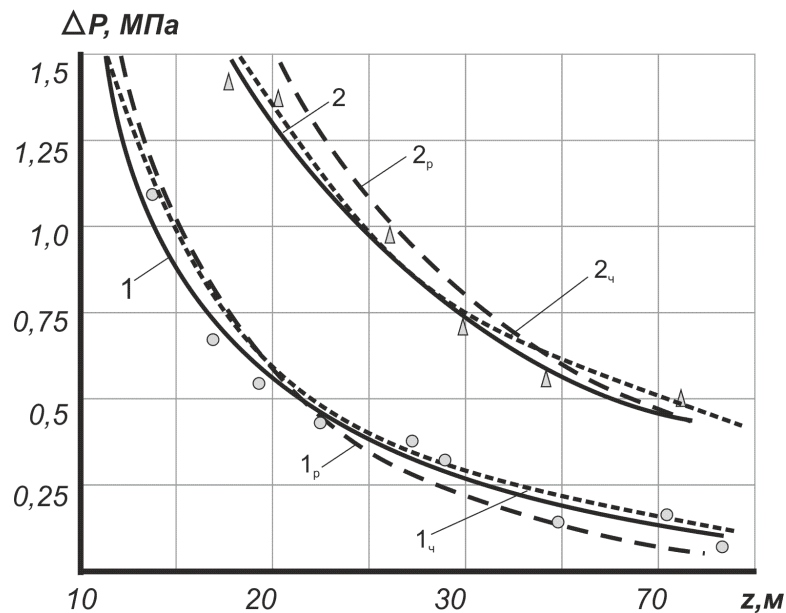


Рисунок 3.5 – Графіки зміни тиску на фронті ударної повітряної хвилі в гірничій виробки: 1, 2 – експериментальні лінії при масі вибухової речовини 40 та 65 кг; $1_p, 2_p$ – розрахункові лінії графіку за емпіричними залежностями, $1_ч, 2_ч$ – розрахункові лінії графіку за чисельним розрахунком

Адекватність результатів чисельного рахунку також необхідно перевірити щодо відповідності динаміки імпульсу УПХ. У роботі [76] наведено графік розподілу імпульсу за довжиною ударної труби діаметром $d_m = 150$ мм при підриванні ВР масою 2,6 г.

У розробленому чисельному розрахунку питомий імпульс УПХ визначається як дія надлишкового тиску в часі на одиниці площі перерізу виробки або як добуток маси повітря, що рухається у хвилі на швидкість потоку:

$$I = S \int_0^{t_k} (P(t) - P_i) dt = \frac{M \cdot u}{g \cdot S}, \quad (3.19)$$

де I – щільність імпульсу ударної повітряної хвилі, Па·с;

t_k – час існування надлишкового тиску понад критичний, с;

M – маса повітря, що залучена до руху ударною хвилею, кг.

Результати чисельного розрахунку імпульсу й надлишкового тиску в ударній трубі наведені на рис. 3.6 і зіставлені з експериментальними значеннями.

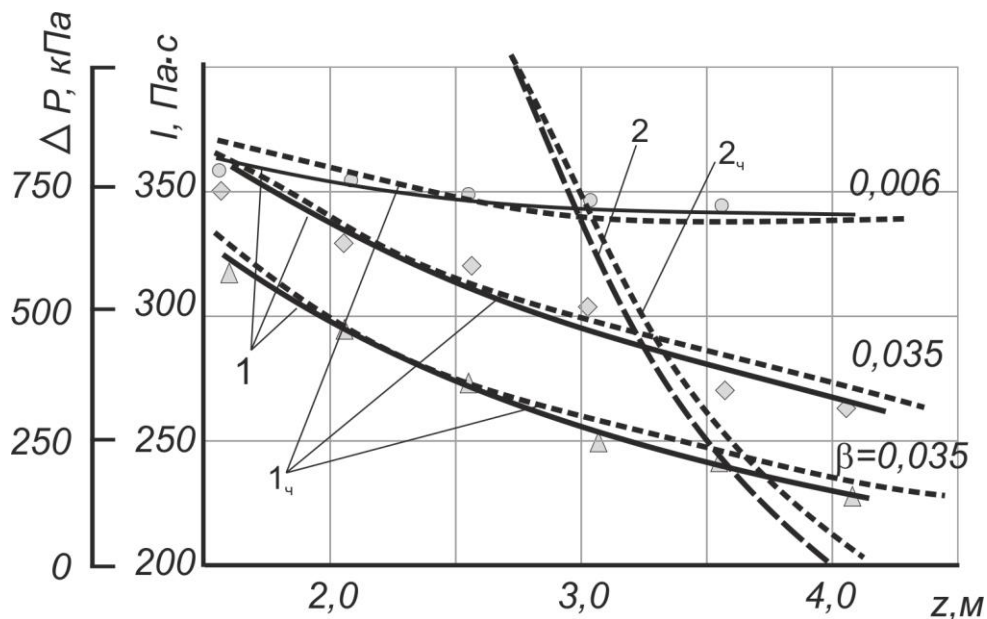


Рисунок 3.6 – Графіки зміни тиску на фронті ударної повітряної хвилі та її імпульсу в ударній трубі: I , $I_{\text{ч}}$ – експериментальні та розрахункові лінії зміни імпульсу ударної хвилі; 2 , $2_{\text{ч}}$ – експериментальні та розрахункові лінії зміни тиску у фронті ударної хвилі

Отримані в результаті розрахунку лінії графіка (рис. 3.8) показують, що характер спадання розглянутих параметрів відповідає тому, що встановлений в

експериментальних умовах: імпульс хвилі спадає повільніше, ніж надлишковий тиск УПХ, й у всіх діапазонах шорсткості стінок ударної труби розрахункові параметри мають близьку збіжність із експериментальними як для імпульсу, так і для надлишкового тиску.

Додаткове оцінювання адекватності методики врахування втрати енергії УПХ на тертя виконане в порівняльних розрахунках з даними роботи [132]. У ній був проведений експериментальний вимір падіння тиску у фронті УПХ при її поширенні в ударній трубі з елементами шорсткості стінок у вигляді вставок каскадів кілець, які створюють виступи 0,5 і 1 мм. Внутрішній діаметр труби $d_m = 50$ мм. Відповідно відносна шорсткість стінок становила $\beta = 0,01$ і $0,02$. Довжина камери високого тиску $L_D = 0,5$ м, низького тиску – $1,5$ м.

Математичне моделювання цих наведених умов виконувалося при таких характеристиках чисельного розрахунку:

- крок за часом $\Delta t = 0,5 \cdot 10^{-6}$ с;
- крок по осі z , r дорівнює $0,005$ м;
- явне число CFL за швидкістю звуку в повітрі: $0,15$;
- геометрія каналу: діаметр $d_k = 0,5$ м; довжина $L_k = 2,0$ м;
- розмір камери високого тиску: $L_D = 0,5$ м
- початковий відносний тиск $P_n = 1,4; 2,9 \Delta P/P_0$.

З результатів моделювання (рис. 3.7) випливає, що експериментальні точки, які відповідають різним рівням втрат, щільно групуються біля розрахункової лінії графіка, що свідчить про задовільну збіжність розрахункових й експериментальних значень надлишкового тиску. При цьому вплив шорсткості прос-тежується за різним характером спаду тиску: $\frac{dP_1}{dz} < \frac{dP_2}{dz}$.

Проведені чисельні експерименти також дозволили встановити ступінь впливу шорсткості на зниження амплітуди надлишкового тиску (рис. 3.8).

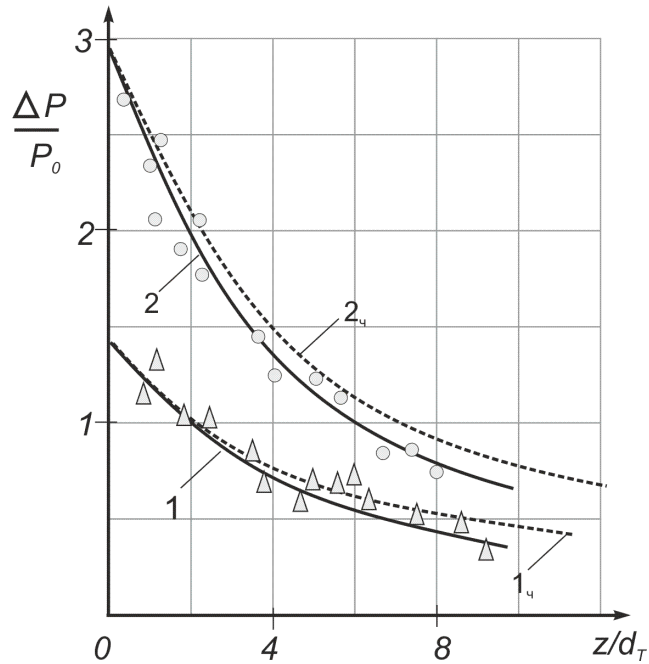


Рисунок 3.7 – Графіки тиску на фронті ударної повітряної хвилі в ударній трубі:

1, 1_ч – експериментальні та розрахункові лінії тиску, $\beta = 0,01$;

2, 2_ч – експериментальні та розрахункові лінії тиску, $\beta = 0,02$

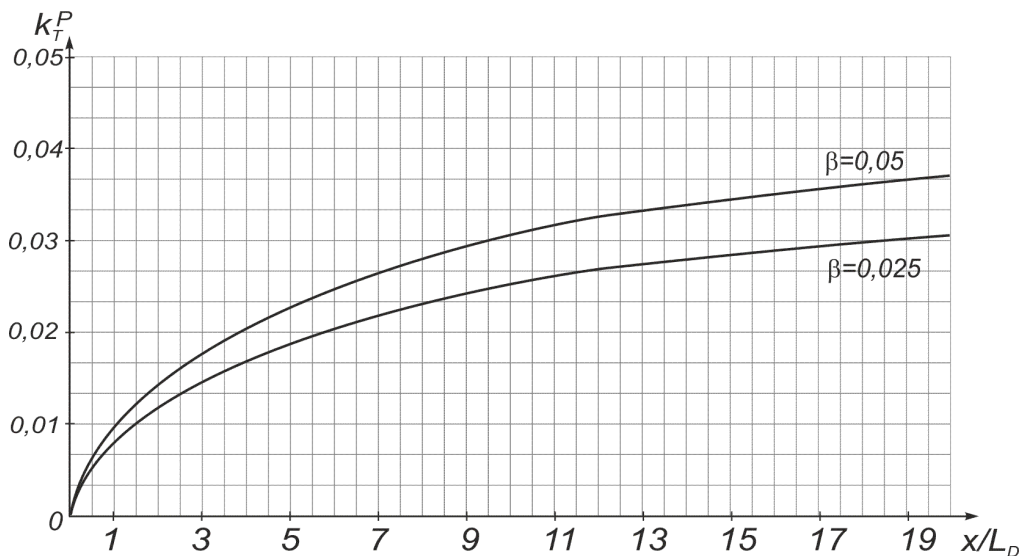


Рисунок 3.8 – Залежність коефіцієнта зниження амплітуди надлишкового тиску УПХ від відстані до зони вибуху

На відміну від впливу теплообміну лінії графіка впливу тертя k_T^P мають меншу тенденцію до виполажування і є гілкою параболи, що є закономірним, тому що згідно (3.13) напруження поверхневих сил тертя об стінки мають квадратичну залежність від швидкості УПХ. Таким чином, втрати на тертя можуть

істотно впливати на параметри поширення ударної повітряної хвилі й для встановлення їхніх достовірних значень у початкових умовах розрахунку необхідно враховувати стан стін каналів і підземних виробок щодо їх шорсткості [134].

3.3 Встановлення закономірностей збільшення інтенсивності уражуючих факторів за рахунок хвильових процесів поширення ударних повітряних хвиль поблизу тупикових частин галерей (виробок)

Згідно зі статистичними даними, близько 39 % всіх вибухів газоповітряних сумішей у підземних спорудах відбувається в тупикових частинах каналів [135]. При цьому результати розслідування виявляли значні руйнування в тупикових частинах, у порівнянні з наскрізними ділянками, навіть у випадку участі у вибуху однакових обсягів ГПС [136]. Для таких випадків у раніше проведених дослідженнях встановлено факт виникнення хвильових ефектів відбиття ударних хвиль у тупиках і посилення головної хвилі [137, 138]. Однак на сьогоднішній день визначені тільки якісні показники хвильових ефектів при поширенні ударної хвилі поблизу тупикових частин каналів [139].

У практиці розробки планів ліквідації аварії або в реальній ситуації локалізації аварійного вибуху виникає завдання прогнозування параметрів потоку УПХ у тупикових каналах (рис. 3.9). Це можуть бути вибухи газу в призабойному просторі, на деякій відстані від тупикового вибою. У наявній методиці розрахунку [141] параметри УПХ в цьому випадку визначаються як рух газового потоку по прямолінійній ділянці, у бік від тупика, починаючи від границі ділянки, заповненої ГПС. Початковий надлишковий тиск у фронті УПХ визначається довжиною цієї ділянки. Однак, виходячи з фізики процесу, на поширення УПХ у цих випадках можуть впливати хвильові процеси, що виникають у площині вибою при відбитті фронту УПХ, який рухається в бік тупика (рис. 3.9). Для встановлення закономірностей зміни параметрів УПХ при її поширенні поблизу

тупикових частин виробок була проведена серія чисельних експериментів за планом дробного трифакторного експерименту (табл. 3.1).

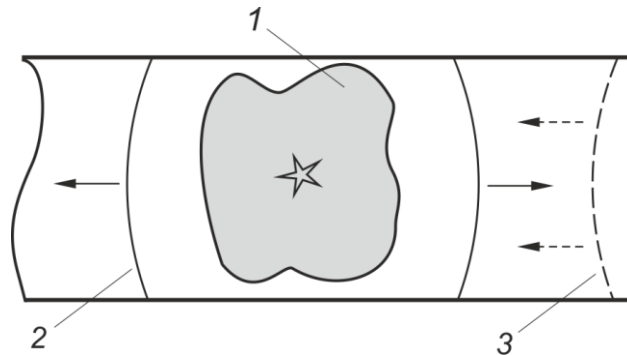


Рисунок 3.9 – Схема поширення УПХ поблизу тупика: 1 – газоповітряна хмара; 2 – ударна повітряна хвиля; 3 – відбита УПХ

Таблиця 3.1 – Межі варіювання початкових умов у плані трифакторного експерименту

Довжина загазованої ділянки, L_0 , м	Відстань від місця вибуху до вибою, h , м	Тиск вибуху, P , МПа
1 – 200	5 – 180	0,1 – 2,8

У задачі приймалися такі допущення: ГПС рівномірно розподілена на прямолінійній ділянці, об'ємний газовий вибух відбувається миттєво, площина вибою перпендикулярна напрямку потоку, граничні умови за теплопровідністю в стінку каналу – умови третього роду з постійним коефіцієнтом теплообміну газового потоку зі стінкою $100 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ і теплопровідністю стінки (аргіліт) $2 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, шорсткість стінки каналу відповідає встановленому кріпленню типу СВП-19 с кроком установки $1,0 \text{ м}$.

Чисельний експеримент показав, що у випадку вибуху ГПС безпосередньо в площині вибою тупикової виробки формується фронт УПХ і потік газу (рис. 3.10 а), що рухається від вибою й обсяг якого в початковій стадії пропорційний об'єму ГПС, що вибухнув (рис. 3.10 б – г).

При газовому вибуху на деякій відстані від площини вибою фронт ударної хвилі формується по обидва боки від ГПС (рис. 3.11).

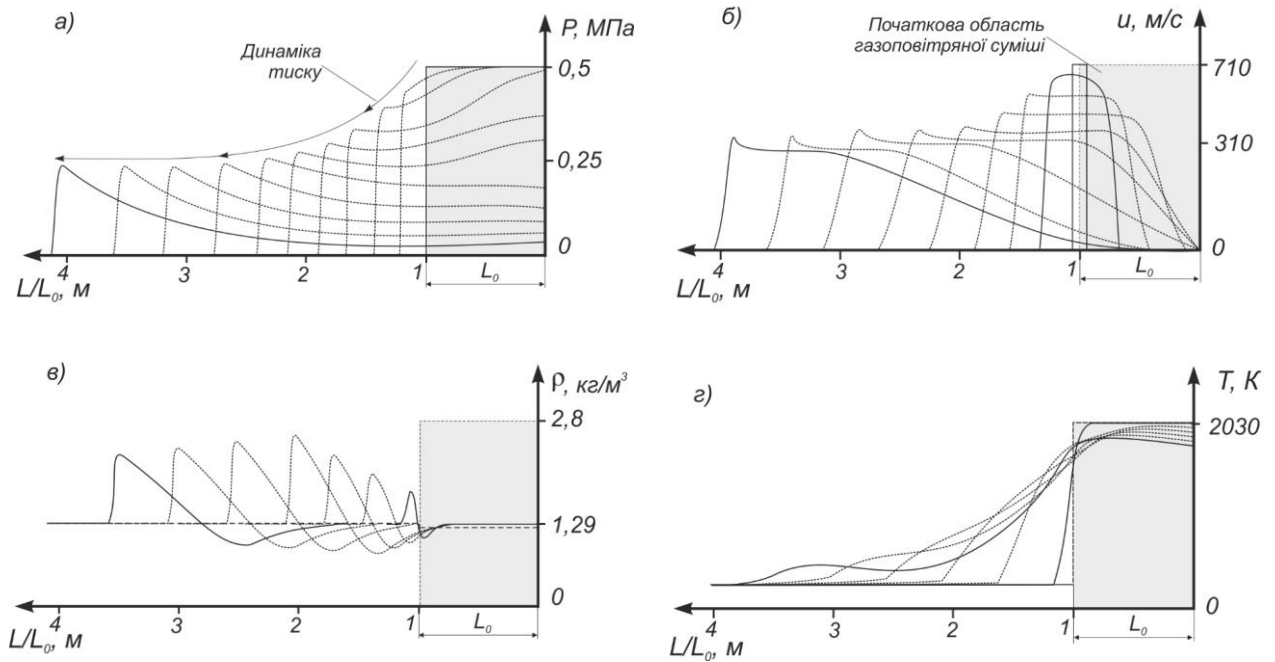


Рисунок 3.10 – Динаміка зміни параметрів ГПС при миттєвому вибуху в тупиковій частині каналу: а) тиск; б) миттєва швидкість потоку; в) щільність газового потоку; г) калориметрична температура;

L_0 – довжина зони газоповітряної суміші

Досягши вибою, УПХ відбивається від твердої стінки й рухається слідом за головним фронтом. Оскільки в процесі відбиття збільшується амплітуда УПХ й поширюватися вона буде по вже попередньо стисненому газу, то швидкість відбитої хвилі буде вище за швидкість головного фронту й відповідно через якийсь час відбита хвиля може наздоганяти головну й підсилювати її.

Результати експерименту виявили, що на амплітуду відбитої хвилі впливає не тільки амплітуда прямої хвилі але й обсяг газового потоку [196].

При вибуху значних обсягів газу, у площині тупикового вибою відбувається не одномоментне відбиття ударної хвилі, як при вибуху конденсованих вибухових речовин, а процес відбиття, розтягнутий у часі за рахунок порівняно тривалого часу набігання газового потоку на вибій. Фронт потоку, що набігає, відбившись від вибою, починає рухатися по зустрічному потоку газу, що викликає виникнення пульсацій параметрів газу й формування кількох відбитих хвиль, перша з яких буде ударною, інші – хвилями стискування.

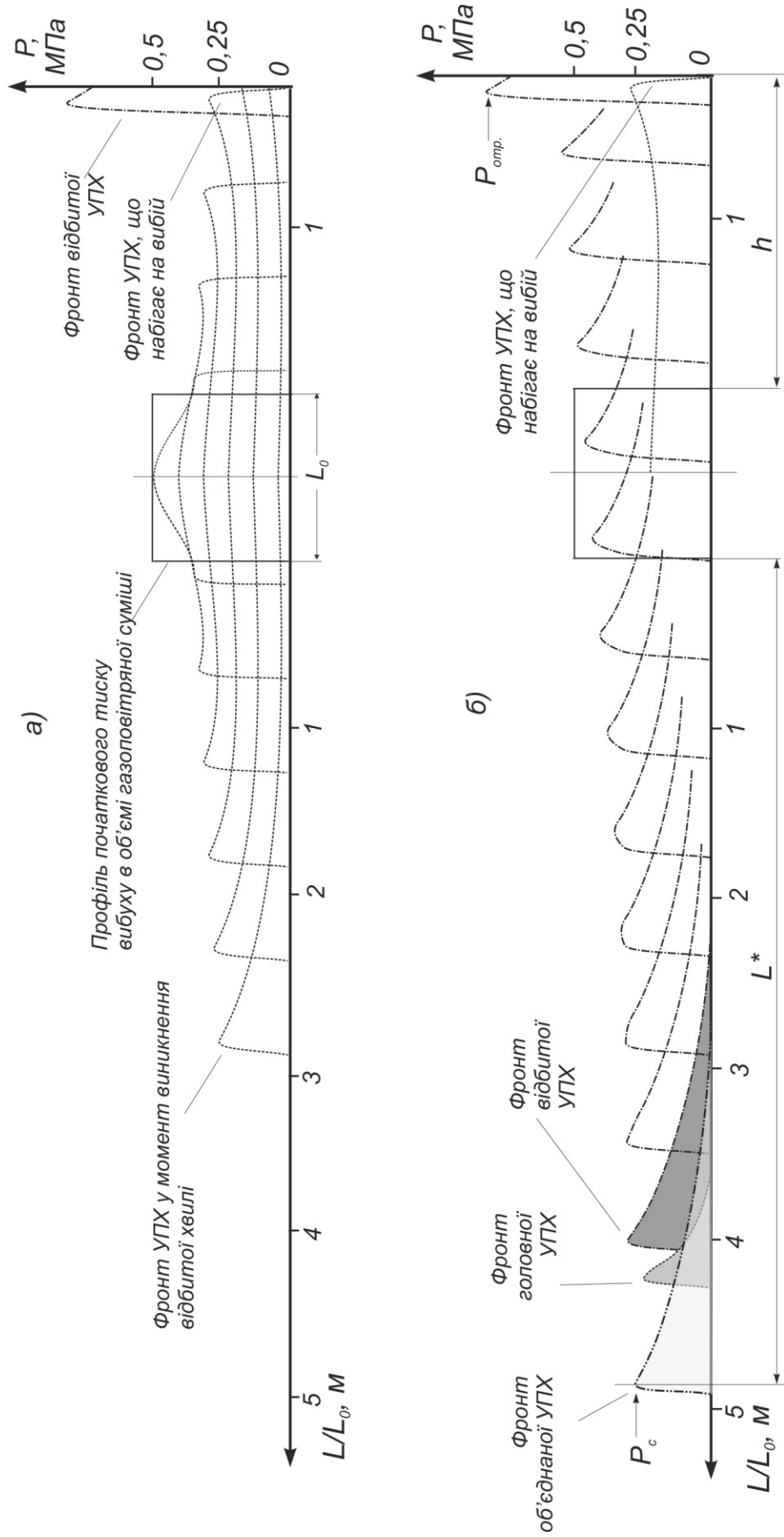


Рисунок 3.11 – Динаміка процесу виникнення відбитої УПХ та її злиття з головним фронтом:

а) виникнення відбитої хвилі, б) динаміка зміни тиску у фронті головної, відбитої та об'єднаної УПХ

З часом поширення ці хвилі зливаються в одну відбиту ударну хвилю, що може наздоганяти головну. Наприклад, на рис. 3.12 показана динаміка зміни профілю тиску в газовому потоці, утвореному вибухом ГПС у виробці перетинном $7,2 \text{ м}^2$, довжина загазованої ділянки 5 м , початковий тиск вибуху $0,5 \text{ МПа}$.

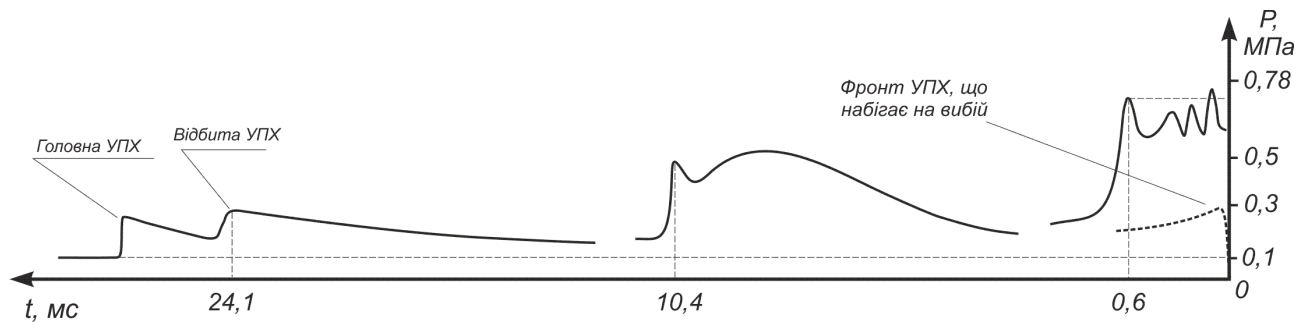


Рисунок 3.12 – Зміна профілю тиску в тупиковому каналі при вибуху ГПС з початковим тиском $0,5 \text{ МПа}$ (час з моменту відбиття УПХ)

Амплітуда прямої УПХ в площини вибою має значення $0,3 \text{ МПа}$, у результаті відбиття амплітуда зростає до $0,78 \text{ МПа}$, та відразу починає зменшуватися з віддаленням фронту від вибою: через $0,6 \text{ мс}$ амплітуда знижується до $0,74 \text{ МПа}$, через $10,4 \text{ мс}$ хвилі пульсації тиску з'єднуються в одну хвилю стискування, через 24 мс відбита хвиля вирівнюється в єдиний фронт. Швидкість зменшення амплітуди залежить від об'єму газового потоку, що рухається на вибій (додаток Ж).

Відбита хвиля, у випадку злиття з головною, збільшує її інтенсивність і за амплітудою тиску й за імпульсом, що добре видно на графіку швидкості потоку (рис. 3.13). Причому інтенсивність хвилі більшою мірою зростає не за рахунок збільшення амплітуди тиску, а за рахунок збільшення створюваного імпульсу. Як видно із графіка (рис. 3.11) амплітуда тиску в об'єднаній хвилі збільшилася на 9% , імпульс збільшився на 70% (значення імпульсу отримано шляхом чисельного інтегрування графіка швидкості й щільності середовища). Характерно, що інтенсивність ударної хвилі зростає навіть у випадку, коли амплітуда відбитої хвилі, що рухається за головною, опускається нижче амплітуди останньої.

При поступовому злитті фронт відбитої набігає на хвилю стискування головної і їхні амплітуди вирівнюються, інтенсивність у цьому випадку збільшується тільки за рахунок імпульсу хвилі. Зміна імпульсу ударної хвилі пов'язана зі збільшенням об'єму газу в надзвуковому потоці, що у свою чергу збільшує відстань, на яку поширюються уражуючі фактори ударної хвилі.

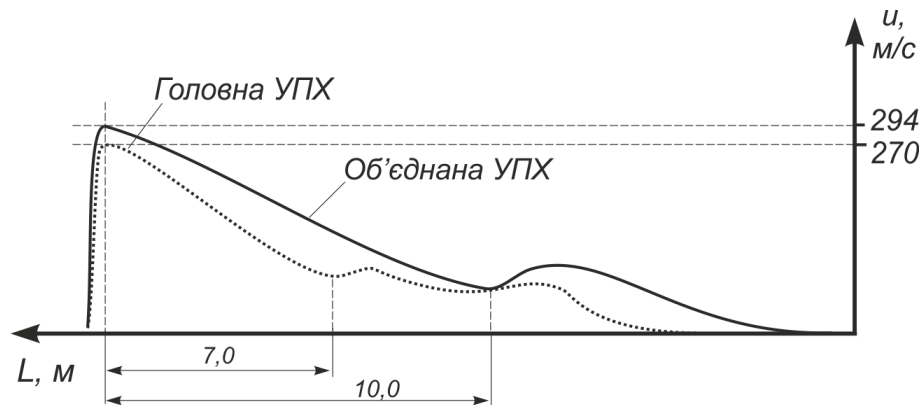


Рисунок 3.13 – Профіль швидкості газопотоку головної одинарної та об'єднаної УПХ у момент злиття хвиль: u – швидкість фронту ударної хвилі відносно стисненого газу

Як показав чисельний експеримент, на відстань до точки злиття й інших параметрів сумарної УПХ впливає (за інших рівних умов) не тільки надлишковий тиск вибуху ГПС, але і її обсяг (рис. 3.14): збільшення об'єму веде до збільшення відстані, що пов'язано зі значною довжиною хвилі стискання й проходженням її відбитого фронту по самому потоку, що набігає.

Характерний вплив на процес дисипації енергії УПХ робить також співвідношення довжини ділянки загазовування до його діаметра. Чим менше це значення, тим вище швидкість падіння амплітуди й імпульсу хвилі (хоча в цьому випадку менший вплив на дисипацію енергії чинять сила тертя потоку газу й теплообмін зі стінкою, але стосовно попереднього фактора вони незначні) (рис. 3.15).

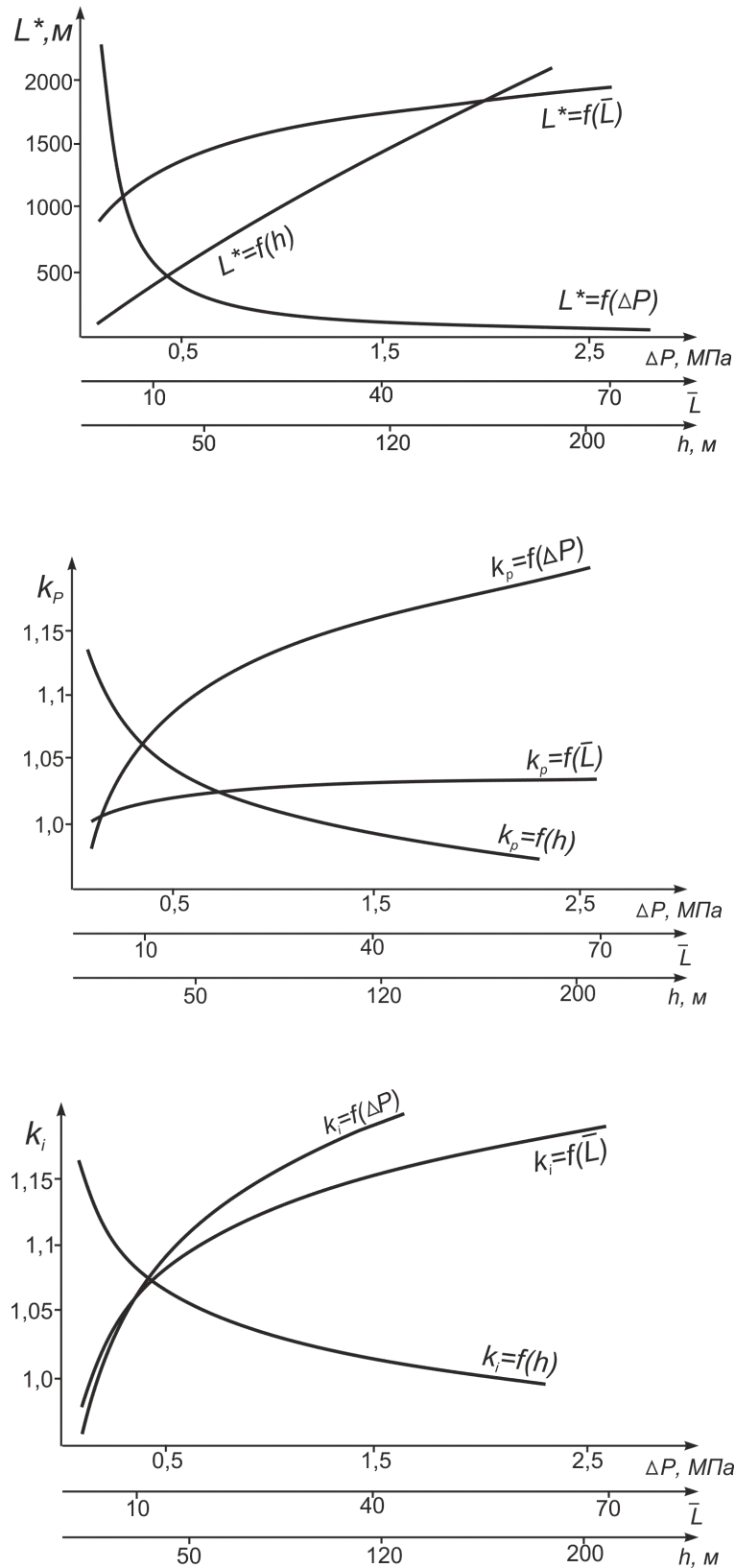


Рисунок 3.14 – Залежність відстані до точки злиття хвиль L^* , коефіцієнту збільшення амплітуди у фронті УПХ k_p та імпульсу k_i об'єднаної хвилі від початкових параметрів вибуху: надлишкового тиску вибуху ΔP , відносної довжини ділянки з ГПС \bar{L} , відстані від місця вибуху до тупика h

Отже, при визначенні закономірностей мірою об'єму повинна виступати відносна довжина загазованої ділянки, як прийнято в чинній методиці розрахунку безпечних відстаней, але уточнена залежно від форми перерізу виробки:

$$\bar{L} = \frac{L_0}{d_2}; \quad d_2 = \frac{4S}{\Pi}, \quad (3.19)$$

де \bar{L}, L_0 – відносна й абсолютна довжина загазованої ділянки, м;

d_2 – гідравлічний діаметр виробки, м;

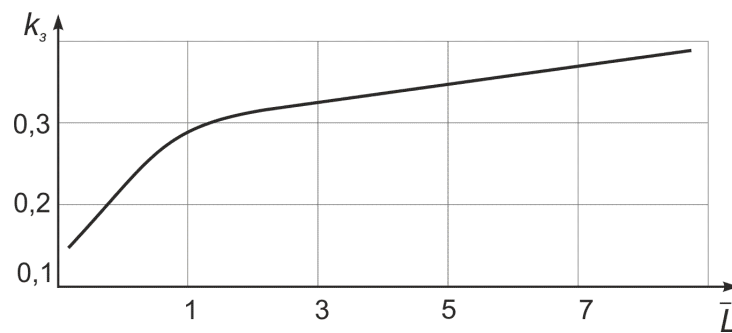


Рисунок 3.15 – Залежність коефіцієнта згасання УПХ від відносної довжини ділянки з газоповітряною сумішшю

З практичної точки зору для конкретних умов нам необхідно знати, чи відбудеться вплив відбитої хвилі, де відбудеться злиття хвиль і як збільшиться інтенсивність УПХ. Наближене аналітичне рішення такої задачі для слабких УПХ у звуковому наближенні вперше було отримано в роботі [140], результати експериментальної перевірки теоретичних положень були представлені в роботі [76]. В якості джерела УПХ в останній роботі використовувалися заряди конденсованих вибухових речовин, що генерують хвилю трикутного профілю. Однак результати цих досліджень не дають можливості використовувати їх у практичних розрахунках взаємодії відбитих і прямих хвиль, що мають різні параметри, із профілем сильно витягнутого трикутника, що є характерним для газових вибухів. Так само в отриманих аналітичних залежностях для визначення вихідних даних необхідно знати початкові імпульси хвиль, їхню довжину, що неможливо реалізувати на практиці.

За результатами обробки даних експерименту методом найменших квадратів отримані регресійні рівняння визначення відстані до точки злиття відбитої й головної хвилі і значення коефіцієнтів збільшення амплітуди й імпульсу ударної хвилі в точці злиття:

$$L^* = \frac{25\bar{L}^{0,2}h^{0,9}}{\Delta P^{1,12}}; \quad (3.20)$$

$$k_p = \frac{1,23\bar{L}^{0,01}\Delta P^{0,06}}{h^{0,05}}; \quad (3.21)$$

$$k_i = \frac{1,5\bar{L}^{0,04}\Delta P^{0,08}}{h^{0,09}}, \quad (3.22)$$

де L^* – відстань до точки злиття фронтів відбитої й головної хвилі, м;

k_p, k_i – коефіцієнти збільшення амплітуди тиску й імпульсу УПХ в точці злиття;

\bar{L} – відносна довжина активної ділянки;

h – відстань від ділянки ГПС до площини тупикового вибою, м;

Граничні значення початкових параметрів у (3.20) – (3.22) були прийняті, виходячи з їхніх максимальних значень у чинній методиці розрахунку безпечних відстаней [141]: $\Delta P = 2,8$ МПа, $\bar{L} = 70$. Максимальне значення h , при якому можливий вплив відбитої хвилі, було встановлено, виходячи з проведеного експерименту. Для типових перетинів підготовчих виробок це значення не перевищує 160 – 180 м, тобто якщо вибухи газу відбуваються на відстанях, яка перевищує ці величини, то вплив відбитої хвилі неістотний: амплітуда головної хвилі не збільшується, імпульс хвилі зростає не більш, ніж на 4 %, відбита хвиля наздоганяє головну, коли амплітуда останньої падає до безпечних значень (< 0,006 МПа). У протилежному випадку вплив відбитої хвилі необхідно врахувати в розрахунку безпечних відстаней.

Методика врахування відбитих хвиль у тупикових каналах з використанням рівнянь (3.20) – (3.22) є такою. Спочатку складається розрахункова схема поширення ударної хвилі від імовірних джерел вибуху за стандартною методикою. Далі, якщо ймовірне джерело вибуху перебуває ближче 180 м до вибою тупикової виробки, необхідно виконати перевірку можливості впливу хвильових ефектів на інтенсивність ударної хвилі. Для цього за відповідною формулою (3.20) – (3.22) визначають відстань до точки злиття фронтів відбитої й головної ударної хвилі. На розрахункову схему наносять точку злиття.

Якщо в межах відстані до точки злиття зустрічаються розгалуження виробок, то таких точок може бути декілька, відповідно, по одній в кожному напрямку. Оскільки кожне сполучення виробок або відгалуження зменшують амплітуду фронту ударної хвилі, то відстань, що залишилася від сполучення (відгалуження) до точки злиття пропорційно збільшується. Як коефіцієнт пропорційності використовується стандартний коефіцієнт місцевого опору сполучень і відгалужень виробок K_m [141]. Для коректування цієї відстані його значення після кожного сполучення (відгалуження) необхідно помножити на коригувальний коефіцієнт $k' = 2 - K_m$.

Після того, як будуть установлені точки злиття з урахуванням корегування, необхідно визначити коефіцієнт збільшення амплітуди головної хвилі k_p за відповідною формулою (3.21). Цей коефіцієнт також необхідно скорегувати у випадку наявності місцевих опорів, що знижують амплітуду головної хвилі й відповідно ступінь її зростання при злитті з відбитою. Для цього після кожного сполучення визначають новий k_p' (k_p'' , ...) за формулою: $k_p' = 1 + k_p \cdot K_m - K_m$.

Якщо в отриманих точках злиття відбитої й головної хвилі надлишковий тиск фронту головної хвилі розрахований за стандартною методикою, вище за безпечне значення, то ми вважаємо, що тут виникає ефект посилення хвильової взаємодії й надлишковий тиск фронту множиться на k_p . Для інженерних розрахунків, визначення значень L^* і k_p можна робити за номограмами (рис. 3.16).

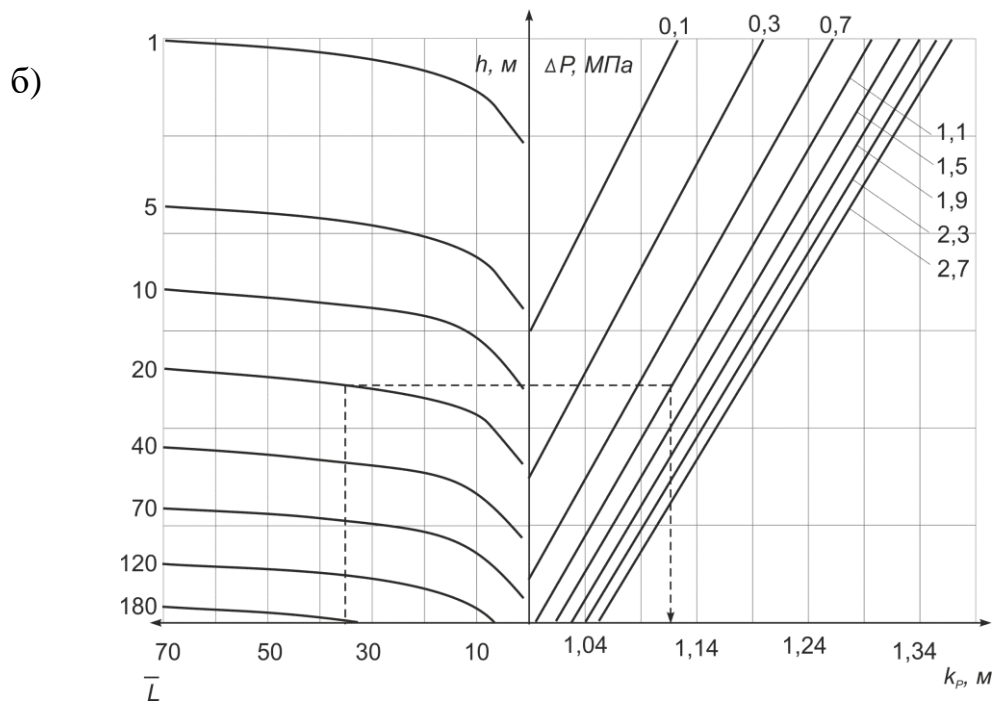
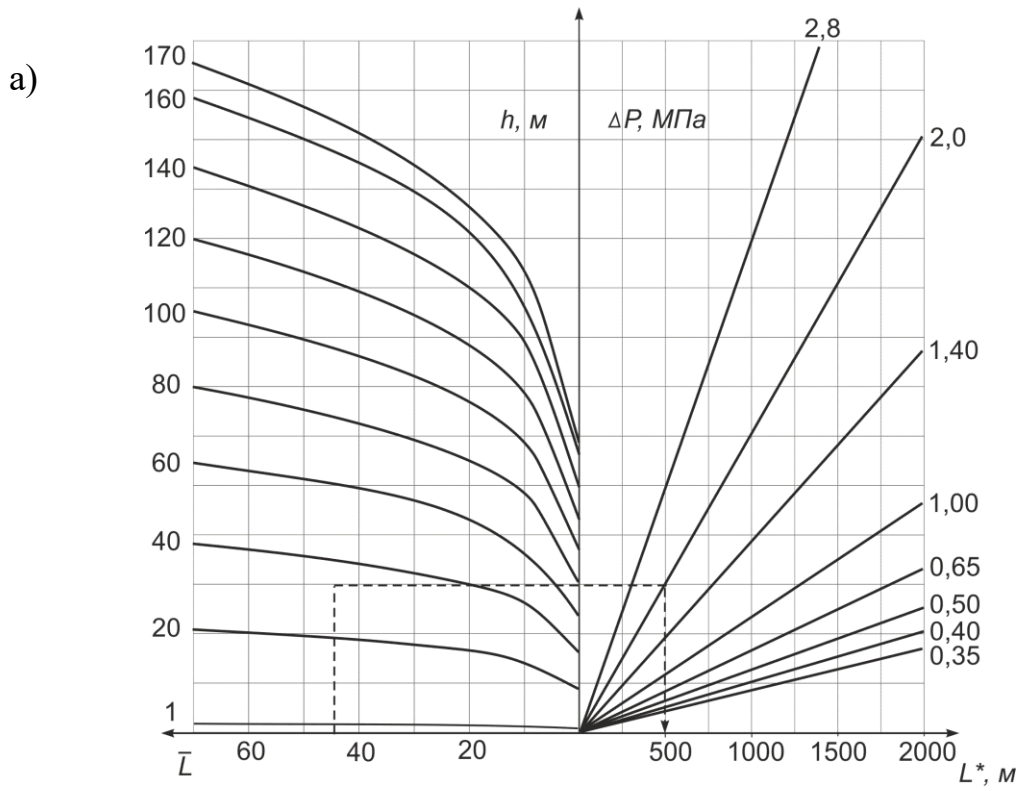


Рисунок 3.16 – Номограми визначення L^* (а) та k_P (б)

У випадку, якщо за формулою (3.21) ми отримаємо значення $k_p \leq 1$ або ж після коректування $k_p' \approx 1,0$, то посилюючий хвильовий ефект не настає.

У цей час у чинній методиці розрахунку безпечних відстаней і стійкості вибухозахісних перемичок [141] не враховується часовий фактор силового впливу ударної повітряної хвилі (визначається формою імпульса), хоча відомо, що в газових вибухах його вплив у деяких випадках може бути вирішальним. Тому отриману закономірність збільшень імпульсу у хвильових ефектах у вигляді коефіцієнта k_i (3.22) можна використовувати як додаткову прогностичну оцінку руйнівних факторів ударної хвилі [130].

Таким чином, результати чисельних експериментів дозволяють установити закономірності поширення ударних повітряних хвиль по мережі протяжних споруд з урахуванням відбитих хвиль, які виникають у тупикових вибухах.

Висновки до розділу 3

1. Проведено дослідження шляхом чисельного моделювання впливу теплообміну й тертя об стінку каналу на параметри внутрішньої течії надзвукового газового потоку в ударних повітряних хвилях.

2. Наведено способи врахування теплообміну між стінкою й газовим потоком у чисельній схемі модифікованого методу великих частинок.

3. Уперше проведено оцінювання значень коефіцієнта теплообміну між стінкою й газовим потоком для умов поширення ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах.

4. Встановлено, що теплообмін не має вирішальної ролі у формуванні параметрів ударних повітряних хвиль. Інтенсивне наростання тепловтрат від теплообміну при вибуху відбувається в зоні 3 – 5 довжин активної ділянки газоповітряної суміші, далі ступінь наростання знижується й на всьому іншому шляху руху УПХ змінюється несуттєво. Максимальне зниження тиску у фронті хвилі

від теплообміну зі стінкою не перевищує 3 %, падіння швидкості не більше 2,5 %, зниження питомої щільності повної енергії газу не більше 5 %.

5. Виконано адаптацію методики розрахунку втрати енергії ударної повітряної хвилі на тертя об стінку каналу до реальних умов, що дозволяє одержувати результати розрахунку, узгоджені з початковими умовами поширення хвилі в протяжних спорудах.

6. Отримала подальший розвиток теорія руху нестационарного надзвукового газового потоку в шорсткому каналі. Встановлено, що коефіцієнт зниження амплітуди надлишкового тиску у фронті ударної повітряної хвилі з поширенням її у каналі змінюється за параболічним законом, причому нахил лінії параболи залежить від відносної шорсткості стінки.

7. Проведено моделювання вибуху газоповітряних сумішей поблизу тупикових частин каналів, показано, як у динаміці змінюються тиск, швидкість і щільність газового потоку. Доведено, що при розташуванні активної ділянки газоповітряної суміші ближче за 180 м до площини тупика відбита хвиля, рухаючись за головною, зливається з нею й значною мірою збільшує імпульс головної УПХ й меншою мірою – амплітуду надлишкового тиску. У найнеприятливіших умовах для типових перерізів виробок імпульс збільшується до 70 %, амплітуда тиску – до 9 %. Встановлено закономірності зміни відстані до точки злиття й коефіцієнтів збільшення тиску й імпульсу від вихідних параметрів миттєвого вибуху (3.20) – (3.22).

8. Запропоновано методику врахування отриманих закономірностей впливу відбитих УПХ на параметри головного фронту у чинному нормативі з розрахунку поширення УПХ в протяжних спорудах.

Результати, наведені в розділі, опубліковані в таких роботах автора [118, 130, 134, 196, 320, 329].

РОЗДІЛ 4
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ПЕРЕВІРКА МЕТОДИКИ
ЧИСЕЛЬНОГО РОЗРАХУНКУ СИЛОВОГО ВПЛИВУ УДАРНОЇ
ПОВІТРЯНОЇ ХВИЛІ НА ЗАХИСНІ СПОРУДИ

У дисертаційній роботі для вирішення завдання визначення динамічних навантажень на вибухозахисні споруди, в рамках математичної моделі ударної труби, була розроблена схема чисельного розрахунку, яка дозволяє визначати величину імпульсу ударної повітряної хвилі, що передається твердій стінці [154]. У роботі силовий імпульс розраховується за амплітудою надлишкового тиску, що виникає в площині стінки під час набігання на неї УПХ, таким чином враховується імпульс прямої та відбитої хвиль:

$$I = \int_0^{t_k} (P(t) - P_n) dt, \quad (4.1)$$

де I – імпульс силового впливу, Па·с;

t_k – час існування надлишкового тиску, с;

$P(t)$ – тиск, що виникає на елементарній ділянці поверхні вибухозахисної споруди, Па;

t – поточний час процесу, с;

P_n – початковий тиск, Па.

Для оцінювання достовірності визначення імпульсу ударних повітряних хвиль за розробленою схемою чисельного розрахунку методом великих частинок виникає необхідність провести експериментальну перевірку схеми з надійним теоретичним обґрунтуванням лабораторного експерименту [198].

4.1 Експериментальне оцінювання адекватності розрахунку силового імпульсу в математичній моделі ударної труби

Для лабораторного моделювання процесу миттєвої об'ємної детонації в роботі пропонується застосувати відомий спосіб, що полягає у використанні енергії вибуху покриттів зі світлочутливих до дії лазерного випромінювання вибухових речовин (ВР) [197]. При цьому забезпечується можливість об'ємної детонації по всій поверхні вибухової речовини, що потрапляє до плями променя лазера, а розподіл щільності імпульсу забезпечується відповідним розподілом товщини вибухової речовини [155].

У роботі пропонується використовувати лабораторний (фізичний) експеримент визначення імпульсу вибуху на балістичному маятнику для експериментальної перевірки методики чисельного розрахунку імпульсу вибухової хвилі [161]. Величина імпульсу в цьому методі визначається за кутом відхилення маятника [159, 160]. У випадку визначення вибухового імпульсу на балістичному маятнику від газових вибухів теоретичним обґрунтуванням передачі імпульсу є розв'язання задачі про розліт продуктів миттєвої детонації (газів), яке отримано в роботі [156]. Це розв'язання, що описує плоский розліт газу, і загальне рішення, що визначає рух газу за відбитою хвилею розрідження, дають залежність розрахунку величини щільності імпульсу [156]:

$$I_s = \xi \sqrt{2m_s E_s}, \quad (4.2)$$

де m_s – маса вибухової речовини, що припадає на одиницю поверхні (масова щільність) кг/м²;

E_s – щільність внутрішньої енергії продуктів детонації Дж/м²;

ξ – коефіцієнт пропорційності, що залежить від показника адіабати продуктів детонації.

Для лабораторного моделювання умов цієї задачі необхідно на торці балістичного маятника зробити миттєвий вибух конденсованої вибухової речовини,

що знаходиться в контакті з перешкодою. Однак не будь-якої вибухової речовини, а здатної до об'ємної детонації. У цьому випадку стрибок надлишкового тиску в площині перешкоди виникає вже в газовому середовищі (продуктах детонації). У такий спосіб утворюються умови газового вибуху [162]. Такі умови на контакті з перешкодою можна змодельовати й у чисельному експерименті, причому об'ємний газовий вибух у чисельному експерименті легко реалізувати шляхом встановлення початкової температури у всій області газової суміші рівній температурі samozапалювання [163].

Для створення об'ємного запалювання у фізичному експерименті пропонується використовувати технологію лазерного ініціювання [164 – 166]. У якості вибухової речовини необхідно застосувати оптично прозорий азид свинцю $Pb(N_3)_2$, що має у кристалічній матриці сажисті включення [158, 167]. Останні є центрами поглинання енергії лазерного випромінювання й відповідно центрами ініціювання вибухового перетворення, що забезпечує об'ємний вибух [168].

Для досягнення ідентичності умов у фізичному й чисельному експерименті в роботі використовуються критерії енергетичної й геометричної подібності, що дорівнюють одиниці, тобто виконується пряме чисельне моделювання [169].

Критерій геометричної подібності Π_r виконується для площі, по якій передається імпульс, критерій енергетичної подібності Π_e виконується для поверхневої щільності внутрішньої енергії (рис. 4.1):

$$\Pi_r = \frac{d_\phi}{d_c} = 1; \quad \Pi_e = \frac{E_\phi}{E_c} = 1, \quad (4.3)$$

де d_ϕ , d_c – відповідно діаметр кола нанесення шару вибухової речовини у лабораторному експерименті й діаметр твердої перешкоди в площині розрахунку в чисельному експерименті;

E_ϕ^s , E_c^s – відповідно щільність внутрішньої енергії (хімічного перетворення) на площі передачі імпульсу у лабораторному експерименті й площі твердої перешкоди в чисельному експерименті.

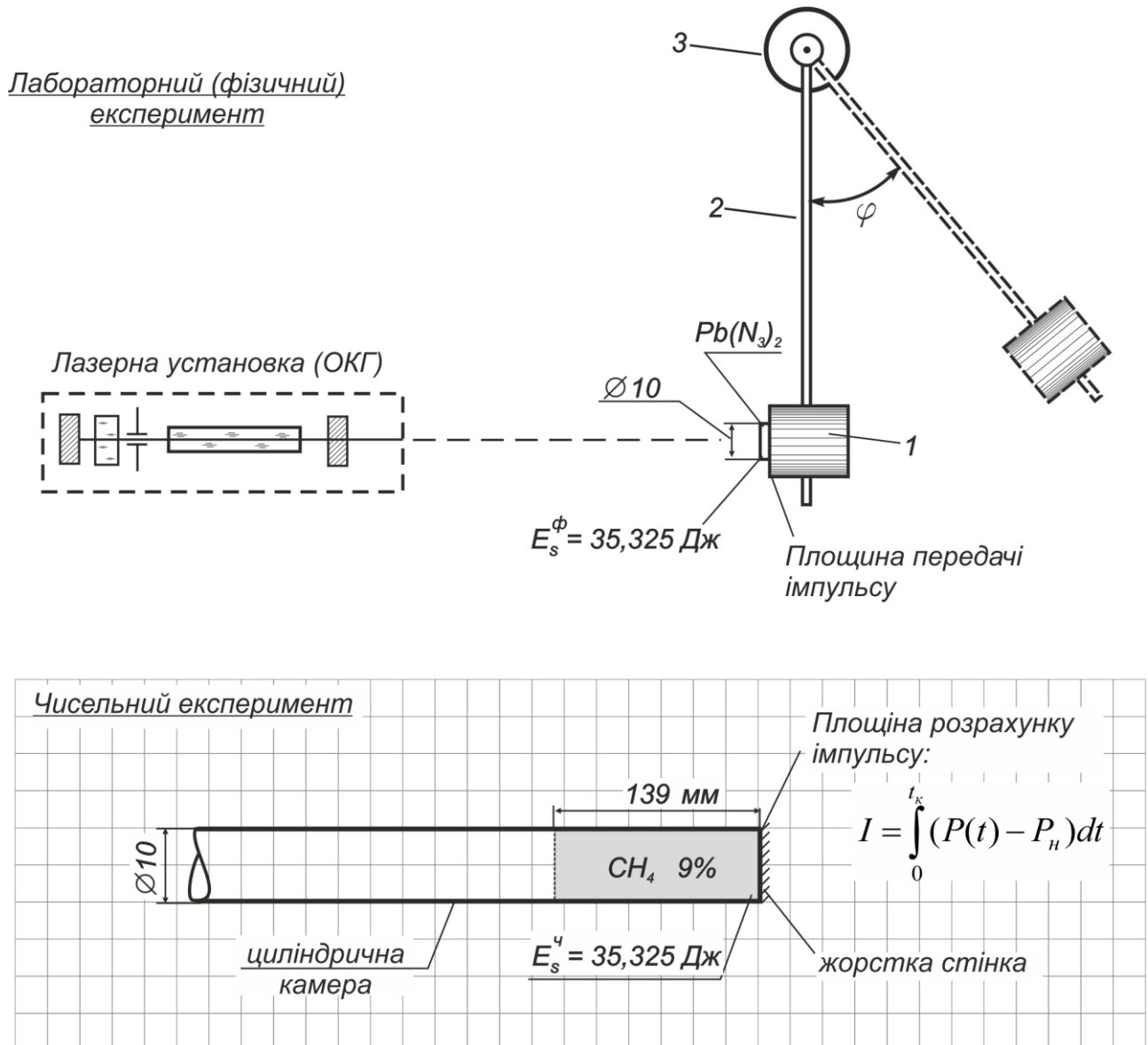


Рисунок 4.1 – Схема лабораторного (фізичного) та чисельного експерименту:

1 – металевий циліндр; 2 – трубка тонкостінна; 3 – резистор СП-1

Для створення вибухового імпульсу у лабораторному експерименті використовувалися зразки азиду свинцю у мілкокристалічному стані, нанесені на алюмінієву фольгу [170 – 172]. Поверхнева питома щільність напилування $m_s=29,3 \text{ мг/см}^2$, діаметр напилування $d_\phi=1 \text{ см}$. Енергія хімічного перетворення азиду свинцю становить $1,536 \text{ МДж/кг}$, відповідно питома поверхнева щільність енергії становитиме $45,0 \text{ Дж/см}^2$, а поверхнева щільність енергії на площі передачі імпульсу $E_s^\phi = 35,325 \text{ Дж}$. Для створення аналогічної поверхневої щільності енергії на площі розрахунку імпульсу в чисельному експерименті ви-

значимо масу МПС (9 % за об'ємом) і довжину розрахункової області, заповненої газом. Енергія окислювання метану – 50,4 МДж/кг, відповідно, метаноповітряної суміші (масова частка метану 0,055) – 2,75 МДж/кг. Маса МПС з поверхневою щільністю енергії такою ж, як і у фізичному експерименті $E_s^u=35,325$ Дж становитиме 12,8 мг (об'єм 10,9 см³) або 16,3 мг/см². Товщина шару метаноповітряної суміші біля твердої стінки циліндричного каналу діаметром 1 см становитиме 13,9 см (щільність метаноповітряної суміші 1,17 г/см³) (табл. 4.1).

Таблиця 4.1– Порівняльні параметри у фізичному й чисельному експерименті

Найменування параметра	Од. вим.	Значення
Фізичний експеримент		
Вибухова речовина		Азид свинцю
Поверхнева питома щільність напилювання навіску, m_s	мг/см ²	29,3
Діаметр напилювання, d_ϕ	см	1
Енергія хімічного перетворення	МДж/кг	1,536
Питома поверхнева щільність енергії	Дж/см ²	45
Поверхнева щільність енергії на площі передачі імпульсу, E_s^ϕ	Дж	35,325
Чисельний експеримент		
Вибухова речовина		Метаноповітряна суміш, 9 %
Енергія окислювання метану	МДж/кг	50,4
Енергія окислювання МПС (метану 9 % за об'ємом, масова частка 0,055)	МДж/кг	2,75
Маса МПС з поверхневою щільністю енергії такою ж, як у фізичному експерименті ($E_s^u=35,325$ Дж)	мг	12,8 (об'єм 10,9 см ³)
Поверхнева питома щільність МПС в тупиковій частині ударної труби, m_s	мг/см ²	16,3
Товщина шару МПС біля твердої стінки циліндричної камери діаметром 1 см (щільність МПС 1,17 г/см ³)	см	13,9

Загальний вигляд твердотілого оптичного квантового генератора на неодимовому склі, що застосовувався в експериментальній установці для об'ємного ініціювання ВР, наведений на рис. 4.2. Довжина хвилі випромінювання $\lambda=1,6$ мкм. Схема експериментальної установки, що включає оптичну схему ініціювання вибухової речовини й вимірювальний комплекс, представлена на рис. 4.3.

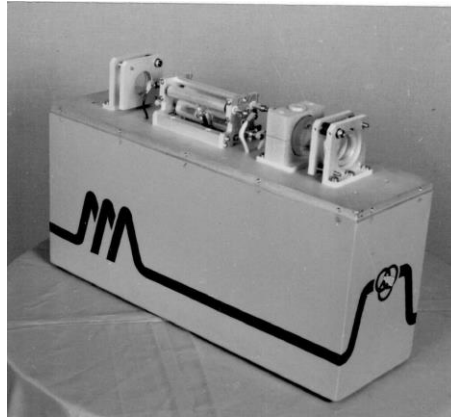
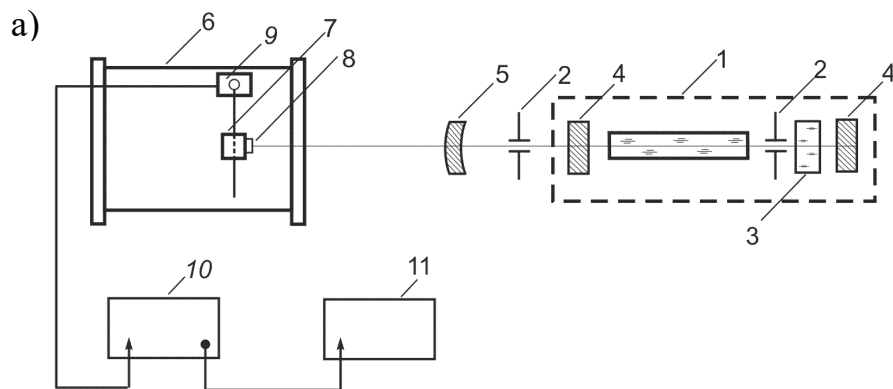


Рисунок 4.2 – Загальний вигляд оптичного квантового генератора



б)

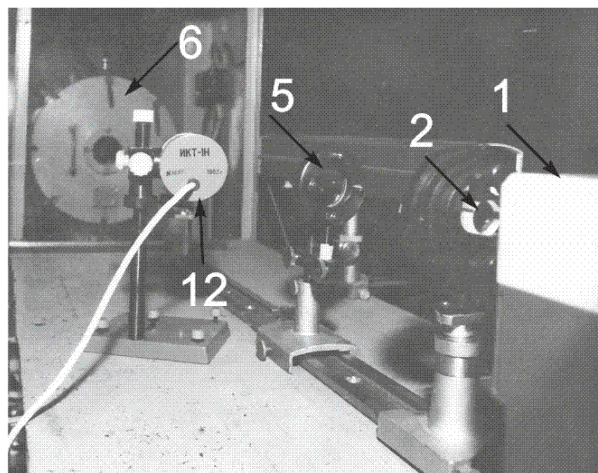


Рисунок 4.3 – Експериментальна установка: а) схема; б) загальний вигляд;
 1 – оптичний квантовий генератор (лазер); 2 – діафрагма; 3 – нелінійний оптичний поглинач; 4 – дзеркало резонатора; 5 – лінзи; 6 – вибухова камера;
 7 – маятник; 8 – ВР; 9 – датчик кута відхилення маятника;
 10 – цифровий вольтметр Щ68003; 11 – запам'ятовуючий пристрій;
 12 – колориметр контролю потужності променя лазера

Навісок вибухової речовини 9, що являє собою коло діаметром 1,0 см з алюмінієвої фольги товщиною 0,1 мм із нанесеним покриттям з азиду свинцю, закріплювався на маятнику 8. Маятник разом з датчиком кута відхилення 10 розміщався в підривній камері 7.

Методика вимірювання імпульсу тиску вибухової хвилі. При проектуванні маятника виходили з необхідності вимірювання імпульсів у діапазоні кутів відхилення $10^\circ - 50^\circ$. Загальний вигляд балістичного маятника представлений на рис. 4.4. Схема маятника показана на рис. 4.5.

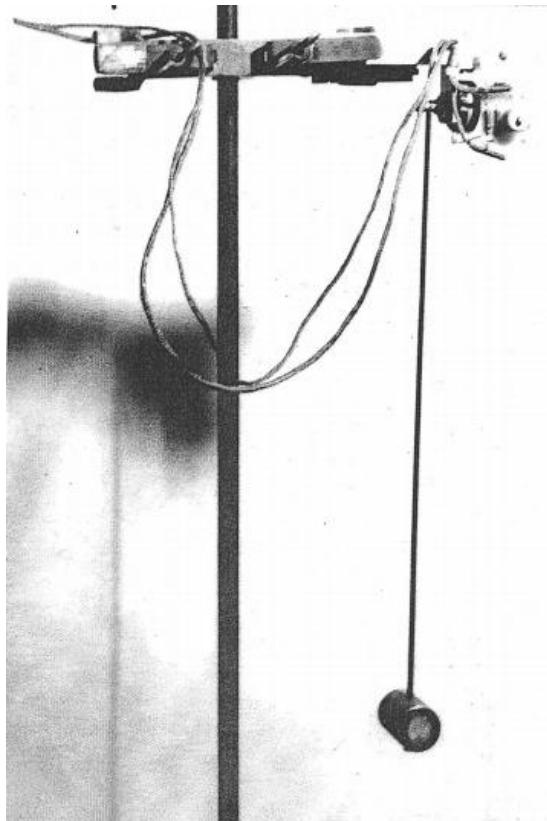


Рисунок 4.4 – Загальний вигляд балістичного маятника

Металевий диск 3 закріплювався на одному кінці довгої тонкостінної трубки 2, другий кінець якої жорстко кріпився до осі змінного недротяного резистора 1 типу СП-1 групи А, що має лінійну залежність величини опору від кута повороту рухомого контакту. Для зменшення впливу сили тертя між рухомих контактом і резистивним шаром жорсткість контакту зменшена до мінімально можливої, що забезпечувала надійний контакт.

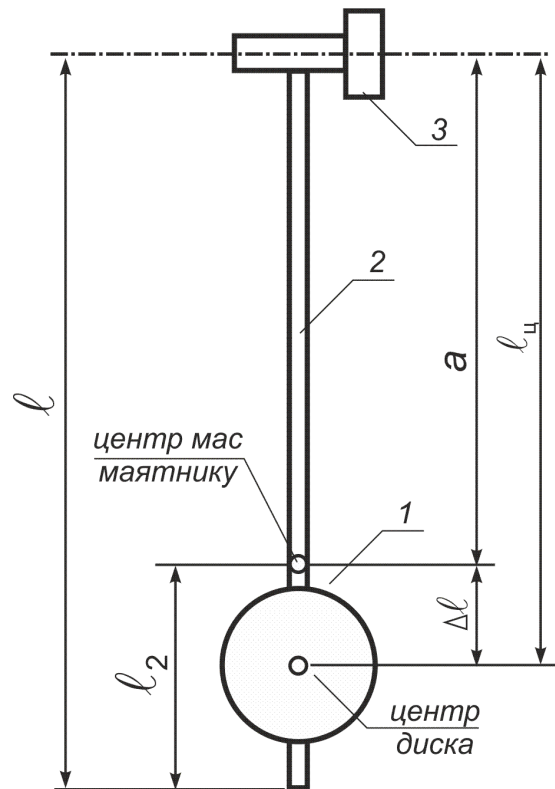


Рисунок 4.5 – Схема балістичного маятника:

1 – диск маятника, трубка тонкостінна, 3 – резистор СП-1

У конструкції маятника використовувалася тонкостінна сталеві трубка довжиною $l = 35,0$ см і масою на одиницю довжини $\rho = 0,175$ г/см. Для визначення діапазону імпульсів, які можна виміряти за допомогою цього диска масою $m_d = 31,38$ г введемо формулу, що пов'язує величину імпульсу й кута відхилення маятника. З огляду на малі часи впливу на маятник продуктів вибуху (менше 10^{-5} с), можна вважати, що маятник набуває імпульсу, коли кут відхилення $\varphi = 0$. У цьому випадку можна записати закон збереження енергії: $E_k = E_p$, де E_k – кінетична енергія, що передана маятнику продуктами вибуху, E_p – потенційна енергія піднятого маятника. Ці рівняння представимо в такому виді (рис. 4.6):

$$\frac{Mv_0^2}{2} = Mga - Mga \cdot \cos \varphi, \quad (4.4)$$

де $M = m_d + m_c$ – маса маятника, яка є сумою мас диска й стрижня;

g – прискорення вільного падіння;
 a – відстань від точки підвісу до центра мас;
 φ – кут відхилення маятника.

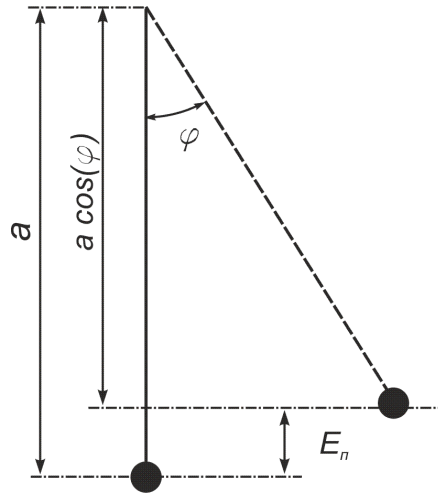


Рисунок 4.6 – Схема визначення імпульсу сили

$$\frac{Mv_0^2}{2} = Mga \cdot (1 - \cos \varphi);$$

$$\frac{Mv_0^2}{2} = Mga \cdot 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}. \quad (4.5)$$

Рівняння (4.5) відрізняється від відповідного рівняння математичного маятника тим, що в правій частині довжина математичного маятника l замінена величиною a . З рівняння (4.5) знаходимо функціональний зв'язок імпульсу, що отримає маятник, від кута відхилення (помножимо ліву й праву частину на $2M$):

$$\frac{Mv_0^2}{2} \cdot 2M = 2M(Mga \cdot 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2});$$

$$M^2 v_0^2 = 4M^2 ga \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2}; \quad (J = Mv_0)$$

$$J^2 = 4M^2 ga \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2};$$

$$J = 2M \sqrt{ga} \cdot \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Щільність імпульсу становитиме:

$$J = \frac{2M \sqrt{ga} \cdot \sin \frac{\varphi}{2}}{S}, \quad (4.6)$$

де S – площа, по якій передається імпульс.

Для розрахунку величини імпульсу (4.6) визначимо відстань від точки підвісу до центра мас маятника. Для цього запишемо систему рівнянь (рис. 4.5):

$$\begin{cases} l = a + l_2, \\ l_u = a + \Delta l, \\ \frac{\rho a^2}{2} = \frac{\rho l_2^2}{2} + m_d \Delta l \end{cases} . \quad (4.7)$$

Третє рівняння системи (4.7) являє собою рівність моментів сил щодо центра мас, яку отримано в припущенні того, що з одного боку центра мас перебуває трубка маятника з важелем довжиною – a , з іншої сторони трубка маятника з важелем – l_2 і диск із важелем Δl (рис. 4.5):

$$\frac{\rho a \cdot g' \cdot a}{2} = \frac{\rho l_2 \cdot g' \cdot l_2}{2} + m_d g' \Delta l,$$

де g' – прискорення отримане маятником.

Розв'язуючи систему рівнянь (4.7) щодо величини a , знаходимо:

$$a = \frac{l m_c + 2 l_u m_d}{2M}.$$

Для того, щоб при навантаженні маятника не виникали додаткові моменти, що призводять до похибок розрахунку, необхідно центр площі передачі імпульсу поєднати з віссю центра мас маятника. В експерименті використовувався диск із масою всього лише в ~ 5 разів більше маси стрижня. Попередній розрахунок показує, що якщо диск закріпити на кінці стрижня, то центр мас маят-

ника виходить за межі радіуса диска ($r_d = 1$ см), тому для поєднання центра мас із центром диска останній розташовувався по центру стрижня, тобто на відстані $l_{ц}=17,5$ см від осі обертання маятника. З огляду на те, що $m_c=0,175 \cdot 35,0 = 6,13$ г, знаходимо діапазон вимірювання щільності імпульсу для цього диска й діапазону кутів $10^\circ - 50^\circ$: $m_d= 0,03138$ кг, $M = 0,03751$ кг, $a = l_{ц}=0,175$ м, $J = (0,110 - 0,526)$ кПа·с.

Безпосередньою вимірюваною величиною в експерименті є кут відхилення маятника. Широке застосування при вимірюванні неелектричних величин знайшли мостові схеми (зокрема, неврівноважені мостові схеми), у яких зміну вимірюваної величини оцінюють за показанням приладу, що включений у вимірювальну діагональ моста. В іншу діагональ включене джерело живлення мостової схеми. Як датчик кута відхилення маятника використано диференціальну схему неврівноваженого моста (рис. 4.7), що має підвищену чутливість. На рис. 4.7 R_1 і R_2 – постійні опори, $R_{зм}$ – змінний вимірювальний опір і $R_{п}$ – опір налаштування. Розрахунковим шляхом визначені параметри елементів схеми: $R_1 = R_2 = 1,1$ кОм, $R_{зм} = 2,2$ кОм, $R_{п} = 220$ Ом, $E_{п} = 12$ В. Резистором $R_{п}$ виконується точна установка балансу плечей моста за нульовим показанням приладів у вимірювальній діагоналі приладу.

Для узгодження роботи схеми вимірювання й реєстрації з роботою лазера використана схема синхронізації, що забезпечує запуск пристрою реєстрації одночасно з увімкненням ламп накачування лазера та вимкненням пристрою через заданий інтервал часу. Схема, зображена на рис. 4.8, складається з пристрою сигналів часу Ф-260 (УСВ) – 1, генератора імпульсів Г5-54 – 2 і логічного ключа – 3. Імпульс необхідної тривалості, що дорівнює інтервалу часу реєстрації вимірюваної величини, надходить з виходу УСВ одночасно на зовнішній запуск генератора Г5-54 і на один з входів ключа Д1 і відкриває його. Вихідний сигнал з генератора Г5-54 вмикає схему запуску лазера, а імпульс з виходу ключа Д1 – друкувальний механізм пристрою – 5. На другий вхід ключа Д1 надходить вимірний сигнал з вольтметра – 6 Щ68003 із частотою 25 Гц.

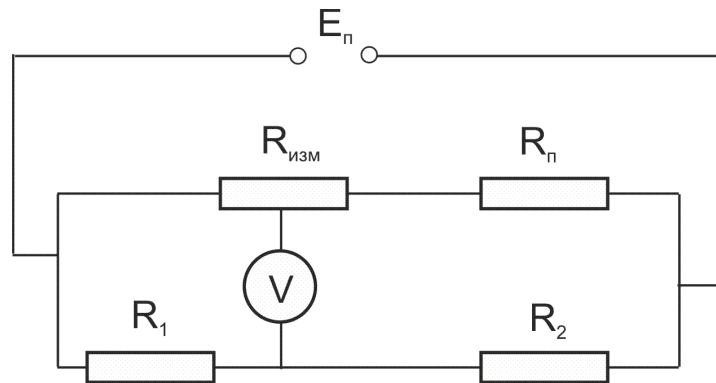


Рисунок 4.7 – Диференційна схема неврівноваженого моста

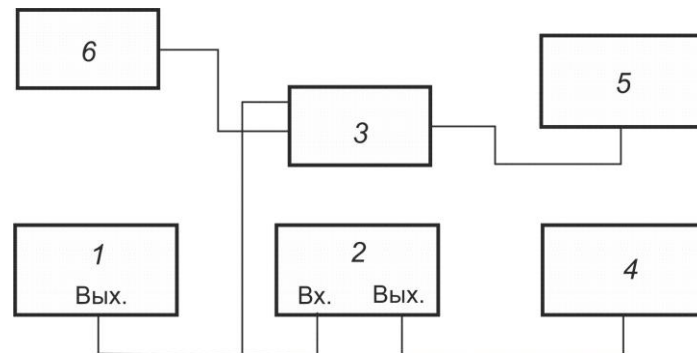


Рисунок 4.8 – Блок-схема синхронізації: 1 – пристрій сигналів часу Ф-260;
 2 – генератор імпульсів Г5-54; 3 – логічний ключ (зібраний на мікросхемі Д1
 типу К155ЛА3); 4 – джерело живлення ОКГ (лазера);
 5 – вольтметр цифровий Щ68003

Реєстрація вимірюваної величини здійснюється протягом проміжку часу, установленого на УСВ. Після закінчення цього проміжку часу, механізм друку вимикається незалежно від наявності імпульсів на виході вольтметра Щ68003.

Для визначення кута відхилення маятника виконано калібрування схеми датчика кута в діапазоні від 5° до 85° з дискретністю 5° .

Коефіцієнт перетворення визначався з вираження:

$$k = U / \varphi, \quad (4.8)$$

де U – показання вимірювального приладу.

Середнє значення коефіцієнта перетворення $k = 0,0434$ визначалося з табл. 4.2 усередненням цієї величини.

Таблиця 4.2 – Результати калібрування датчика кута відхилення маятника

Кут відхилення маятника φ , град.	5	10	15	20	25	30	35
Середнє показання вольтметра, $\bar{U} = (\sum U_i) / n$, В	0,214	0,421	0,644	0,858	1,064	1,308	1,508
Середня похибка показання вольтметра, $\Delta \bar{U} = \sum (\bar{U} - U_i) / n$, В	0,010	0,013	0,016	0,027	0,014	0,018	0,033
Коефіцієнт перетворення, $k = \bar{U} / \varphi$	0,043	0,043	0,043	0,043	0,043	0,043	0,043
Кут відхилення маятника φ , град.	40	45	50	60	65	75	85
Середнє показання вольтметра, $\bar{U} = (\sum U_i) / n$, В	1,712	1,930	2,165	2,634	2,855	3,319	3,733
Середня похибка показання вольтметра, $\Delta \bar{U} = \sum (\bar{U} - U_i) / n$, В	0,015	0,014	0,031	0,011	0,017	0,009	0,011
Коефіцієнт перетворення, $k = \bar{U} / \varphi$	0,043	0,043	0,043	0,044	0,044	0,044	0,044

Для отримання в експерименті достовірних значень вимірюваних величин необхідно оцінити похибки вимірювання, які виникають у всіх ланках лабораторної установки, а саме: похибку електричного вимірювання γ_U , похибку пов'язану із силами тертя γ_f і похибку пов'язану з дискретністю зчитування інформації запам'ятовувальним пристроєм γ_τ .

Облік похибок електричного вимірювання. Похибка вимірювання кута відхилення цифровим вольтметром за допомогою схеми неврівноваженого моста γ_U визначена як відношення абсолютної похибки ΔU до значення вимірюваної величини у відсотках:

$$\gamma_U = \frac{\Delta U}{U} \cdot 100\% . \quad (4.9)$$

Значення ΔU визначалося в процесі калібрування датчика кута відхилення за стандартною методикою (п'ять разів для кожного кута) (табл. 4.3).

Таблиця 4.3 – Результати калібрування датчика кута відхилення

<i>Кут відхилення маятника φ, град.</i>	5	10	15	20	25	30	35
Відносна похибка електричного вимірювання, $\gamma_U = \Delta \bar{U} / \bar{U}$, %	4,7	3,1	2,5	3,1	1,4	2,2	0,8
<i>Кут відхилення маятника φ, град.</i>	40	45	50	60	65	75	85
Відносна похибка електричного вимірювання, $\gamma_U = \Delta \bar{U} / \bar{U}$, %	0,8	0,7	1,4	0,4	0,6	0,3	0,3

Максимальне значення $\gamma_U = 4,7$ % отримано при куті відхилення маятника у 5° .

Похибка визначення імпульсу, пов'язана з неточністю електричного вимірювання, визначається формулою:

$$\tilde{\gamma}_U = \frac{\Delta J}{J} \gamma_U . \quad (4.10)$$

Визначимо ΔJ як диференціал функції J у точці φ_0 (при $\Delta\varphi > 0$). З урахуванням (4.6) отримаємо:

$$dJ = J'(\varphi_0)d\varphi = \left(2M \sqrt{ga} \cdot \sin \frac{\varphi_0}{2} \right)' d\varphi = 2M \sqrt{ga} \cdot \frac{1}{2} \cos \frac{\varphi_0}{2} d\varphi, \quad (4.11)$$

де $d\varphi$, dJ – відповідно, нескінченно мале збільшення кута відхилення і, як наслідок, нескінченно мале збільшення імпульсу.

Тоді

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{2M\sqrt{ga} \frac{1}{2} \cos \frac{\varphi_0}{2}}{2M\sqrt{ga} \sin \frac{\varphi_0}{2}} d\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\varphi_0}{2} \right) d\varphi. \quad (4.12)$$

Відповідно до визначення диференціала функції $d\varphi = \Delta\varphi$, де $\Delta\varphi$ збільшення самої змінної φ , що дорівнює різниці між конкретним поточним кутом і початковим $\Delta\varphi = \varphi_0 - 0 = \varphi_0$. Тоді

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{\varphi_0}{2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\varphi_0}{2} \right) d\varphi, \quad (4.13)$$

де φ_0 – максимальний кут відхилення маятника, радіан (табл. 4.4).

Таблиця 4.4 – Значення похибок імпульсу (4.17) для різних кутів

φ_0 , рад.(град)	0,087(5)	0,17 (10)	0,52 (30)	0,87 (50)	1,34 (80)
$\Delta J/J$	1,01	0,998	0,977	0,946	0,845

У підсумку отримаємо:

$$\tilde{\gamma}_U = \frac{\Delta J}{J} \cdot \gamma_U = \frac{\varphi_0}{2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\varphi_0}{2} \right) \gamma_U. \quad (4.14)$$

У цьому випадку, при куті 5° , похибка вимірювання імпульсу дорівнює (табл. 4.5): $\tilde{\gamma}_U = 4,69\% \approx 4,7\%$.

Таблиця 4.5 – Похибка вимірювання імпульсу з урахуванням γ_U

Кут відхилення маятника φ , град.	5	10	15	20	25	30	35
Відносна похибка вимірювання імпульсу, пов'язана з похибкою електричного вимірювання $\tilde{\gamma}_U = (\varphi_0/2) \operatorname{ctg}(\varphi_0/2) \gamma_U, \%$	4,69	3,09	3,09	1,28	1,37	2,13	1,2
Кут відхилення маятника φ , град.	40	45	50	60	65	75	85
Відносна похибка вимірювання імпульсу, пов'язана з похибкою електричного вимірювання $\tilde{\gamma}_U = (\varphi_0/2) \operatorname{ctg}(\varphi_0/2) \gamma_U, \%$	1,2	0,66	1,3	0,36	0,5	0,26	0,24

Урахування похибок за рахунок сил тертя. Наявність тертя призводить до заниження значення максимального кута відхилення. Похибка вимірювання кута, обумовлена силами тертя, може бути розрахована за формулою:

$$\gamma_f = \frac{\varphi - \varphi_T}{\varphi_T} \cdot 100\% = \frac{1 - e^{-\lambda T/4}}{e^{-\lambda T/4}} \cdot 100\%, \quad (4.15)$$

де $\varphi = A \cdot \sin(\omega t)$ – кут відхилення маятника без урахування тертя;

$\varphi_T = A \cdot e^{-\lambda t} \sin(\omega t)$ – кут відхилення маятника з урахуванням тертя.

Для визначення φ_T скористаємося рівнянням руху маятника за наявності сил тертя. Це рівняння має вигляд:

$$\ddot{\varphi} + 2\lambda\dot{\varphi} + \omega_0^2\varphi = 0, \quad (4.16)$$

де ω_0 – циклічна (власна) частота вільних коливань маятника, які не згасають при $\lambda=0$ (за відсутності втрат енергії), $\omega_0^2 = g/l$;

λ – коефіцієнт загасання коливань, $2\lambda = \mu/(M \cdot l)$;

μ – коефіцієнт тертя.

Розв'язанням цього рівняння (за умови, що $\varphi=0$, якщо $t=0$) є функція [159]:

$$\varphi_T = A \cdot e^{-\lambda t} \sin \omega \cdot t, \quad (4.17)$$

де $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \lambda^2}$.

Щоб визначити φ_T необхідно знати коефіцієнт загасання коливань λ і, відповідно, коефіцієнт тертя маятника μ . Оскільки виміряти коефіцієнт тертя не є можливим, то коефіцієнт загасання маятника пропонується визначити як відношення амплітуд у сусідніх коливаннях: $\frac{A_1}{A_2}, \frac{A_2}{A_3}$, (рис. 4.9).

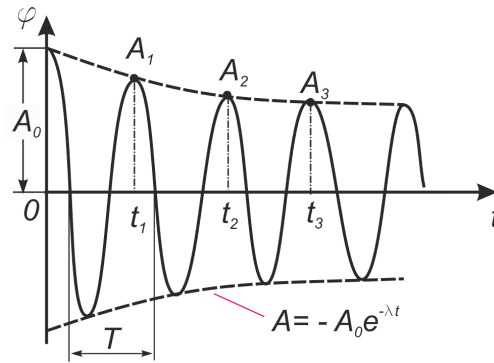


Рисунок 4.9 – Схема визначення коефіцієнта загасання при таруванні маятника

Тоді

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{A_0 \cdot e^{-\lambda t_1}}{A_0 \cdot e^{-\lambda t_2}} = \frac{e^{-\lambda t_1}}{e^{-\lambda t_2}} = e^{\lambda(t_2 - t_1)}, \quad (4.18)$$

$$\ln\left(\frac{A_1}{A_2}\right) = \lambda(t_2 - t_1) \Rightarrow \lambda_{1,2} = \frac{\ln\left(\frac{A_1}{A_2}\right)}{(t_2 - t_1)}, \quad (4.19)$$

де 1, 2 – номери коливання маятнику.

Коефіцієнт загасання маятника λ визначимо таким чином:

$$\lambda = \frac{1}{n} (\lambda_{1,2} + \lambda_{2,3} + \dots + \lambda_{n-1,n}). \quad (4.20)$$

Для визначення A_1 , A_2 , t_1 , t_2 , T були проведені тарувальні випробування маятника, в яких задавалося початкове відхилення маятника A_0 і реєструвалися амплітуди й час до моменту, поки A_1 не зменшиться в e разів (табл. 4.6), λ зворотньопропорційно часу релаксації.

Результати розрахунку похибок визначення кута відхилення маятника за рахунок тертя (4.15) становитимуть: $\gamma_f = 2,35$ %.

Таблиця 4.6 – Результати тарувальних випробувань маятника щодо визначення параметрів загасання коливань

№ КОЛИВ.	$A, \text{град.}$	$t, \text{с}$	$\lambda_{n-1, n}, \text{с}^{-1}$	$\lambda, \text{с}^{-1}$	μ	$T, \text{с}$	$m_d, \text{с}$
1	43,2	1,28		$7,22 \cdot 10^{-2}$	$4,39 \cdot 10^{-3}$	1,28	31,38
2	39,2	2,56	$7,59 \cdot 10^{-2}$				
3	35,9	3,84	$6,87 \cdot 10^{-2}$				
4	33,0	5,13	0,065294				
5	30,0	6,42	0,073884				
6	27,0	7,7	0,082313				
7	24,5	8,99	0,075321				
8	22,3	10,27	0,073505				
9	19,7	11,56	0,096099				
10	18,1	12,85	0,065664				
11	16,5	14,3	0,063829				
12	15,2	15,8	0,05471				

або

№ ко- лив.	$A, \text{град.}$	$t, \text{с}$	$\lambda_{1,2}, \text{с}^{-1}$	$\lambda_{2,3}, \text{с}^{-1}$	$\lambda, \text{с}^{-1}$	μ	$T, \text{с}$	$m_d, \text{с}$
1	43,2	1,28	$7,59 \cdot 10^{-2}$	$6,85 \cdot 10^{-2}$	$7,22 \cdot 10^{-2}$	$4,39 \cdot 10^{-3}$	1,28	31,38
2	39,2	2,56						
3	35,9	3,84						

Похибка визначення імпульсу, що пов'язана з цією похибкою, визначається формулою:

$$\tilde{\gamma}_f = \frac{\Delta J}{J} \cdot \gamma_f = (\varphi/2) \text{ctg} \left(\frac{\varphi_0}{2} \right) \gamma_f, \quad (4.21)$$

і для досліджуваного маятника похибка дорівнюватиме $\tilde{\gamma}_f = 2,34 \%$.

Урахування похибки від дискретності зчитування. У лабораторній установці зчитування інформації цифрового вольтметра виконувалося за пам'ятовувальним пристроєм із частотою 25 Гц. Така форма реєстрації дає можливість робити зчитування величини кута відхилення маятника через кожні 40 мс протягом заданого проміжку часу, визначати експериментальну залежність $\varphi(t)$, а отже, і параметр загасання коливань маятника. Максимальне зна-

чення похибки визначення кута, обумовленої дискретним зчитуванням положення маятника, дорівнює величині кута, на який відхиляється маятник у положенні, близькому до максимального відхилення за час $\tau/2$, де τ – час між зчитуваннями положення маятника. Похибка вимірювання кута за цим фактором визначається формулою:

$$\gamma_{\tau} = \frac{\Delta\varphi}{\varphi_0} \cdot 100\% . \quad (4.22)$$

Значення $\Delta\varphi$ визначимо як різницю значень фактичного кута відхилення маятника й зафіксованого системою зчитування:

$$\Delta\varphi = A \sin\left(\omega \frac{T}{4}\right) - A \sin\left[\omega \left(\frac{T}{4} \pm \frac{\tau}{2}\right)\right] = A \sin\left(\frac{\omega T}{4}\right) - A \sin\left(\frac{\omega T}{4} \pm \frac{\omega \tau}{2}\right), \quad (4.23)$$

де T – період коливання маятника.

Для розв'язання рівняння (4.23) розкладемо другий доданок у ряд Тейлора поблизу точки $\frac{\omega T}{4} \pm \frac{\omega \tau}{2}$ і прийmemo $A \approx \varphi_0$:

$$A \sin\left(\frac{\omega T}{4} - \frac{\omega \tau}{2}\right) = \varphi_0 \left[\sin\left(\frac{\omega T}{4}\right) + \frac{1}{1!} \cos\left(\frac{\omega T}{4}\right) \frac{\omega \tau}{2} - \frac{1}{2!} \sin\left(\frac{\omega T}{4}\right) \left(\frac{\omega \tau}{2}\right)^2 \right]. \quad (4.24)$$

Оскільки $\frac{\omega T}{4} = \frac{2\pi\nu T}{4} = \frac{2\pi T}{4T} = \frac{\pi}{2}$, де $\nu = \frac{1}{T}$ – частота коливань. Тоді

у формулі (4.27) $\cos\left(\frac{\omega T}{4}\right) = 0$, $\sin\left(\frac{\omega T}{4}\right) = 1$.

З урахуванням цього

$$\Delta\varphi = \varphi_0 \left[\sin\left(\frac{\omega T}{4}\right) - \sin\left(\frac{\omega T}{4}\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega \tau}{2}\right)^2 \right] = \frac{\varphi_0}{2} \left(\frac{\omega \tau}{2}\right)^2. \quad (4.25)$$

Тоді формула (4.22) набуватиме вигляду:

$$\gamma_{\tau} = 0,5 \left(\frac{\omega \tau}{2} \right)^2 \cdot 100 \% . \quad (4.26)$$

З огляду на те, що $\omega=2\pi/T$, $T=1,28$ с, $\tau=0,04$, отримаємо $\gamma_{\tau}=0,481$ %.

Відносна похибка виміру імпульсу при 5° становитиме:

$$\tilde{\gamma}_{\tau} = \frac{\Delta J}{J} \cdot \gamma_{\tau} = \frac{\varphi_0}{2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\varphi_0}{2} \right) \gamma_{\tau} = 0,998 \cdot 0,481 = 0,48 \% .$$

Сумарна похибка вимірювання імпульсу, що пов'язана з похибкою визначення кута відхилення в електричній схемі, тертям осі маятника й дискретністю зчитування інформації, визначається формулою:

$$\gamma_{\Sigma} = \tilde{\gamma}_U + \tilde{\gamma}_f + \tilde{\gamma}_{\tau} = 4,7 + 2,34 + 0,48 = 7,53 \% .$$

Як бачимо, похибка вимірювання імпульсу за допомогою маятника, цілком задовільна.

У процесі фізичного експерименту використовувалися готові навіски ази-ду свинцю, виготовлені за технологією роботи [164]. Маса навіска контролювалася за допомогою ваг ВЛ-120. Величина поверхневої щільності зразків коливалася від $m_s=25,5$ до $33,7$ мг/см², відповідно, загальна маса навіска від $20,0$ до $26,5$ мг. У зв'язку із цим у чисельному експерименті виконувалося корегування об'єму газової суміші. Усього було проведено 5 експериментів. У процесі чисельного експерименту моделювалося підривання розрахункового об'єму МПС у циліндричній камері, один торець якої був закритий твердою стінкою, а другий залишався відкритим. Газ розміщувався до закритого торця. Розмір розрахункової сітки становив $\Delta z = 10^{-3}$ м, крок за часом $\Delta t = 0,1$ мкс, це дозволяло детально спостерігати початок горіння, перехід у детонацію, течію газів і поширення фронту ударної хвилі (рис. 4.10). Результати визначення імпульсу у фізичному й чисельному експерименті наведені в табл. 4.7.

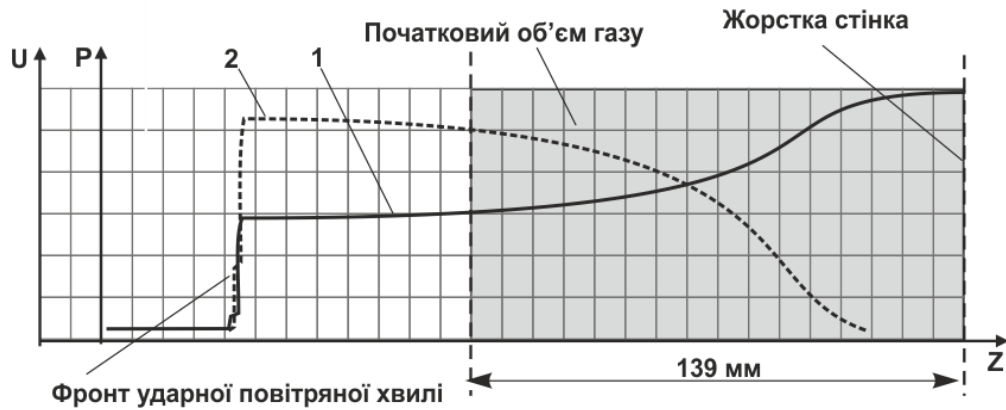


Рисунок 4.10 – Графік параметрів потоку продуктів вибуху з тупикової частини ударної труби (у продовж осі z) у чисельному експерименті на момент часу 80 мкс: 1 – лінія тиску газів P ; 2 – швидкість потоку газу u

Таблиця 4.7 – Результати вимірювань у експерименті

№ експер.	Поверхнева щільність зразка, $\text{мг}/\text{см}^2$	Маса навіска азиду свинцю, мг	Кут відхилення маятника, град.	Щільність імпульсу, формула (4.2), $\text{кПа}\cdot\text{с}$	Щільність імпульсу в чисельному експерименті, $\text{кПа}\cdot\text{с}$	Відносна розбіжність, %
1	29,3	23,0	$27,7 \pm 2,0$	0,300	0,270	9,0
2	32,5	25,5	$30,0 \pm 2,2$	0,324	0,305	6,2
3	26,2	20,6	$24,3 \pm 1,8$	0,263	0,247	6,4
4	33,7	26,5	$31,2 \pm 2,3$	0,337	0,354	5,0
5	25,5	20,0	$23,6 \pm 1,7$	0,256	0,263	2,7

З табл. 4.7 видно, що максимальна відносна розбіжність визначення імпульсу УПХ в лабораторному й чисельному експерименті не перевищує $\delta \leq 9\%$, а його значення отримано з масою навіска, яка відрізняється від мінімального й максимального значення в серії ($20,0 < m = 23,5 \text{ мг} < 26,5$), тобто розбіжність не залежить від маси ВР і визначається випадковими похибками. Таким чином, можна зробити висновок, що розроблену методику чисельного розрахунку можна застосовувати для прогнозування силового впливу ударної повітряної хвилі на вибухозахисні конструкції в реальних умовах протяжних споруд з метою оцінювання безпеки умов роботи персоналу при прогнозуванні наслідків аварійних вибухів.

4.2 Дослідження закономірностей вибухового навантаження ударною повітряною хвилею захисної споруди

У модифікованій схемі чисельного рахунку методу великих частинок (модель ударної труби) пропонується рішення розрахунку силового імпульсу під час вибуху газоповітряних сумішей в умовах протяжних споруд (рис. 4.11).

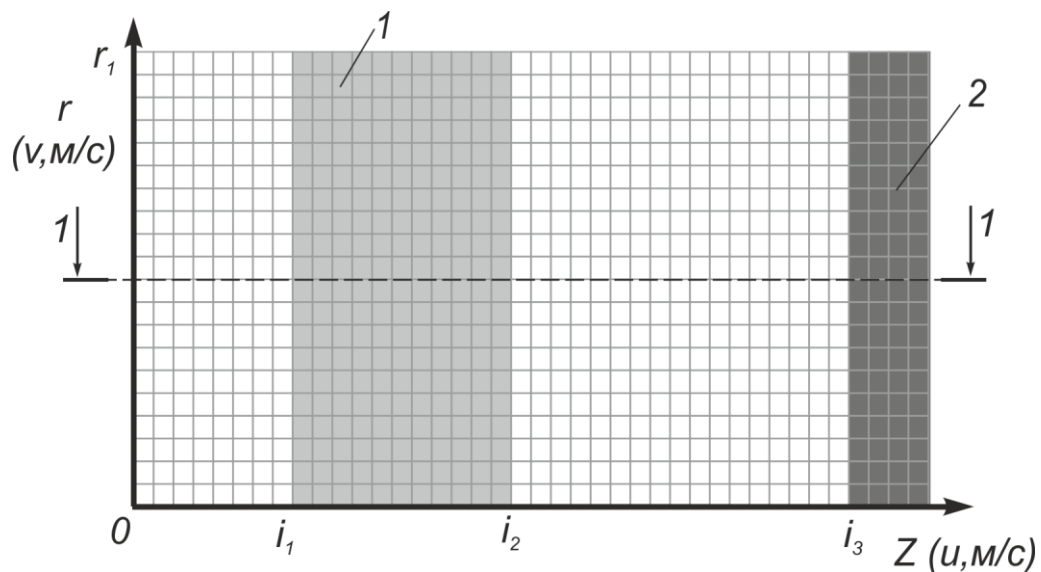


Рисунок 4.11 – Математична постановка завдання розрахунку силового імпульсу: 1 – газоповітряна суміш, що вибухає; 2 – тверда стінка

Необхідно розрахувати динамічні параметри силового впливу ударної хвилі на вибухозахисну споруду: динаміку зміни тиску в площині споруди $P=f(t)$, щільність ΔI і повний імпульс $\Sigma \Delta I$ сили, що діє на споруду, час активного силового впливу на захисну споруду t , з урахуванням прямої P_n і відбитої $P_{відб.}$ ударної повітряної хвилі.

Для реалізації обчислюваного експерименту прийняті наступні початкові умови (4.27). За граничні умови на лівій границі розрахункової області, де канал має вільний «вхід-вихід» потоку, приймаються спеціальні модифіковані умови «м'якої» стінки (2.35) – (2.38). За граничні умови на верхній і нижній границі – стінках каналу, приймаються стандартні умови непротікання [187].

$$\begin{aligned}
P(r, z) &= \begin{cases} P_a, & 0 \leq z \leq i_1; 0 \leq r \leq r_1 \\ P_n, & i_1 \leq z \leq i_2; 0 \leq r \leq r_1 \\ P_a, & i_2 \leq z \leq i_3; 0 \leq r \leq r_1 \end{cases}; \quad \rho(r, z) = \begin{cases} \rho_a, & 0 \leq z \leq i_1; 0 \leq r \leq r_1 \\ \rho_{\text{ГПС}}, & i_1 \leq z \leq i_2; 0 \leq r \leq r_1 \\ \rho_a, & i_2 \leq z \leq i_3; 0 \leq r \leq r_1 \end{cases} \\
E(r, z) &= \begin{cases} E_a, & 0 \leq z \leq i_1; 0 \leq r \leq r_1 \\ E_n, & i_1 \leq z \leq i_2; 0 \leq r \leq r_1 \\ E_a, & i_2 \leq z \leq i_3; 0 \leq r \leq r_1 \end{cases}; \quad \gamma(r, z) = \begin{cases} \gamma_a, & 0 \leq z \leq i_1; 0 \leq r \leq r_1 \\ \gamma_{\text{ГПС}}, & i_1 \leq z \leq i_2; 0 \leq r \leq r_1 \\ \gamma_a, & i_2 \leq z \leq i_3; 0 \leq r \leq r_1 \end{cases} \quad (4.27) \\
v(r, z) &= 0; \quad u(r, z) = 0; \quad w(r, z) = 0;
\end{aligned}$$

де $P_a, \rho_a, E_a, \gamma_a$ – відповідно тиск, щільність, повна енергія, показник адиабати атмосферного повітря;

$P_n, \rho_{\text{ГПС}}, E_n, \gamma_{\text{ГПС}}$ – відповідно тиск, щільність, повна енергія, показник адиабати в області ГПС.

На правій границі розрахункової області необхідно одержати повне відбиття в площині вибухозахисної споруди. Для цього в різницевій схемі чисельного розрахунку пропонується використовувати граничні умови «твердої» стінки. Для фіктивного шару комірок ці умови виглядають наступним чином:

$$v|_{i_{ep}} = v_{zp-1}; \quad u|_{i_{ep}} = -u_{zp-1}; \quad P|_{i_{ep}} = P_{zp-1}; \quad \rho|_{i_{ep}} = \rho_{zp-1}. \quad (4.28)$$

Різницеві формули для реалізації граничних умов «твердої» стінки мають такий вигляд:

– на ейлерову етапі

$$\begin{aligned}
\tilde{v}_{i_{\max}+1, j}^n &= v_{i_{\max}, j}^n - \frac{P_{i_{\max}, j+0,5}^n - P_{i_{\max}, j-0,5}^n}{\Delta r} \frac{\Delta t}{\rho_{i_{\max}, j}^n}; \\
\tilde{u}_{i_{\max}+1, j}^n &= \left| u_{i_{\max}, j}^n - \frac{P_{i_{\max}+0,5, j}^n - P_{i_{\max}-0,5, j}^n}{\Delta z} \frac{\Delta t}{\rho_{i_{\max}, j}^n} \right|; \quad (4.29)
\end{aligned}$$

$$\tilde{E}_{i_{\max}+1,j}^n = E_{i_{\max},j}^n - \left[\frac{jP_{i_{\max},j+0,5}^n v_{i_{\max},j-0,5}^n - (j-1)P_{i_{\max},j-0,5}^n v_{i_{\max},j-0,5}^n}{(j-0,5)\Delta r} + \frac{\Delta t}{\rho_{i_{\max},j}^n} \right] + \frac{P_{i_{\max}+0,5,j}^n u_{i_{\max}+0,5,j}^n - P_{i_{\max}-0,5,j}^n u_{i_{\max}-0,5,j}^n}{\Delta z}$$

– на лагранжевому етапі (для компонента швидкості вздовж осі z)

$$\begin{aligned} u_{i_{\max}+1,j}^{n+1} (j-0,5)\Delta r^2 \Delta z \rho_{i,j}^{n+1} = & - \{ D_{i,j}^n (1) \tilde{u}_{i-1,j}^n \Delta M_{i-0,5,j}^n + D_{i,j}^n (2) \tilde{u}_{i,j}^n \Delta M_{i,j-0,5}^n + D_{i,j}^n (3) \tilde{u}_{i+1,j}^n \Delta M_{i+0,5,j}^n + \\ & + D_{i,j}^n (4) \tilde{u}_{i,j+1}^n \Delta M_{i,j+0,5}^n + \tilde{u}_{i,j}^n \{ (j-0,5)\Delta r^2 \Delta z \rho_{i,j}^n - \\ & - [1 - D_{i,j}^n (1)] \Delta M_{i-0,5,j}^n - [1 - D_{i,j}^n (2)] \Delta M_{i,j-0,5}^n - [1 - D_{i,j}^n (3)] \Delta M_{i+0,5,j}^n - \\ & - [1 - D_{i,j}^n (4)] \Delta M_{i,j+0,5}^n \} \}. \end{aligned} \quad (4.30)$$

Інші компоненти модифікованої чисельної схеми методу великих частинок залишаються без змін. Результати чисельного розрахунку за цим алгоритмом наведені на рис. 4.12.

Оцінювання силового впливу УПХ на вибухозахисну споруду визначається за максимальним значенням тиску на перешкоді й величині переданого імпульсу за час, коли перепад тиску більших за критичний рівень. Максимальну амплітуду надлишкового тиску, як у прямій, так й у відбитій УПХ, можна зафіксувати в результаті проведення обчислюваного експерименту.

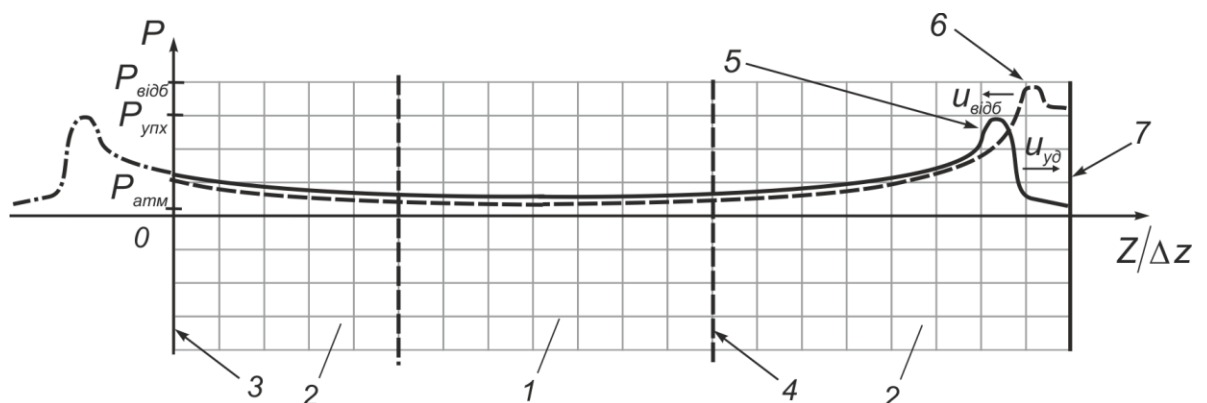


Рисунок 4.12 – Набігання УПХ на захисну споруду: 1 – область вибуху ГПС; 2 – повітря; 3 – умови «м'якої» стінки; 4 – межа середовищ у початковий момент; 5 – пряма УПХ; 6 – відбита ударна хвиля; 7 – жорстка стінка

Розрахунок імпульсу I виконується за формулою (4.1):

$$I = S \int_0^{t_k} (P(t) - P_n) dt = Mu / gS,$$

де t_k – час існування надлишкового тиску більшого за критичний, у прийнятому розрахунку ця умова визначалася співвідношенням: $P(t) > 1,25P_n$;

M – маса газового потоку;

S – площа твердої стінки.

На рис. 4.15 показано графічний вигляд імпульсу УПХ, що передається вибухозахисній споруді.

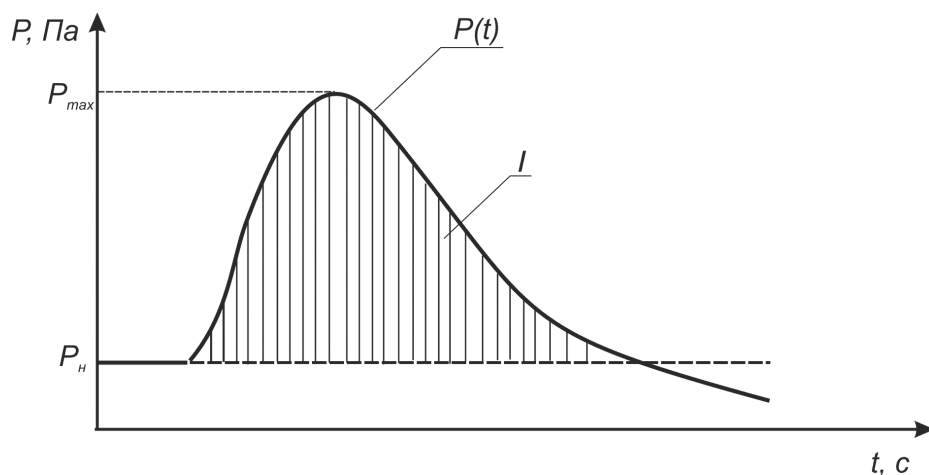


Рисунок 4.13 – Графічний вигляд силового впливу УПХ на поверхню захисної споруди: $P(t)$ – тиск, що виникає на елементарній ділянці поверхні захисної споруди; t – час; I – імпульс силового впливу УПХ на захисну споруду

Для практичного застосування математичної моделі ударної труби, з метою розрахунку силового імпульсу, була розроблена комп'ютерна програма «FEM 1.1.0» (fire explosion model) [188]. У конкретній реалізації програми результат чисельного розрахунку амплітуди надлишкового тиску з урахуванням прямої і відбитої УПХ силовий імпульс і час дії надлишкового тиску виводяться у вигляді навантажувальної кривої $P = f(t)$, яка дає повне уявлення про динаміку впливу УПХ на захисну споруду (рис. 4.14).



Рисунок 4.14 – Навантажувальна крива динаміки впливу УПХ на захисну споруду за результатами чисельного розрахунку в програмі FEM 1.0

За критерій оцінювання адекватності схеми чисельного розрахунку необхідно прийняти критерії порівняння результатів експериментальних досліджень вибухів ГПС з результатами чисельного розрахунку. Незважаючи на те, що у фізиці вибуху існують критерії подібності тільки для точкових зарядів, у роботах [181, 182, 184, 186] обґрунтовується можливість використання для порівняльного аналізу відносних значень характеристик УПХ (у прямій і відбитій хвилі), а саме, абсолютного тиску $\frac{P(t)}{P_n}$ і надлишкового $\frac{\Delta P_{\text{відб}}}{\Delta P_n}$; імпульсу хвилі $\frac{I_{\text{відб}}}{I_n}$, а також кривих енергетичної подібності. Ці криві уявляють собою графіки поля зазначених вище характеристик УПХ, від відстані до точки вимірювання приведеної до радіуса заряду.

Як базу зіставлення результатів чисельного розрахунку використовуємо нормативні вимоги СНиП 2.01.54-84 [306] для знаходження амплітуди відбитої хвилі й результати експериментальних вимірювань імпульсів і амплітуд у прямій і відбитій УПХ [184].

Розрахунок амплітуди відбитої хвилі згідно з [306]:

$$\Delta P_{відб} = 2\Delta P_{пр} + \frac{6\Delta P_{пр}^2}{\Delta P + 0,72}, \quad (4.31)$$

де $\Delta P_{відб}$, $\Delta P_{пр}$ – надлишковий тиск у відбитій і прямій УПХ, МПа.

З формули (4.34) випливає, що при відбиванні слабких хвиль тиск подвоюється, а при відбиванні сильних хвиль може збільшуватися майже у вісім разів. У проведеній серії обчислювальних експериментів були прийняті такі вихідні дані:

- надлишковий тиск у прямій УПХ – $(0,5...10)P_{атм}$, Па;
- характеристики газового середовища;
- геометрія розрахункової області – циліндричний канал, заповнений атмосферним повітрям з ділянкою ГПС (рис. 4.11);

Виконані розрахунки (табл. 4.8) показують, що на максимальних значеннях надлишкового тиску в прямій хвилі, розбіжність у показниках моделі ударної труби $\Delta P_{відб}/\Delta P_n = 4,9$ і лабораторного експерименту $\Delta P_{відб}/\Delta P_n = 5,1$ [184] не перевищує 5 %. У порівнянні з нормативним показником різниця становитиме 8 %. При мінімальних значеннях надлишкового тиску ці різниці значно зменшуються й в обох випадках не перевищують 3,8 % (рис. 4.15а).

Таблиця 4.8 – Результати порівняння параметрів динамічних навантажень на перешкоду від дії УПХ

Надлишковий тиск в прямій УПХ, ΔP_n , МПа	Чисельний розрахунок у моделі ударної труби			Розрахунок за СНиП [306]		Експеримент [184]		
	Надлишковий тиск у відбитій УПХ, $\Delta P_{відб}$, МПа	$\frac{\Delta P_{відб}}{\Delta P_n}$	$\frac{I_{відб}}{I_n}$	Надлишковий тиск у відбитій УПХ, $\Delta P_{відб}$, МПа	$\frac{\Delta P_{відб}}{\Delta P_n}$	Надлишковий тиск у відбитій УПХ, $\Delta P_{відб}$, МПа	$\frac{\Delta P_{відб}}{\Delta P_n}$	$\frac{I_{відб}}{I_n}$
0,75	3,70	4,9	6,8	3,8	4,5	3,8	5,1	6,9
0,36	1,50	4,1	3,5	1,4	3,9	1,51	4,2	3,4
0,22	0,80	3,7	3,3	0,7	3,3	0,78	3,4	3,2
0,15	0,49	3,2	3,1	0,45	3,0	0,47	3,1	3,0
0,09	0,26	2,8	3,0	0,24	2,6	0,24	2,7	2,7
0,06	0,16	2,6	2,9	0,15	2,5	0,15	2,5	2,6

За критерієм співвідношення імпульсів розбіжності дорівнюватимуть: модель ударної труби $I_{відб}/I_n = 6,8$ і експеримент $I_{відб}/I_n = 6,9$, різниця 1,5 % у максимальних тисках прямої хвилі й 10 % – у мінімальній (рис. 4.15б).

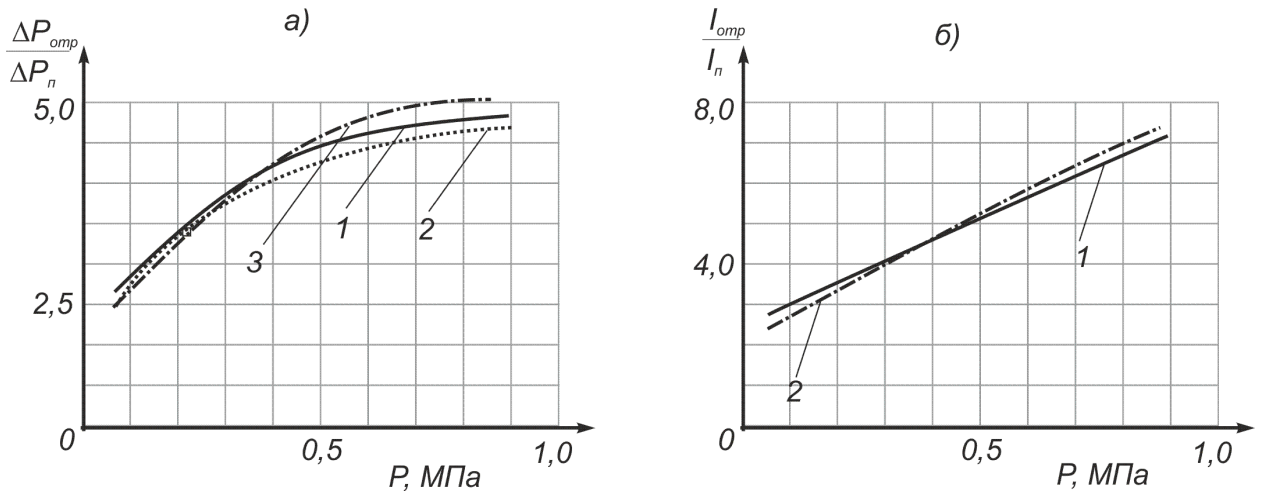


Рисунок 4.15 – Порівняльні співвідношення: а) надлишковий тиск; б) імпульс;
1 – модель ударної труби; 2 – норматив; 3 – лабораторний експеримент

Виконаний порівняльний аналіз дозволяє зробити висновок про збіжність результатів розрахунку з аналітичними й експериментальними дослідженнями з урахуванням допустимих похибок. Наявні емпіричні залежності розрахунку надлишкового тиску та імпульсу у відбитій хвилі мають значні похибки [190, п. 2.14]. Вони виникають через великий розкид експериментальних даних і невисоку точність оцінювання енергетичних параметрів, що входять до відповідних формул. Тому чисельний розрахунок динамічних навантажень на інженерні споруди має переваги, тому що в розрахунку беруть участь рівняння стану самого середовища, збурювання якого передається тільки від надлишкового тиску прямої УПХ [189, 196]. Застосуємо цей підхід для проведення аналізу впливу величини відстані, що проходить УПХ від епіцентру вибуху, на форму силового імпульсу. У класичній теорії вибуху поширення УПХ у необмеженому просторі супроводжується дисипацією її енергії пропорційно відстані від епіцентру, що описується формулою енергетичної подібності М.А. Садовського. Причому за ударною хвилею іде хвиля розрідження. У випадку поширення

УПХ у каналах характер дисипації енергії хвилі такий самий, хоча й описується в емпіричних залежностях спаданням амплітуди хвилі за експонентним законом. Однак через обмежений простір у каналі й втягненням в рух величезних мас повітря довжина хвилі значно більше, ніж в умовах відкритого простору, а хвиля розрідження на протяжних ділянках практично відсутня. Ця обставина, можна припустити, буде впливати на характер зміни імпульсу хвилі. На сьогоднішній день відомі напівемпіричні залежності з розрахунку величини імпульсу (табл. 4.8), які придатні тільки для квазістатичних розрахунків. У сучасних методах розрахунку будівельних конструкцій на міцність, стійкість та прогресуючі обвалення від вибухових навантажень для визначення вихідних даних потрібно знати динаміку зміни навантаження, що задається табличними значеннями або у вигляді навантажувальної кривої $P = f(t)$ [179, 321 – 324]. Особливо актуальним це є для сучасних систем автоматизованого проектування «Ліра», SCAD, ANSYS/LS-Dyna тощо (рис. 4.16).

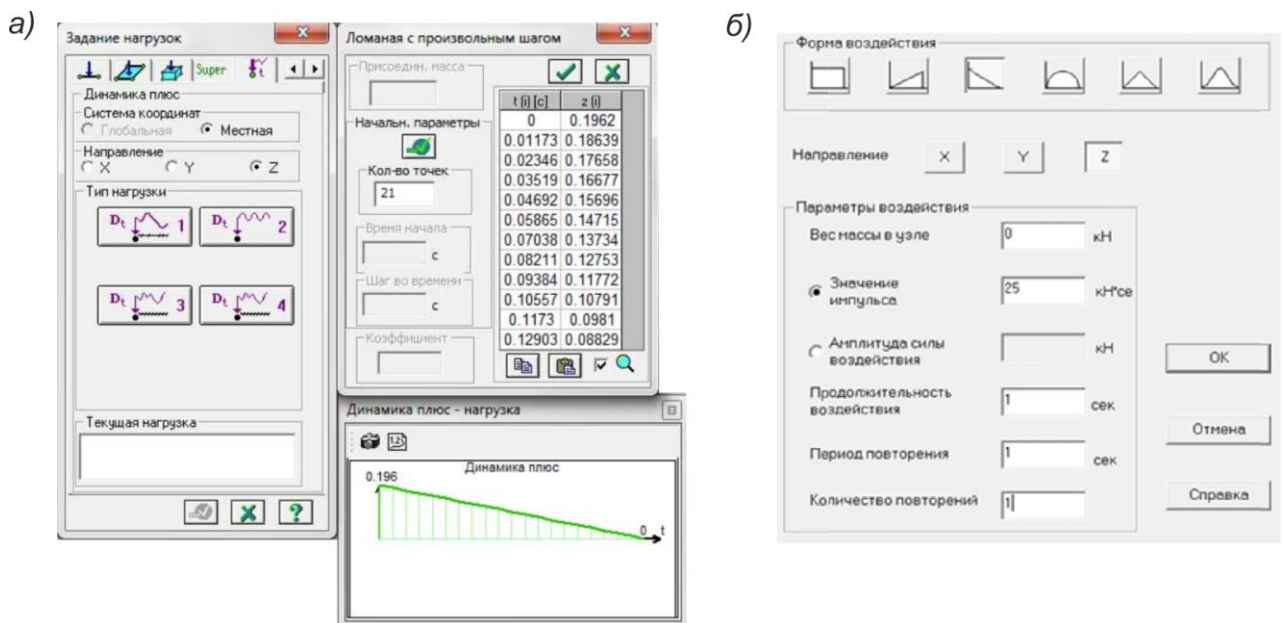


Рисунок 4.16 – Вхідні дані розрахунку будівельної конструкції на вибухові навантаження в САПР: а) «Ліра», форма подання навантаження у вигляді навантажувальної кривої та таблиці; б) SCAD, форма подання навантаження у вигляді навантажувальної кривої

Початкові дані у вигляді навантажувальної кривої можна одержати за допомогою розробленої програми FEM 1.0. Розрахунок виконаємо для умов газового вибуху в каналі перерізом $S = 7,2 \text{ м}^2$, з початковим тиском вибуху $P_n = 0,5; 2,3 \text{ МПа}$ й декількох варіантів відстаней від активної ділянки до захисної споруди (рис. 4.17). Результати розрахунку виявили особливості форми імпульсу, залежні від відношення відстані пройденого УПХ до амплітуди початкового тиску у фронті хвилі. На більшій ділянці шляху, як і припускає теорія вибуху, силовий вплив хвилі має ударний характер, що обумовлено різким стрибком тиску (рис. 4.19а), далі ударна хвиля перетворюється на акустичну хвилю (рис. 4.17б).

Однак при ударному впливі додатково виникає пульсуюче навантаження з амплітудою пульсації до 20 кПа або до 7 – 10 % від загального надлишкового тиску й періодом, не меншим за 50 % від загального часу впливу на споруду (рис. 4.19а; 4.19 у поз. 1 і 2). Цей ефект виникає через рух у початковий момент часу відбитої УПХ по газовому потоку, що набігає, від прямої хвилі. У цілому цей ефект збільшує руйнівну здатність УПХ.

При проходженні хвилею більших відстаней, що спостерігається у випадку початкового надлишкового тиску вибуху понад 1,6 МПа, змінюється співвідношення між амплітудою у фронті хвилі й тиском, який створює потік повітря, що набігає на поверхню захисного споруди. Вважалося, що основне навантаження створюється дією фронту УПХ (рис. 4.17а). Однак у розглянутому випадку, як видно з рис. 4.17в, силовий вплив на споруду від швидкісного напору повітря (рис. 4.17г, поз. 2) значно перевищує дію фронту УПХ (рис. 4.17г, поз. 1) як за амплітудою, так і за часом, що сприяє збільшенню об'єму пластичних деформацій у захисній споруді й відповідно збільшує ймовірність її руйнування. Даний ефект практично не враховується в розрахункових методиках, прийнятих для умов підземних виробок [173] і вибухові навантаження в протяжних виробках розраховуються лише за амплітудою у фронті УПХ.

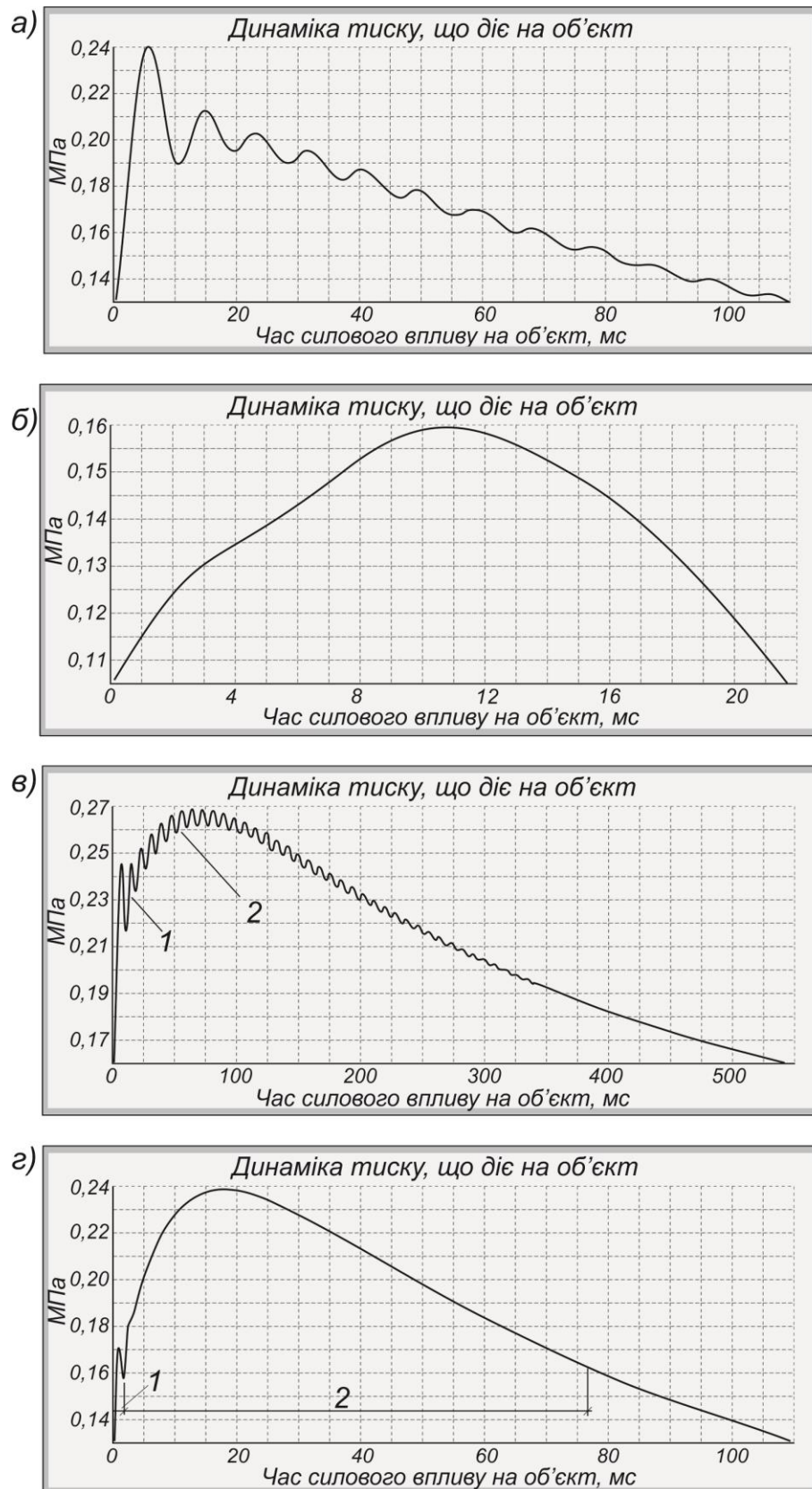


Рисунок 4.17 – Результати розрахунку імпульсу УПХ на різних відстанях та за різних початкових тисків: а) $l = 100$ м; $P_n = 0,5$ МПа; б) $l = 500$ м; $P_n = 0,5$ МПа; в) $l = 500$ м; $P_n = 2,3$ МПа; г) $l = 1000$ м; $P_n = 2,3$ МПа

Висновки до розділу 4

1. Уперше в модифікованому методі великих частинок (модель ударної труби) для визначення динамічних характеристик вибухового навантаження зроблена схема чисельного розрахунку, яка дозволяє визначати величину і форму силового імпульсу, що передається від ударної повітряної хвилі твердій стінці. Ця характеристика виводиться у вигляді навантажувальної кривої $P = f(t)$ (рис. 4.14).

2. На основі експериментальних досліджень проведено порівняння силового імпульсу, розрахованого в математичній моделі ударної труби, з імпульсом, отриманим у лабораторному експерименті, заснованому на лазерному підриванні вибухової речовини із застосуванням балістичного маятника, розбіжність між результатами становить не більше 9 %. Уперше виконано обґрунтування критеріїв енергетичної й геометричної подібності чисельного й лабораторного експерименту.

3. Для оцінювання достовірності уперше запропонованого чисельного розрахунку силового імпульсу УПХ проведено серію обчислювальних експериментів, результати яких зіставлені з аналітичними (у т.ч. нормативними) методами й результатами натурних експериментальних вимірювань імпульсів ударних повітряних хвиль. Розбіжності результатів в експериментах – не більше 10 %.

Результати, наведені в розділі, опубліковані в таких роботах автора [154, 155, 161, 189, 196, 268, 320].

РОЗДІЛ 5

РОЗРОБЛЕННЯ МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ ЗАПАЛЮВАННЯ, ДЕФЛАГРАЦІЙНОГО Й ДЕТОНАЦІЙНОГО ГОРІННЯ ГАЗОПОВІТРЯНОЇ СУМІШІ

5.1 Постановка задачі й обґрунтування параметрів комплексної моделі вибухового горіння

Аналіз нормативних документів з розрахунку надлишкового тиску, який виникає при вибуху ГПС у закритих і напівзакритих об'ємах, показує, що практично в усіх методиках застосовуються модель миттєвого вибуху. Особливістю моделі є припущення, що вибухова хімічна реакція відбувається миттєво, із заданим тиском, по всій ділянці ГПС. При цьому величина стрибка тиску обґрунтовується експериментальними даними. Як правило, тиск задається з інтервалу до 2,8 МПа, (за деяким даними – до 1,6 МПа), які за експериментальним оцінюванням виникає під час вибуху метану в обмежених просторах (рис. 5.1).

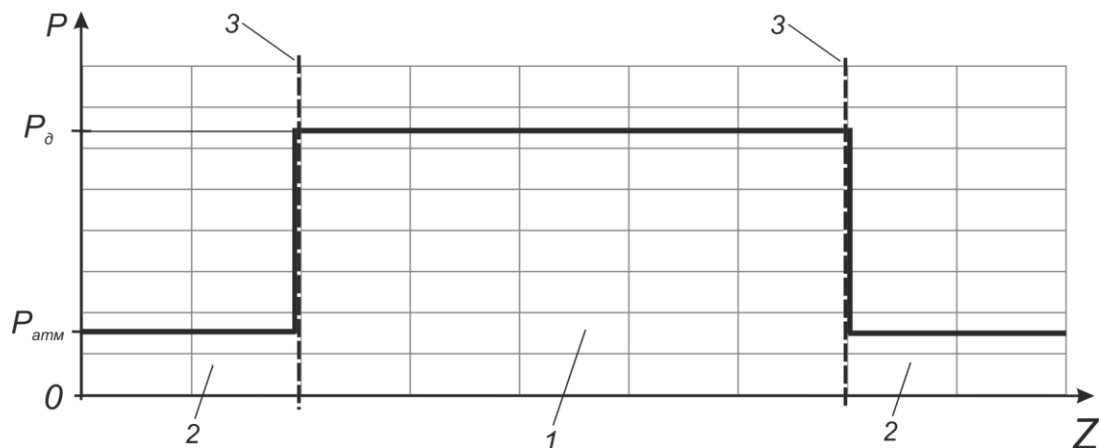


Рисунок 5.1 – Профіль початкового тиску вздовж осі каналу в моделі миттєвого вибуху: $P_в$ – тиск вибуху ГПС; $P_{атм}$ – атмосферний тиск; Z – поздовжня вісь каналу: 1 – газоповітряна суміш; 2 – повітря; 3 – межа розподілу середовища в початковий момент

Для розрахунку процесу запалювання газоповітряної суміші, виникнення дефлаграційного або детонаційного горіння, а також поширення вибухових хвиль у прямолінійних ділянках каналів застосуємо двовимірні рівняння газової динаміки, записані в циліндричній системі координат, у такому вигляді:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{W}) &= 0, && \text{нерозривності;} \\ \left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \vec{W}) + \frac{\partial P}{\partial z} &= -\tau_{mp} \frac{\Pi}{S}, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \vec{W}) + \frac{\partial P}{\partial r} &= 0 \end{aligned} \right\} &&& \text{руху;} \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \vec{W}) + \operatorname{div}(P \vec{W}) = q \Pi + q_x \rho \frac{\partial \alpha}{\partial t} \quad \text{енергії;}$$

де q_x – тепловий ефект хімічної реакції горіння вуглеводнів;

α – мольна частка вуглеводню в газоповітряному середовищі активної ділянки каналу.

Рівняння (5.1) доповнюються рівнянням стану:

$$P = (\gamma - 1) j \rho, \quad (5.2)$$

яке за формою збігається з рівнянням стану ідеального газу, однак у цьому рівнянні (5.2) показник адіабати γ і, відповідно, теплоємності c_p і c_v задаються як функції температури, як для повітря, так і для суміші метан – повітря:

$$c_v(T); \quad c_p(T); \quad \gamma = \gamma(T) = c_p(T) / c_v(T). \quad (5.3)$$

На відміну від раніше записаних рівнянь, права частина рівняння балансу енергії (4.1) включає член швидкості надходження тепла в процесі вибухового горіння:

$$q_x \rho \frac{\partial \alpha}{\partial t}, \quad (5.4)$$

який є функцією кінетики хімічної реакції. Кінетика розраховується за глобальним механізмом. Для врахування кінетики горіння вуглеводню необхідно змінити схему постановки початкових умов.

На відміну від загальноприйнятої постановки задачі про вибух газу в каналі, коли в області ГПС задається профіль тиску миттєвого вибуху (рис. 5.1), у цій роботі задається профіль концентрації метану, кисню й інших газів в атмосфері [225]. Джерело ініціювання вибуху моделюється у вигляді області малого об'єму з високою температурою, теплообмін якого з навколишнім газом веде до запалювання ГПС й формуванню хвилі дефлаграційного горіння метану, або детонаційної хвилі (рис. 5.2). Для реалізації такої постановки задачі, до рівнянь (5.1) додається рівняння хімічної кінетики, конкретний вид якого буде представлений нижче. Це є основною відмінністю цієї роботи від попередніх.

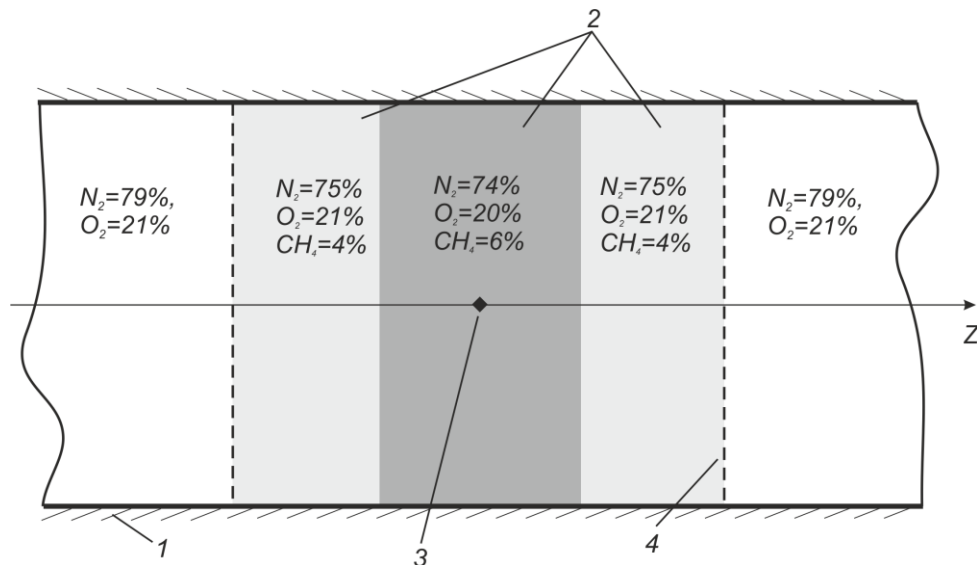


Рисунок 5.2 – Постановка задачі вибухового горіння газоповітряної суміші:
1 – виробка; 2 – область газоповітряної суміші з різною концентрацією метану;
3 – джерело запалювання; 4 – межа газоповітряної суміші

Незважаючи на появу вдосконалених детальних моделей кінетики горіння вуглеводнів і зростання обчислювальних можливостей ЕОМ, використання цих переваг під час розрахунку газодинамічних потоків на сьогодні не є неможливим, тому використання невеликих кінетичних схем (глобальних моделей), що

адекватно описують процеси горіння, має велике значення для практичного застосування [226].

З метою отримання більш низьких рівнів опису хімічної реакцій використовується згортання елементарних стадій до однієї узагальненої реакції. Таким чином хімічна реакція задається у вигляді однієї бруто-стадії: «вихідні речовини \rightarrow продукти реакції», а швидкість реакції задається у формі Арреніуса [227].

Глобальна модель – це апроксимаційний опис детального кінетичного механізму (ДКМ). Порядки реакцій для окремих компонентів можуть відрізнятися від стехіометричних, бути дробними й навіть від’ємними [302]. Для її застосування необхідно йти до використання таких формул, які узгоджені з максимальною кількістю звісних параметрів експериментального й теоретичного характеру, що відносяться до розглянутого класу задач [228].

Запропонований у цій роботі новий підхід до розв’язання задачі вибуху ГПС, коли початкові умови задаються не профілем тиску миттєвого вибуху, а задається концентраційний профіль ГПС із наступним точковим ініціюванням хімічної реакції, не є зовсім очевидним з погляду практичного застосування. Розглянемо більш детально обґрунтування методики розрахунку кінетики хімічної реакції в газодинамічних розрахунках даного класу задач, на прикладі вибухового горіння метану.

На практиці, у технічній літературі й нормативних документах вміст метану в атмосфері підземних комунікацій задається відносною величиною його об’ємної концентрації:

$$\alpha_1 = \frac{N_1}{N}, \quad (5.5)$$

де N_1 – число молекул метану,

N – сумарне число всіх молекул газу в деякому об’ємі атмосфери V .

Звідси випливає, що

$$\alpha_1 = \frac{(N_1/V)}{(N/V)} = \frac{n_1}{n_1+n_2+n_3}, \quad (5.6)$$

де n_1, n_2, n_3 – об'ємна концентрація молекул метану, кисню й всіх інших молекул відповідно.

Виходячи з цього:

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1. \quad (5.7)$$

Для проведення обчислень необхідно знати масові концентрації молекул:

$$n_i^m = \frac{N_i}{M}, \quad i = \overline{1, 3}, \quad (5.8)$$

де $M = M_1 + M_2 + M_3$ – маса суміші.

Легко встановити зв'язок між масовими й об'ємними концентраціями:

$$n_i^m = \frac{N_i}{M} = \frac{N_i/V}{M/V} = \frac{n_i}{\rho} \quad \text{або} \quad n_i = n_i^m \rho, \quad i = \overline{1, 3}, \quad (5.9)$$

де ρ – щільність суміші.

Будемо вважати, що залучена до руху газоповітряна суміш має щільність, що дорівнює початковій.

Необхідно ввести також поняття молярної концентрації молекул:

$$n_i^u = n_i^m \cdot \mu, \quad i = \overline{1, 3}. \quad (5.10)$$

Для розрахунку масових концентрацій необхідно знати величину щільності суміші, що визначається наступним чином:

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{M}{V} = \frac{m_1 N_1 + m_2 N_2 + \overline{m_3 N_3}}{V} = \frac{m_1 \alpha_1 N + m_2 \alpha_2 N + \overline{m_3 N}}{V} = \\ &= \alpha_1 \rho_1^H + \alpha_2 \rho_2^H + \alpha_3 \rho_3^H, \end{aligned} \quad (5.11)$$

де $\rho_1^H, \rho_2^H, \rho_3^H$ – початкові величини щільності метану, кисню й інших молекул повітря, відповідно;

\bar{m}_3 – середня маса молекул окрім метану й кисню.

Молярна маса суміші газів атмосфери визначається за законом Дальтона:

$$P = P_1 + P_2 + P_3, \quad (5.12)$$

де P – тиск у суміші, P_1, P_2, P_3 – парціальні тиски.

Використовуючи рівняння Менделєєва – Клайперона $pV = \frac{m}{\mu}RT$, отримаємо:

мо:

$$\frac{M}{\mu} \frac{RT}{V} = \frac{M_1}{\mu_1} \frac{RT}{V} + \frac{M_2}{\mu_2} \frac{RT}{V} + \frac{M_3}{\mu_3} \frac{RT}{V}. \quad (5.13)$$

Із цього рівняння випливає:

$$\mu = \frac{M/V \cdot \mu_1 \mu_2 \mu_3}{M_1/V \mu_2 \mu_3 + M_2/V \mu_1 \mu_3 + M_3/V \mu_1 \mu_2}. \quad (5.14)$$

Враховуючи, що

$$\frac{M_i}{V} = \frac{m_i N_i}{V} = \rho_i \alpha_i, \quad i = \overline{1, 3}, \quad (5.15)$$

де ρ_1, ρ_2, ρ_3 – щільності гомогенних речовин за нормальних умов (табличні дані), наприклад, $\rho_1 = \frac{m_1 N}{V}$.

Тоді

$$\mu = \frac{(\alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 + \alpha_3 \rho_3) \cdot \mu_1 \mu_2 \mu_3}{\alpha_1 \rho_1 \mu_2 \mu_3 + \alpha_2 \rho_2 \mu_1 \mu_3 + \alpha_3 \rho_3 \mu_1 \mu_2}. \quad (5.16)$$

Рівняння (5.15), (5.16) легко можна узагальнити для будь-якої кількості газів у суміші, які враховуються в розрахунках.

Розрахунок теплоємності суміші. Кінетичні рівняння хімічної реакції залежать від температури, що входить до показника експоненти, тому потрібно максимально точне значення температури, що визначається теплоємністю, адже рівняння газової динаміки дозволяють визначити лише питому внутрішню енергію термодинамічної системи. На практиці використовуються масова, об'ємна або молярна питомі теплоємності:

$$C^m = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT} C^v C^\mu, \quad (5.17)$$

які залежать від виду процесу (постійний обсяг або тиск).

Для розв'язання задачі запалювання метаноповітряної суміші найбільшою мірою підходять теплоємності при постійному об'ємі: C_v^m , C_v^μ . Надалі нижній індекс v опустимо.

Область спалаху – це невеликий обсяг ГПС, у якому «миттєво» підвищилася температура до $T_{зан}$ і в якому відбувається запалювання суміші. Причини цього явища можуть бути різні: розряд статичної електрики, електричний пробій ізоляції в працюючому електромеханічному устаткуванні, тертя матеріалів, розколювання кристалів, горіння сірника тощо.

Якщо відома питома об'ємна теплоємність, то питомі масові й молярні теплоємності відповідно становлять:

$$C^m = \frac{C_v}{\rho}, \quad (5.18)$$

$$C^\mu = \frac{\mu \cdot C_v}{\rho} = \mu \cdot C^m, \quad (5.19)$$

де ρ , μ – щільність і молярна маса суміші.

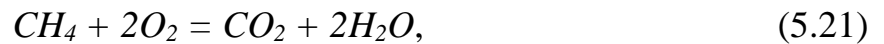
Слід зазначити, що теплоємності залежать від температури. Ці залежності можна знайти в довідковій літературі. При газодинамічних розрахунках теплоємності не потрібні, а потрібні значення постійної адіабати [229]:

$$\gamma(T) = \frac{C_p(T)}{C_v(T)}. \quad (5.20)$$

Такі функції також відомі для деяких сумішей газів.

Кінетичне рівняння хімічних реакцій горіння суміші метану й повітря.

При вибуху МПС відбувається реакція окислювання метану киснем. Хімічна реакція надається у вигляді однієї брунто-схеми:



швидкість реакції за i -им компонентом, задається у формі Арреніуса [230]:

$$-\frac{dc_i}{dt} = Z \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) P c_i^{v_i}, \quad (5.22)$$

де Z , E_a , v_i – ефективні значення предекспонентного множника, енергії активації й порядку реакції за i -им компонентом.

У цьому конкретному випадку реакції (5.21) рівняння (5.22) за компонентом метан має вигляд [231]:

$$-\frac{dc_1}{dt} = Z \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) c_1^{v_1} \cdot c_2^{v_2}. \quad (5.23)$$

Швидкість витрати кисню за рівнянням (5.21), в 2 рази більше за швидкість витрат метану:

$$-\frac{dc_1}{dt} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{dc_2}{dt}. \quad (5.24)$$

Виконавши інтегрування рівняння (5.24) за часом, отримаємо

$$c_2 = 2c_1 + A, \quad (5.25)$$

де A – постійна інтегрування, яку можна визначити з вихідних умов:

$$A = c_{2H} - 2c_{1H} . \quad (5.26)$$

Індекс H указує на початковий стан.

У результаті отримаємо:

$$c_2 = 2(c_1 - c_{1H}) + c_{2H} \Rightarrow c_2 = c_{2H} + 2(c_1 - c_{1H}) . \quad (5.27)$$

Таким чином, знаючи залежність зміни концентрації від часу $c_1(t)$, визначаємо за формулою (5.27) функцію $c_2(t)$.

Нехай у початковий момент часу $c_1 = c_{1H}$, тому $c_2 = c_{2H}$. При повному вигоранні метану $c_1=0$ концентрація кисню буде дорівнювати:

$$c_2 = c_{2H} - 2c_{1H} . \quad (5.28)$$

При стехіометричному складі $c_{2H} = 2c_{1H}$, тому метан і кисень вигорають одночасно $c_1=0$, $c_2=0$. Якщо, $c_{2H} > c_{1H}$, то $c_2 > 0$, тобто спостерігається залишок кисню. При $2c_{2H} < c_{1H}$ кисень вигорає раніше, а залишок метану дорівнює:

$$c_1 = c_{1H} - \frac{c_{2H}}{2} . \quad (5.29)$$

Для опису реакції (5.21) важливо зазначити, що в рівнянні (5.23) в якості концентрації c , використовується кількість речовини (у молях), що припадає на одиницю об'єму см^3 , тобто $[c] = \frac{\text{моль}}{\text{см}^3}$.

До рівняння газової динаміки входить густина речовини. Хімічна реакція не змінює цю величину, тому що вихідні речовини замінюються продуктами реакції. Гомогенні щільності речовин, що входять до складу атмосфери необхідні тільки для встановлення початкових умов.

Чисельна реалізація початкових умов задачі. Рівняння хімічної кінетики розв'язувалася чисельним методом разом з рівняннями газової динаміки й рів-

няннями стану. Різницевий аналог рівняння (5.23) представлено в такому вигляді:

$$-\frac{[c_1]_{i,j}^{n+1} - [c_1]_{i,j}^n}{\Delta t} = k \cdot ([c_1]_{i,j}^n)^{v_1} \cdot ([c_2]_{i,j}^n)^{v_2}, \quad (5.30)$$

де $k = Z \cdot \exp(-E_a/RT)$ – константа швидкості хімічної реакції горіння;

c_1, c_2 – мольні концентрації реагентів;

v_1, v_2 – ефективні показники порядку реакції в макрокінетичній схемі;

i, j – цілочисленні координати розрахункової комірки;

n – номер часового шару.

З рівнянь (5.22), (5.23) випливає:

$$[c_1]_{i,j}^{n+1} = [c_1]_{i,j}^n - \Delta t \cdot k \cdot ([c_1]_{i,j}^n)^{v_1} \cdot ([c_2]_{i,j}^n)^{v_2}, \quad (5.31)$$

$$[c_2]_{i,j}^{n+1} = [c_2]_{i,j}^n + 2([c_1]_{i,j}^{n+1} - [c_1]_{i,j}^n). \quad (5.32)$$

При розрахунку рівняння збереження енергії до правої частини додається доданок:

$$\Delta t \cdot Q \cdot Z \cdot \exp(-E_a/RT) \cdot ([c_1]_{i,j}^n)^{v_1} \cdot ([c_2]_{i,j}^n)^{v_2}, \quad (5.33)$$

де Q – теплотвірна здатність горіння метану в повітрі при стехіометричному складі метан – кисень, Дж/м³.

Для розробленого й описаного вище механізму сумісного розв'язання задачі газової динаміки й хімічної кінетики в рамках модифікованої чисельної схеми методу великих частинок необхідно провести випробування його роботи на основі класичної теорії запалювання й розвитку газофазних реакцій.

У роботі [236] узагальнюється класичний механізм ланцюгово-теплого вибуху (ЛТВ) і наводяться нові експериментальні дані для окислювання метану за часом досягнення максимальних значень швидкості реакцій і температури, що набагато менше за величини, характерні для тепловідведення з зони реакції.

Для виконання умови розвитку горіння, відповідно до класичної теорії ЛТВ, необхідним є одночасне збільшення швидкості й прискорення реакції:

$$\frac{dW}{dt} > 0, \quad \frac{d^2W}{dt^2} > 0, \quad (5.34)$$

де W – швидкість хімічного процесу;

t – час.

Необхідною умовою розвитку горіння, від теплового джерела, є одночасне виконання співвідношень:

$$q_+ > q_-; \quad (5.35)$$

$$\frac{dq_+}{dT} > \frac{dq_-}{dT}, \quad (5.36)$$

де q_+ , q_- – швидкості тепловиділення в результаті хімічної реакції та тепловідведення відповідно;

T – температура.

Апробацію кінетичного підходу при розв'язанні задачі розрахунку параметрів вибуху ГПС продемонструємо осесиметричною задачею на прикладі запалювання МПС у каналі з П-подібним розподілом концентрації молекул метану при стехіометричному складі метан – кисень (рис. 5.3).

Для тестування розробленої чисельної схеми були обрані початкові параметри, які наведені в табл. 5.1. Повітря представлено сумішшю газів азот 79 % і кисень 21 %.

Поточні значення теплоємності C_p , показника адіабати γ і молекулярна маса μ суміші розраховуються за складом повітря.

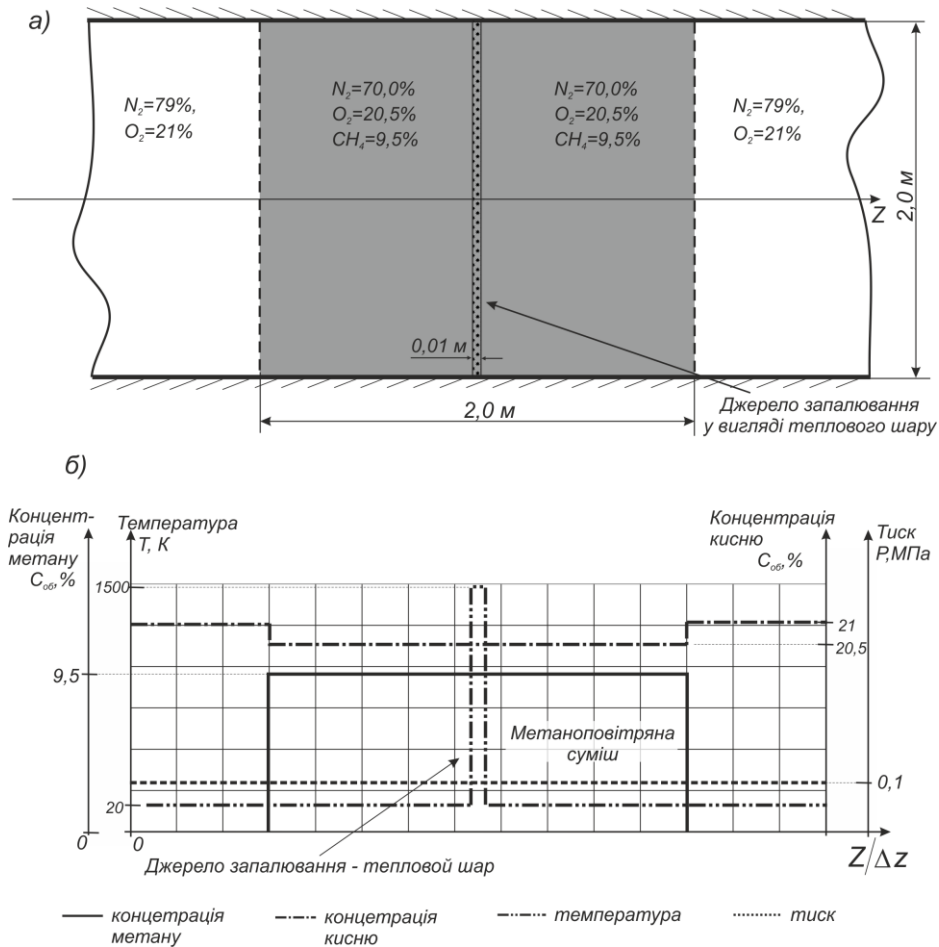


Рисунок 5.3 – Математична постановка задачі: а) схема розподілу метаноповітряної суміші; б) концентрації метану, кисню та температура і тиск у початковий момент часу $t = 0$ с

Таблиця 5.1 – Параметри газів у початковий момент часу при н.у.

	Найменування параметра	Од. вим.	Значення
1	Щільність метану як гомогенного газу, ρ_1	кг/м ³	0,716
2	Щільність кисню як гомогенного газу, ρ_2	кг/м ³	1,429
3	Щільність азоту як гомогенного газу, ρ_3	кг/м ³	1,25
4	Ізохорна теплоємність метану, C_{1v}^m	Дж/(кг·К)	$1,644 \cdot 10^3$
5	Ізохорна теплоємність кисню, C_{2v}^m	Дж/(кг·К)	$0,653 \cdot 10^3$
6	Ізохорна теплоємність азоту, C_{3v}^m	Дж/(кг·К)	$0,776 \cdot 10^3$
7	Теплотвірна здатність суміші (масова), Q_m	Дж/(кг·К)	$50 \cdot 10^6$

Оскільки перебіг реакції описується законом діючих мас окремим питанням постає визначення ефективних параметрів рівняння Арреніуса. Макрокіне-

тичні рівняння, як правило, розробляються для конкретних умов перебігу реакцій і в першому наближенні необхідно скористатися ефективними параметрами для подібних умов. У роботі [232] наведений великий аналіз ефективних параметрів високотемпературних глобальних реакцій з умовами їхнього застосування. Найбільш близьким до розглянутих умов було прийняте рівняння горіння CH_4/O_2 у полум'ї у вигляді [232]:

$$-\frac{dc_1}{dt} = 8,3 \cdot 10^5 \exp\left(-\frac{30}{RT}\right) c_1^{-0,3} c_2^{1,3}. \quad (5.37)$$

Граничні умови задачі: на стінках циліндричного каналу – умови непротікання, на границях розрахункової області по осі Z – умови «м'якої» стінки.

Чисельний розрахунок виконується з часовим кроком $\Delta t = 1 \cdot 10^{-6}$ с.

Для виконання тестових розрахунків початкова температура ініціювання (T_i) у тепловому шарі підвищувалася поступово починаючи з 500 К. В інтервалі до 1850 К запалювання не відбувалося, далі виникає запалювання метану із частковим його вигоранням у тепловому шарі й навколо нього та припинення горіння за рахунок недостатньої енергії джерела запалювання.

Починаючи з $T_i=2650$ К відбувається запалювання й повне вигорання метану в тепловому шарі, а також часткове його вигорання в прилеглих шарах. Однак за рахунок малого об'єму джерела запалювання процеси дисипації енергії переважають над процесом активації реакції горіння, що призводить до обриву ланцюгів горіння й, відповідно, припинення поширення полум'я. На рис. 5.4а, 5.4б показаний стан системи в момент часу $t=500$ мкс, після припинення горіння, про що свідчить падіння тиску в зоні реакції, різке зниження температури й розпад температурного розриву теплового шару (рис. 5.4в).

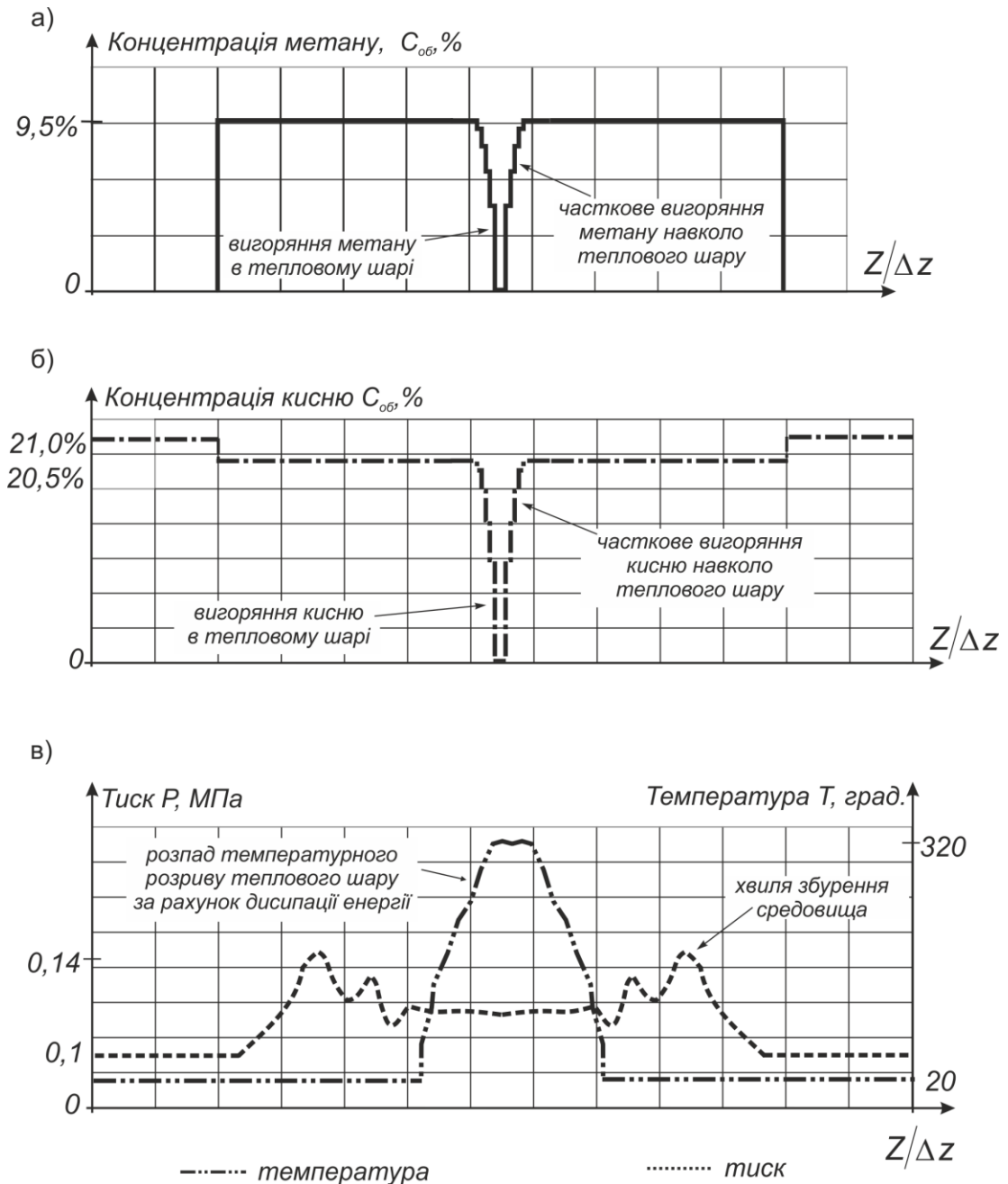


Рисунок 5.4 – Робота кінетичного механізму запалювання та часткового вигорання МПС у момент часу $t=500$ мкс після припинення горіння

Як показав чисельний розрахунок, стійке горіння було отримано починаючи з $T_i > 3900$ К. Характер горіння – режим четвертого класу близького до дефлаграції зі швидкістю 150 – 200 м/с [213], про що свідчить незначна швидкість поширення зони реакції, формування слабкої ударної хвилі, що відривається від фронту горіння (рис. 5.5).

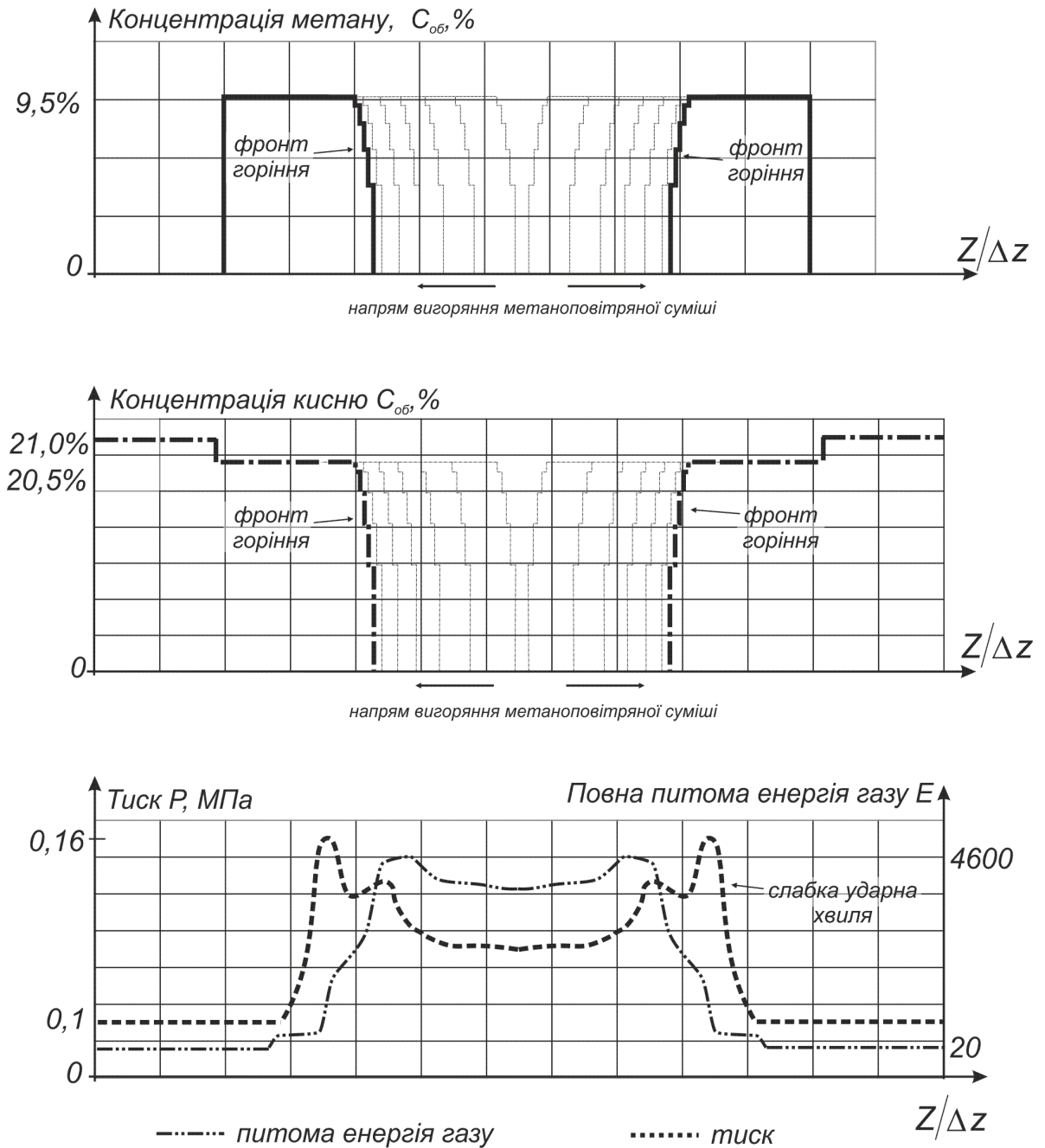


Рисунок 5.5 – Стан системи в режимі повного горіння ($t=500$ мкс)

Отримані результати роботи кінетичного механізму збігаються з теорією запалювання ГПС від обмежених теплових джерел [233 – 236]. У першій й другій задачі (рис. 5.4) не виконуються умови (5.34) – (5.37), що відповідає режиму 2 і 3 (рис. 5.6). У третій задачі (рис. 5.5) такі умови виконуються, що призводить до виникнення режиму 1 [236]:

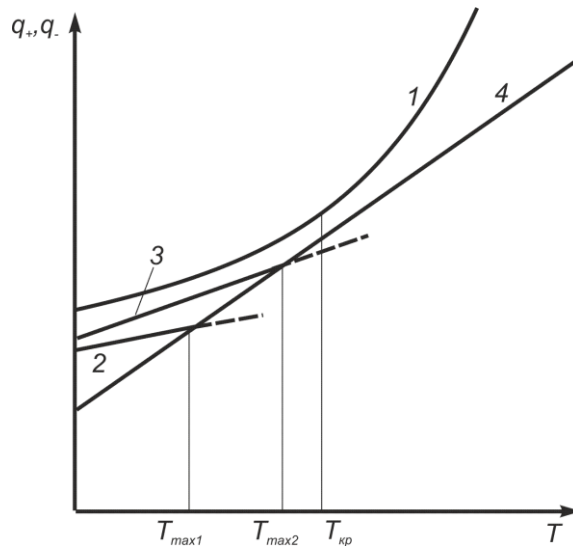


Рисунок 5.6 – Залежність швидкості тепловиділення (1 – 3) та тепловідведення від температури (4): T_{\max} – максимальна температура, що досягається в ході горіння, яке не переходить до ЛТВ, $T_{\text{кр}}$ – критична температура переходу до ЛТВ.

Однак газодинамічні характеристики горіння не відповідають процесам дефлаграційного або детонаційного горіння, реалізованих при аварійних газових вибухах [234, 235]. Таким чином, необхідно розв'язувати задачі хімічної кінетики для знаходження індивідуальних характеристик макрокінетики вибухового горіння на базі розробленого макрокінетичного механізму в модифікованій чисельній схемі методу великих частинок (модель ударної труби), для рішення газодинамічних задач процесів запалювання й горіння МПС.

5.2 Розроблення методики визначення ефективних параметрів макрокінетики горіння вуглеводнів у чисельному розрахунку газоповітряних вибухів

У роботі [225] розрахунок аварійного вибуху розглядався в рамках хімічної кінетики горіння реагуючих газових потоків. Швидкість горіння й відповідно швидкість енерговиділення визначалася з урахуванням закону діючих мас у формі Арреніуса попередньо перемішаних сумішей.

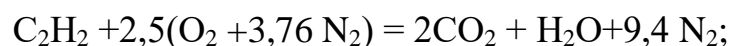
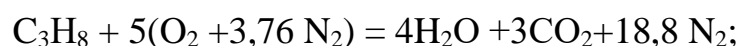
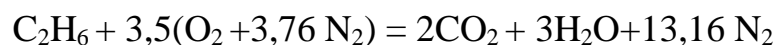
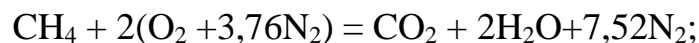
Особливість реакцій горіння вуглеводнів у режимі детонації й дефлаграції, при русі газових потоків у протяжних каналах, полягає в тому, що швидкість поширення фронту горіння обумовлена не тільки ланцюгово-тепловими й концентраційними ефектами хімічних реакцій, але й газодинамічними ефектами течії: турбулізацією потоку, ударним стисканням, що викликає осередкове запалювання, тобто виникнення гарячих осередків ініціювання реакції у свіжій суміші (призводить до виникнення комірчастого фронту детонаційного горіння) [237, 304]. Дані ефекти неможливо врахувати в детальних кінетичних механізмах реакції (ДКМ), які не реалізуються в чистому виді в багатьох виробничих процесах [242], тому в подібних випадках використовують глобальні механізми. Незважаючи на те, що такі механізми припускають лінійний фронт детонації, такі моделі широко застосовуються [243], що цілком виправдано з точки зору розрахункових характеристик процесу.

Як вказувалося вище, у роботі [232] наведено систематизацію макрокінетичних параметрів високотемпературних газофазних реакцій і показано, що вони є апроксимацією опису кінетики перебігу складної реакції. Її екстраполяція на інший тип процесу може призвести до неправильних результатів, тобто брутто-реакції не є незалежними як елементарні. Чисельні значення параметрів залежать від типу процесу, початкових умов і брутто-схеми. Порядки реакцій за окремими компонентами можуть не відповідати стехіометрії рівняння. Для знаходження параметрів макрокінетики конкретного процесу застосовують три підходи. У першому випадку визнавши вид кінетичного рівняння, аналізують його параметри відносно експериментальних даних [238]. У другому випадку матеріалом для порівняльного аналізу можуть служити дані чисельних розрахунків із ДКМ [239] або відомі експериментальні дані [240], і в третьому випадку – редукування ДКМ до глобальної схеми [239].

У даній роботі використовується перший підхід. У цьому випадку вирішується зворотна кінетична задача, де параметри макрокінетики, зазвичай, одержують непрямым шляхом: експериментальні дані, згідно з законом діючих

мас, обробляються різними методами (інтегральним, диференціальним, методом періодів напівперетворень, графічним диференціюванням кінетичної кривої тощо) [241]. Проте, одержання експериментальних даних для вибухових хімічних реакцій позначене серйозними труднощами, обумовленими розмірами зони реакції, що не перевищує частин міліметра, недостатня точність за часом експериментальних методик (субмікросекундний час реакції) й інших факторів, що призводять до похибок у прямих вимірюваннях і виникненні неодиначності рішень. Як відомо, достатньою умовою існування одиначності рішення є можливість вимірювання концентрацій усіх компонентів у будь-який момент часу з будь-якою точністю [261]. Таку можливість дає спільне чисельне рішення рівнянь газодинаміки й хімічної кінетики [244]. У чисельному експерименті, можливе встановлення прямого зв'язку макрокінетичних характеристик хімічної реакції з параметрами УПХ: швидкістю, тиском у фронті й за фронтом детонаційної або дефлаграційної хвилі, механічним імпульсом газового потоку тощо.

З метою спрощення розрахунків кінетики хімічних реакцій у роботі досліджуються такі бруто-рівняння горіння найбільш імовірних у повітрі підземної споруди вуглеводнів (метан, етан, пропан, ацетилен):



Швидкість реакції за i -им компонентом $i=1, 2$ задається згідно з законом діючих мас у формі Арреніуса (5.23):

$$-\frac{dc_f}{dt} = Z \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) c_f^{v_f} \cdot c_o^{v_o},$$

де Z , E_a , v_i – ефективні макрокінетичні параметри: предекспонентний множник, енергія активації й порядок реакції за i -им компонентом.

$$Z = A \cdot T^\beta$$

де A , β – коефіцієнти температурної залежності предекспонентного множника.

Диференціальні рівняння (5.1), (5.23) отримані на основі загальних законів газодинаміки й хімічної фізики описують цілий клас швидких хімічних реакцій горіння в потоці реакційноздатних газів. Встановлення параметрів макрокінетики горючих газів у конкретних умовах їхнього горіння вимагає визначення умов однозначності [247]. За такі умови приймемо виконання узгодження макрокінетичних параметрів чисельного розрахунку з термо- і газодинамічними параметрами процесу вибухового горіння [245, 246]. Таким чином, вплив газодинамічних процесів на швидкість перебігу реакції стає частиною кінетичного механізму перебігу вибухової реакції. Такий підхід є відносно новим у методах розв'язання перебігу швидких реакцій у нестационарних умовах і докладно обґрунтовується в роботах В.С. Трофімова [248, 249]. Для узгодження використовуємо маркерні експериментальні дані горіння вуглеводнів у режимі дефлаграції й детонації в стехіометрії (табл. 5.2), тобто шукані параметри макрокінетики повинні забезпечувати перебіг газофазних реакцій у тестових розрахунках з маркерними газодинамічними параметрами [250, 252].

Таблиця 5.2 – Характеристики вибухового горіння вуглеводнів, які визначені експериментально

Найменування параметра	метан CH ₄	етан C ₂ H ₆	пропан C ₃ H ₈	ацетилен C ₂ H ₂
Температура samozапалювання, К [251]	650	515	470	305
Швидкість детонації, м/с [245, 250]	2390	2369	2357	2350
Тиск детонації, МПа [245, 250]	2,9	3,4	3,6	4,5*
Швидкість дефлаграційної хвилі, м/с [204]	54,3	–		49,7
Тиск у фронті хвилі дефлаграції, МПа [213]	0,3–1,4	–	1,8	–
Температура запалювання суміші тепловим сферичним джерелом, К [217]	1473	–	1223	1096

* – у хіміке [253]

Як початкові кінетичні параметри горючих газів, для яких встановлюються константи рівняння Арреніуса в процесах вибухового горіння, застосуємо дані робіт з горіння цих газів у ламінарному полум'ї й факельному спалюванні, які розроблені саме для глобальних механізмів горіння (табл. 5.3). Дані отримані з відкритих джерел за результатами досліджень Ліверморської національної лабораторії (США) [254], а також з довідкових джерел [261].

Таблиця 5.3 – Ефективні кінетичні параметри глобального механізму горіння газів у ламінарних потоках

Газ	Тип і характеристика процесу	Перед-експонента, $Z, \text{с}^{-1}$	Енергія активації, $E_a, \text{ккал/моль}$	Енергія активації, $E_a, \text{кДж/моль}$	Порядок реакції		Стехіометрія, % об.
					за паливом, ν_f	за окислювачем, ν_o	
CH_4	полум'я	$1,1 \cdot 10^6$	30,0	125,4	-0,3	1,3	9,5
C_2H_6	полум'я	$9,2 \cdot 10^{11}$	37,0	154,6	0,1	1,65	5,5
C_3H_8	факел, сопло	$8,6 \cdot 10^{11}$	48,0	618,4	0,1	1,65	4,03
C_2H_2	факел, пальник	$6,5 \cdot 10^{12}$	27,0	112,8	0,5	1,25	7,75

Термодинамічний аналіз процесу запалювання й горіння, згідно з законом діючих мас (рис. 5.7), показує, що в загальному випадку зниження енергії активації або підвищення кількості активних зіткнень (значення передекспоненти) веде до зниження температури запалювання, при цьому прискорення реакції за рахунок ланцюгового механізму теплового вибуху залишається постійним, про що можна судити за кутом нахилу α асимптотичних прямих (у межах температур горіння) графіків W_1 и W_2 .

Остання величина є дуже важливою, тому що визначає одну з основних динамічних характеристик вибуху – швидкість наростання тиску [251]. Зміна прискорення реакції визначається показником ступеня ν_i при концентраціях реагентів (графіки W_1 і W_3). Такий же ефект викликає одночасна зміна передекспоненти Z й енергії активації E_a (графіки W_2 і W_4). У першому випадку це обумовлено концентраційним механізмом, у другому – ланцюгово-тепловим.

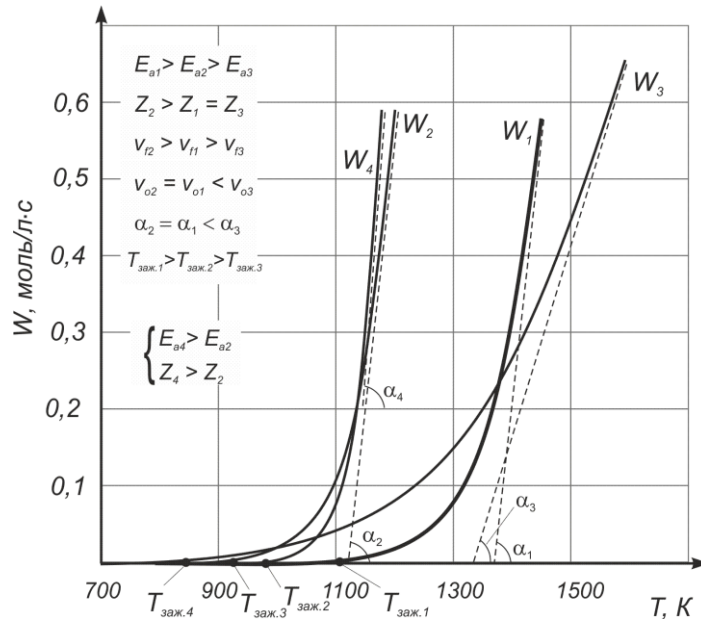


Рисунок 5.7 – Кінетичні графіки залежності швидкості реакції від температури

Наведені залежності (рис. 5.8) є орієнтовними, тому що розраховані для квазістатичного процесу в стехіометричних значеннях концентрацій реагентів. Однак цей аналіз дозволяє оцінити характер взаємозв'язку між параметрами макрокінетики й газодинаміки вибуху. Кожний кінетичний параметр рівняння (5.23) характеризує один з механізмів теорії горіння: енергія активації спричиняє тепловий механізм розвитку реакції, передекспонента – ланцюговий, показники ступеня – концентраційний механізм. Детально роль кожного механізму у впливі на швидкість вибухових газофазних реакцій горіння досліджена в роботах В.В. Азатяна [255, 256]. У них показана відмінність у розвитку вибухових реакцій горіння: з підвищенням температури роль ланцюгової лавини не зменшується, а, навпаки, зростає. У результаті цього з'ясовано, що залежність швидкості реакцій вибухового горіння від температури являє собою «експоненту в експоненті» [257]:

$$\frac{W}{[B]_0} = k_p n_0 \left\{ \exp \int_{t_0}^t [f_o \exp(-E_p / RT) - g] dt \right\} \quad (5.38)$$

де $[B]_0$ – початкова концентрація вихідного реагенту;

f_0, E_p – передекспонента й енергія активації розгалуження ланцюгів;

n_0 – концентрація радикалів у момент часу t_0 , після якого можна нехтувати реакцією вихідних молекулярних компонентів між собою;

k_p – ефективна константа швидкості стадії, що лімітує розгалуження.

Вищенаведене підтверджує те, що реакції вибухового горіння відбуваються зі ступенем наростання швидкості (прискоренням), більшим ніж горіння в ламінарних полум'ях. У цьому випадку, за класичним рівнянням Арреніуса в глобальному механізмі, енергія активації повинна бути меншою, що моделює більш інтенсивні процеси зародження ланцюгів. Отже, при розробленні глобального механізму необхідно внести зміни до цього параметра і узгодити його з передекспонентою і показником ступеня реакції, за допомогою показників газодинаміки й кінетики перебігу реакції. Визначення раціональних параметрів макрокінетики виконано з використанням чисельного експерименту дефлаграційного й детонаційного горіння в таких умовах. Модель ділянки протяжної споруди представлена у вигляді циліндричного каналу діаметром 0,2 м, довжиною 1,5 м, краї каналу вільно відкриті.

У початкових умовах центральна частина каналу заповнена газоповітряною сумішшю в стехіометричній концентрації відповідного вуглеводню (табл. 5.3). Для зменшення впливу ефектів відбивання УПХ у процесі експерименту й створення плоского фронту ударної хвилі запалювання суміші виконувалось поперечним шаром гарячого газу товщиною 0,01 м. Температура шару добиралася таким чином, щоб отримати стаціонарний режим дефлагації й детонації. Шар розташовувався на контактній поверхні повітря – ГПС.

У задачі приймалися такі наближення: концентрація вибухової ГПС рівномірно розподілена у об'ємі активної ділянки, граничні умови теплопровідності в стінку каналу – умови третього роду з постійним коефіцієнтом теплообміну газового потоку зі стінкою 50 Вт/(м²·К) и теплопровідністю стінки (аргіліт) 2 Вт/(м·К), шорсткість стінки каналу відповідає встановленому кріпленню типу СВП-19 з кроком установки 1,0 м. У чисельному експерименті раціональні мак-

рокінетичні параметри визначались методом послідовних наближень й методом половинного ділення.

Результати розрахунку. На рис. 5.8 показана динаміка профілю тиску й концентрації газу (на прикладі метану) уздовж осі z , у процесі запалювання й горіння газоповітряної суміші в режимі дефлаграції й детонації.

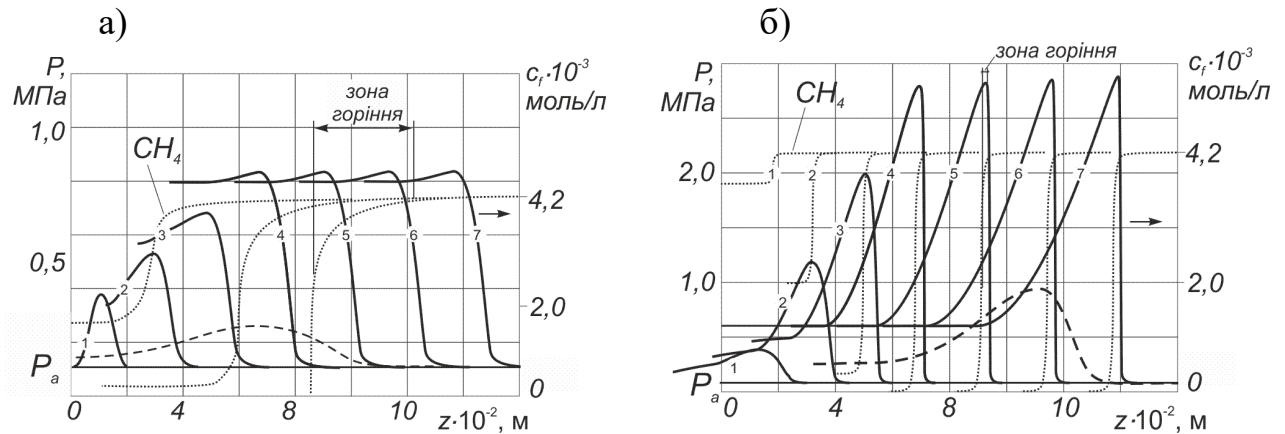


Рисунок 5.8 – Динаміка профілю тиску P і концентрації метану c_f у процесі запалювання і горіння газоповітряної суміші: а) дефлаграція; б) детонація; для параметрів макрокінетики вибухового (суцільна лінія) і ламінарного горіння (пунктир)

Перший режим виникає при температурі джерела запалювання 1200 К та енергії джерела запалювання 460 Дж, другий режим – при 1900 К та енергії джерела 730 Дж. Встановлені значення E_a , Z , ν_1 , ν_2 (табл. 5.4) дають такі показники горіння: у режимі дефлаграції тиск у точці ЧЖ – 0,8 МПа (рис. 3а), у режимі детонації амплітуда хвилі (точка ЗНД) становить 3,2 МПа, що задовільно збігається з експериментальними значеннями параметрів і добре – з розрахунковими [250].

На графіках рис. 5.8 пунктирною лінією показаний профіль тиску для параметрів макрокінетики горіння метану в полум'ї (табл. 5.3). Як бачимо, форма профілю графіка ближче до акустичної хвилі, амплітуда хвилі занижена в 2,5 – 3 рази, що дає похибки у визначенні параметрів вибуху.

Таблиця 5.4 – Ефективні параметри макрокінетики реакцій горіння в режимі дефлаграції й детонації в умовах протяжних споруд

<i>Газ</i>	Z, c^{-1}	$E_a, ккал/моль$	$E_a, кДж/моль$	ν_f	ν_o
CH ₄	$1,3 \cdot 10^6$	28,0	115,0	-0,3	1,3
C ₂ H ₆	$9,7 \cdot 10^{11}$	26,5	110,7	0,1	1,65
C ₃ H ₈	$9,1 \cdot 10^{11}$	25,0	104,5	0,1	1,65
C ₂ H ₂	$5,2 \cdot 10^{12}$	23,5	98,3	0,5	1,25

Температура samozапалювання визначалася в обчислювальному експерименті шляхом встановлення заданої початкової температури в повному об'ємі газоповітряної суміші. У такий спосіб моделюється рівномірний прогрів реакційних газів. Отримана температура початку реакції окислювання відповідала 620 °С, з похибкою щодо експериментальних даних, яка дорівнює 4,8 %. Дані щодо температури запалювання суміші тепловим джерелом отримані із чисельного експерименту (задача буде розглянута в наступному пункті), де сферичне теплове джерело моделювалося у вигляді циліндра, висота й діаметр якого близькі за значенням. Обчислювальний експеримент показав стійке запалювання 9 % МПС при температурі джерела 1590 °С. Таким чином, розбіжності чисельного розрахунку з експериментальними значеннями не перевищують 8 %.

На наступному етапі обґрунтування ефективних параметрів макрокінетики горіння вуглеводнів у режимі дефлаграції та детонації необхідно провести аналіз чутливості цільової функції шляхом проведення кінетичного аналізу реакції [260]. Для проведення аналізу чутливості необхідно розрахувати матрицю чутливості вихідних параметрів моделі, за яку приймаються кінетичні криві, швидкості стадій, періоди напівперетворень реагентів, енергії активації, константи швидкості стадій та інші параметри. Для цього вирішувалася зворотня задача методом визначення константи швидкості реакцій і енергії активації за експериментальними даними отриманими у чисельному експерименті. Одержати такі дані у фізичному експерименті практично неможливо через малий час перебігу вибухової реакції й необхідності мати можливість вимірювання концен-

трацій усіх компонентів реакції у будь-які моменти часу. Такою можливістю наділена розроблена модифікована чисельна схема методу великих частинок. У роботі застосовується глобальний механізм реакції, який є формальною кінетикою, тому його можна розглядати як елементарну реакцію й відповідно до нього можливе застосування пропонованого методу. Оцінка кінетичних параметрів реакції проводилася за даними експерименту, які реєструвалися в сталому режимі в зоні горіння. У режимі детонації ця зона збігається з детонаційним фронтом, а в режимі дефлаграції перебуває за фронтом УПХ (рис. 5.9). Виконаємо аналіз на прикладі реакції вибухового горіння метану.

Кінетичні криві, побудовані за даними обчислювального експерименту дефлаграційного горіння метану, мають форму близьку до експонентної (рис. 5.9), що відображає ланцюгово-тепловий механізм реакції й відповідає теорії горіння.

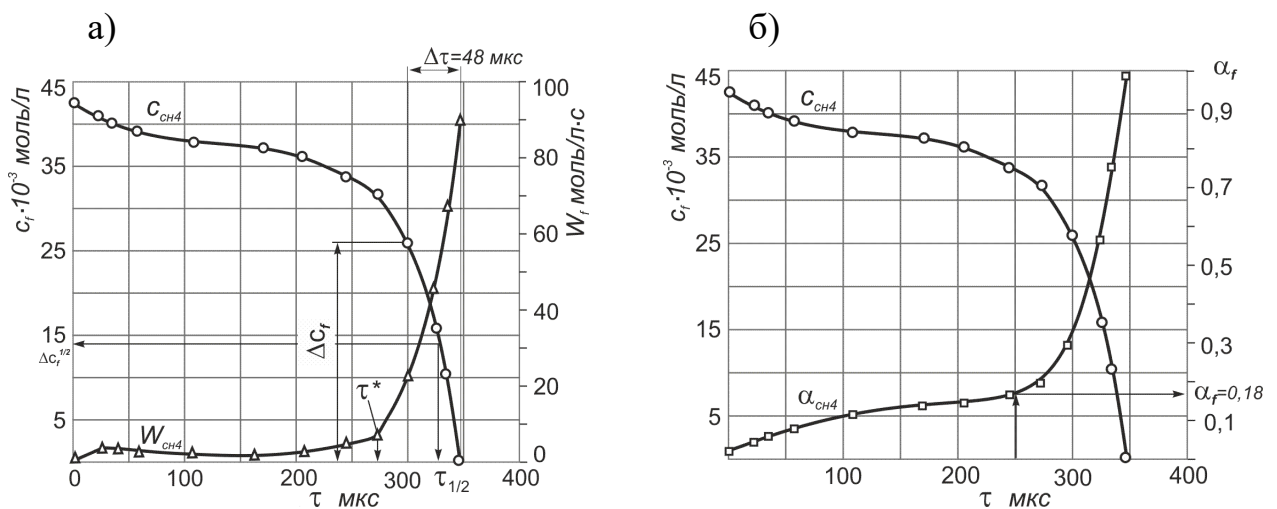


Рисунок 5.9 – Кінетичні криві зміни концентрації метану c_f (\circ), швидкості горіння W_f (Δ) та долі метану, що вступив у реакцію α_f (\square) від часу протікання реакції τ

Згідно з експериментальними даними (табл. 5.4) сумарний порядок реакції метану дорівнює одиниці. У цьому випадку диференційне рівняння швидкості реакції для першого порядку $W = W(C, T)$ має вигляд:

$$-\frac{dC}{d\tau} = kC, \quad (5.39)$$

де $k = k_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right)$ – константа швидкості хімічної реакції.

Виходячи з теорії кінетики хімічних реакцій, з рівняння (5.39) можна одержати інтегральне вираження константи швидкості:

$$k = \frac{1}{\tau} \ln\left(\frac{C_0}{C}\right), \quad (5.40)$$

де C_0, C – початкова й поточна концентрації реагенту.

Визначення константи швидкості виконаємо графічним способом. Для цього константу реакції представимо в такому вигляді:

$$k\tau = \ln C_0 - \ln C \Rightarrow \ln C = \ln C_0 - k\tau. \quad (5.41)$$

Необхідно побудувати графік у координатах $\ln(C) - \tau$, й у випадку його лінеаризації за кутом нахилу прямої можна знайти константу швидкості $\text{tg}\alpha = -k$. Побудувавши такий графік для декількох значень $T = \text{const}$, графічно також визначимо енергію активації, виходячи з поданих далі міркувань. Прологарифмуємо рівняння константи хімічної реакції:

$$k = k_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \Rightarrow \ln k = \ln k_0 - \frac{E_a}{R} \frac{1}{T}. \quad (5.42)$$

Графік у координатах $\ln(k) - 1/T$ дозволяє одержати енергію активації $\text{tg}\alpha = E_a / R$. Однак, знаходження функції $\ln(C) - \tau$ при $T = \text{const}$ є неможливим, тому що реакція горіння відбувається з інтенсивним виділенням тепла, що й означає її самоприскорення. Але якщо звернутися до графіка швидкості реакції (рис. 5.10) то видно, що на кінетичній кривій можна виділити дві ділянки з низкою й високою швидкістю.

Оскільки швидкість реакції визначається температурою, то й у загальному процесі можна виділити дві фази горіння – низько- і високотемпературну фази з квазістаціонарною температурою. За останню можна прийняти середньозважене її значення в кожній фазі.

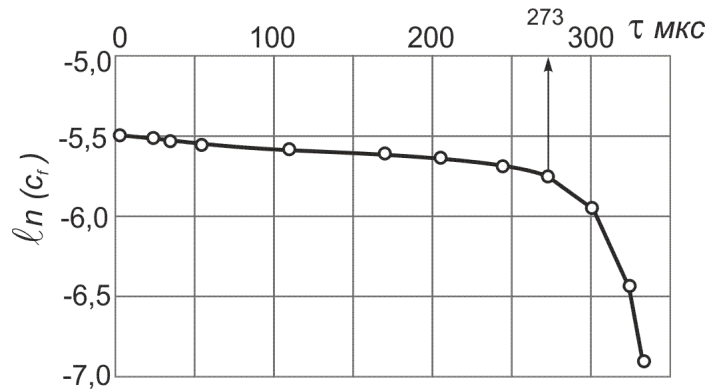


Рисунок 5.10 – Функція логарифма концентрації метану $\ln(c_f)$ залежно від часу

Такий підхід застосовувався в роботі [238], де в кінетиці опису багатостадійності окислювання вуглеводнів виділялися низько – і високотемпературній області реакції, для яких незалежно визначали кінетичні параметри. Точкою розділення областей була деяка температура перемикання. У нашому випадку такою межею є температура 1007 К, яка фіксується на $\tau^*=273$ мкс реакції при середньозважених температурах у двох фазах 983 і 1316 К (рис. 5.11).

Побудовані графіки функції $\ln(C) - \tau$ для цих фаз у проміжки часу 0 – 273 і 273 – 348 мкс дуже близькі до лінійної функції, тому їх можна апроксимувати прямою (рис. 5.11).

Апроксимація в цьому випадку задовільна й має коефіцієнт детермінації 0,94 і 0,95, що цілком допускається за показником дисперсії випадкової похибки розрахунку. Ця похибка виникає через відносно грубу сітку графіків, за якою ведеться відлік параметрів у чисельному експерименті.

Таким чином, за рівняннями апроксимації залежності $\ln(C) - \tau$ отримано два значення констант швидкості хімічної реакції 819,9 і 28135 при температурах 983 і 1316 К, що дає можливість побудувати графіки функції $\ln(k) - 1/T$ (рис. 5.12).

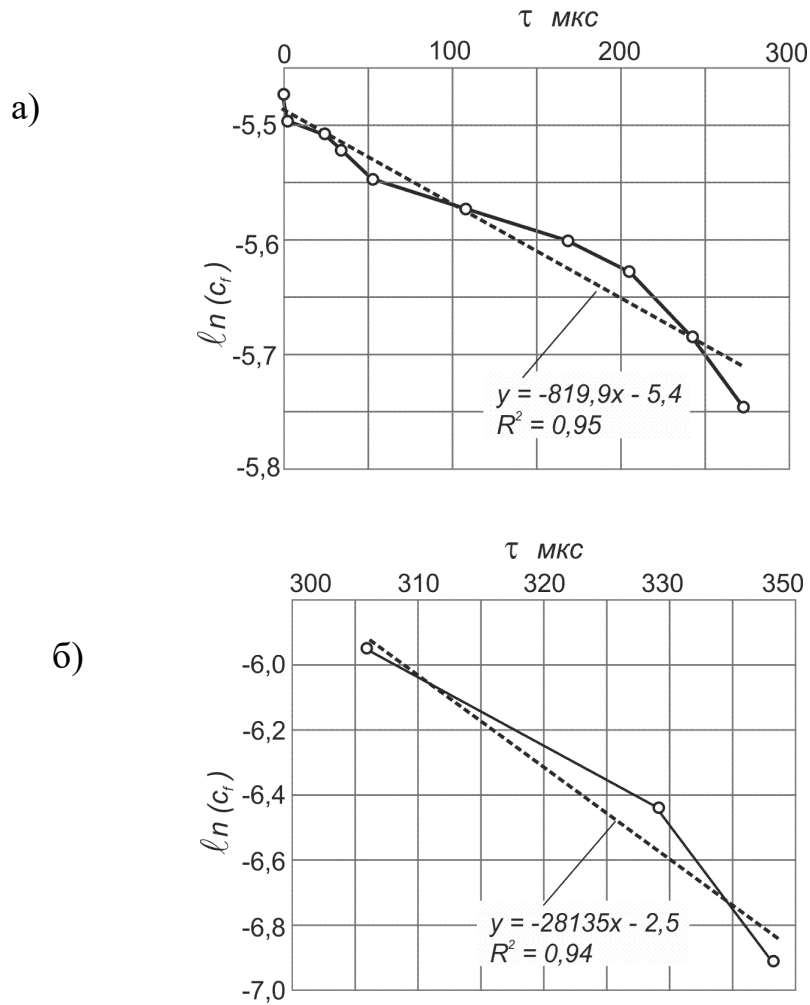


Рисунок 5.11 – Функції зміни логарифма концентрації метану $\ln(c_f)$ від часу τ в двох фазах реакції: а) в низькотемпературній; б) у високотемпературній фазі вибухового горіння

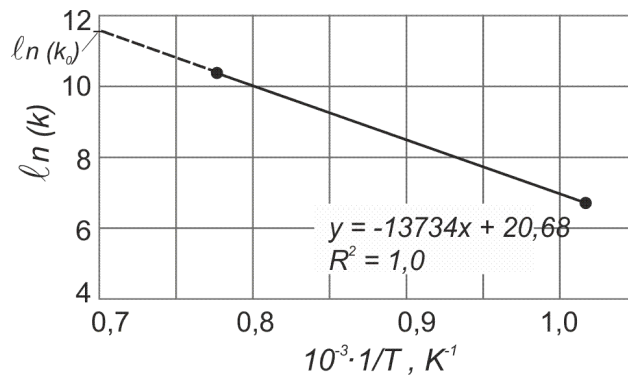


Рисунок 5.12 – Експериментальна залежність логарифма константи швидкості реакції $\ln(k)$ від зворотної температури $1/T$

Рівняння прямої експериментальної залежності $\ln(k) - 1/T$ дозволяє визначити енергію активації процесу вибухового горіння для метану:

$$E_a = -tg \alpha \cdot R = 13734 \cdot 8,31 = 114,1 \text{ кДж/моль.}$$

Тому з графіків $\ln(k) - 1/T$ визначимо значення предекспонентного множника рівняння Арреніуса. Це значення відтинається на осі ординат лінією графіка (рис. 5.13):

$$\ln(k_0) = 11,7 \Rightarrow k_0 = 1,21 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}.$$

Отримані значення E_a й k_0 з припустимою точністю збігаються зі значеннями, встановленими в ході експерименту (табл. 5.4). Відносна похибка за E_a становить 2,5 %, за k_0 – 7,4 %.

Далі оцінимо відповідність часу напівперетворення $\tau_{1/2}$ і ступеня перетворення реагенту α кінетиці реакції першого порядку. У цьому випадку:

$$\tau_{1/2} = \ln 2 / k; \quad \alpha = 1 - e^{-k\tau}, \quad (5.43)$$

Оцінювання часу напівперетворення метану виконаємо за високотемпературною фазою реакції (яка триває 48 мкс), а ступінь перетворення реагенту – за низькотемпературною на момент часу 250 мкс:

$$\tau_{1/2} = 0,693 / 28135 = 24 \text{ мкс}; \quad \alpha = 1 - \exp(-820 \cdot 250 \cdot 10^{-6}) = 0,18.$$

Отримана величина періоду напівперетворення збігається із центром кінетичної кривої другої фази реакції (рис. 5.9а), а ступінь перетворення метану в першій фазі відповідає розрахунковій $\alpha = 0,18$ (рис. 5.9б). Таким чином, кінетичні характеристики реакції вибухового горіння відповідають прийнятому порядку реакції, знайденим ефективним значенням енергії активації E_a й предекспоненти Z (рис. 5.13) [262]. Із графіка видно чітку диференціацію характеристик вуглеводнів за температурою запалювання й швидкості розвитку реакції, що відповідає градації вибухопожежних властивостей розглянутих газів:

мінімальна енергія ініціювання детонації у ацетилену, максимальна у метана, що відповідає оцінкам цих параметрів отриманим у роботі [258, 259].

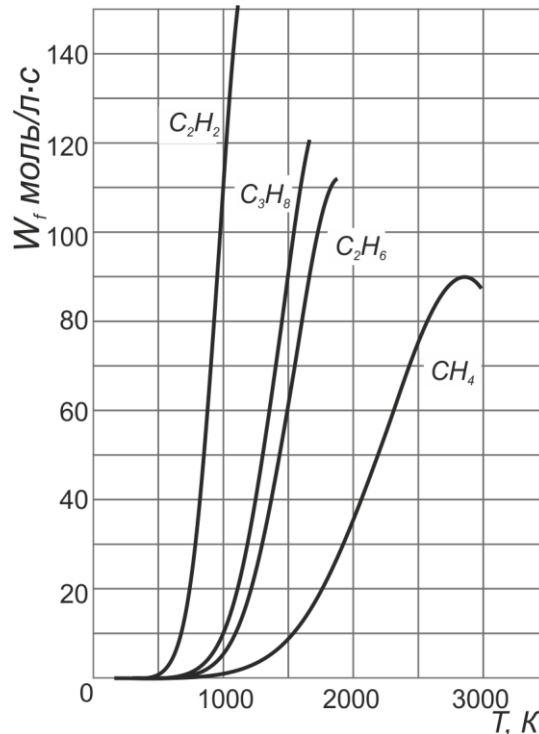


Рисунок 5.13 – Кінетичні криві залежності швидкості реакції W від температури T в чисельному експерименті з використанням встановлених параметрів макрокінетики

Макрокінетичні параметри, отримані для процесів стаціонарного горіння (табл. 5.3), мають близькі значення енергії активації, але не дають подібних ефектів. Встановлені значення E_a , на відміну від процесу стаціонарного горіння, є нижчими через вплив на швидкість процесів горіння газодинамічних ефектів турбулентності та дії УПХ.

Отримані параметри макрокінетики глобального механізму реакції вибухового горіння, для розглянутих вуглеводнів, погоджені за газодинамічними і кінетичними характеристиками. Вони дозволяють застосовувати прості кінетичні механізми в практичних розрахунках процесів дефлаграційного й детонаційного горіння і прогнозувати з достатнім ступенем точності параметри аварійних вибухів в умовах протяжних споруд.

5.3 Оцінювання адекватності комплексної моделі ударної труби в задачі визначення параметрів самоzapалювання й горіння газоповітряної суміші у закритому об'ємі

Розроблену схему чисельного розрахунку газодинамічних процесів на основі визначених параметрів макрокінетики вибухового горіння вуглеводнів необхідно оцінити за адекватністю результатів. Для оцінювання скористаємося методикою А.Г. Мержанова з визначення адекватності моделей процесів горіння [264]. Оцінювання збіжності результатів чисельного розрахунку виконаємо в задачі розрахунку тиску при об'ємному згорянні стехіометричній МПС в адіабатичних умовах, у закритому об'ємі. Під терміном об'ємне згоряння розуміємо ідеальне самозаймання в кожній точці ГПС при досягненні відповідної температури. З одного боку такі умови досить легко змоделювати в чисельному розрахунку, з іншого – отримані результати можна фізично обґрунтувати.

Проблема прогнозування параметрів вибухів газоповітряних сумішей актуальна не тільки для умов об'єктів цивільного захисту, а й для виробництв які використовують і переробляють горючі рідини й речовини, що утворюють вибуховий пил, а також для умов експлуатації будинків і споруд, де можуть бути наявні горючі гази [269].

На сьогодні у нормативних документах розрахунок параметрів УПХ при вибуху газоповітряних сумішей виконується на основі експериментальних даних та емпіричних залежностей, отриманих для деяких умов. Такі залежності не цілком задовольняють різноманітним умовам виробництва. У зв'язку з цим продовжуються роботи з розроблення аналітичних і чисельних рішень для розрахунку параметрів УПХ з урахуванням більшості фізичних процесів. Наприклад, відомі розрахунки на основі термодинаміки згорання вуглеводноповітряних сумішей [209]. Однак такі рішення не враховують газодинаміку вибуху.

Задача з розрахунку параметрів вибуху газоповітряних сумішей у закритому об'ємі є важливою з практичної точки зору, тому що через неї дослідники

намагаються встановити максимальні тиски вибуху, оцінюючи їхні наслідки всередині певних об'ємів (приміщень, корпусів технологічного устаткування тощо). Такі задачі, як правило, розглядаються у квазістатичних постановках. На сьогоднішній день проведено досить багато теоретичних й експериментальних досліджень даної проблеми, однак однозначних результатів визначення тисків у таких умовах не отримано. У багатьох експериментальних дослідженнях вибухи МПС стехіометричних концентрацій давали максимальні тиски від 0,7 [209] до 1,3 МПа [265]. Офіційні довідкові дані в нормативних розрахунках рекомендують приймати цю величину в межах від 0,717 до 0,9 МПа або визначати з експериментальних досліджень для конкретних умов [266]. Наявні теоретичні розрахунки дають значення, які суттєво різняться. Теоретичні розрахунки максимального тиску вибуху, як правило, мають завищені значення, тому що використані в них моделі процесу дуже спрощені й не враховують деяких факторів, а в експериментальних дослідженнях можуть не враховуватися різного виду втрати. У роботах Б.Е. Гельфанда [224, 233] наведені розрахунки тиску вибуху всередині газової хмари з результатом 1,7 МПа. У роботі [209] розрахунки виконані на основі термодинаміки згоряння МПС які дають значення максимального адіабатичного тиску в закритій посудині 8,7 МПа.

Для того, щоб у тестових розрахунках досліджувати тільки статичні характеристики процесу горіння, необхідна постановка задачі про об'ємне самозаймання МПС й таким чином виключаються газодинамічні процеси, що виникають при перепаді тисків, тобто ударні хвилі, фронти поширення полум'я та інші процеси, які є концентраторами енергії [326]. У зв'язку з тим, що на динаміку процесу горіння й енерговиділення впливають параметри рівняння Арреніуса, а саме величина передекспоненти Z , енергії активації E_a і порядок рівняння ν за компонентами ГПС, то вплив цих характеристик виключається, а на величину тиску буде впливати тільки величина теплового ефекту реакції – теплота згоряння метану, незалежно від того, як довго буде відбуватися процес горіння.

Чисельний експеримент самозаймання в математичній моделі ударної труби можна реалізувати досить ефективно й в ідеальних адіабатичних умовах. Відповідно до умов натурального експерименту, самозаймання викликається шляхом рівномірного повільного нагрівання посудини з газом (рис. 5.14).

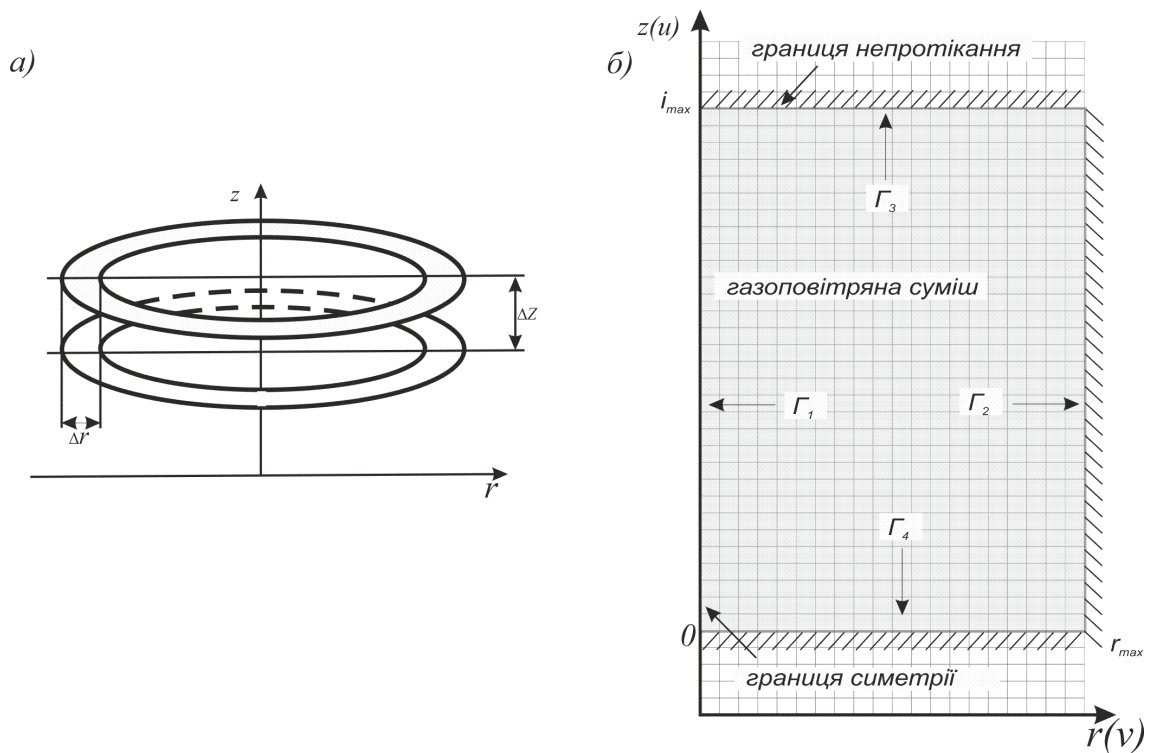


Рисунок 5.14 – Математична постановка задачі: а) циліндричний елемент розрахункової сітки; б) розрахункова сітка

У чисельному експерименті рівномірне нагрівання моделюється початковими умовами за температурою. Початкова температура в усіх розрахункових комірках задається рівною температурі самозаймання газу або вище. Таке температурне поле вносить похибку в розрахунок максимального значення тиску вбік збільшення, тому що початкова температура збільшує внутрішню енергію газу, що у свою чергу визначає його тиск:

$$P = (\gamma - 1)\rho \cdot J, \quad (5.44)$$

де J – внутрішня енергія;

γ – показник адіабати; ρ – щільність газу.

$$J = C_v t + \Delta C_v t^2 \quad (5.45)$$

де C_v – питома ізохорна теплоємність суміші при 0°C , Дж/(кг·°C);

ΔC_v – збільшення питомої ізохорної теплоємності суміші, Дж/(кг·°C);

t – температура газу, °C.

Для того, щоб нівелювати цю похибку необхідно після закінчення розрахунку внести виправлення в результат, шляхом визначення тиску газу, отриманого від початкового поля температур згідно з (5.44), (5.45) і врахувати його в результаті розрахунку.

Початкові умови задачі:

$$\begin{aligned} 0 \leq z \leq i_{\max}; \quad 0 \leq r \leq r_{\max} \\ P(r, z) = P_a; \quad \rho(r, z) = \rho_{cm}; \quad E(r, z) = E_n; \quad \gamma(r, z) = \gamma_{cm}; \\ v(r, z) = 0; \quad u(r, z) = 0; \quad w(r, z) = 0; \end{aligned} \quad (5.46)$$

$$C_{CH_4}(r, z) = 9,5\%_{об}; \quad C_{C_2}(r, z) = 21\%_{об}; \quad C_{N_2}(r, z) = 69,5\%_{об}; \quad T(r, z) = T_{запалюв.}$$

Граничні умови осесиметричної задачі:

– верхня, нижня, права ($\Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$) – границя непротікання;

– ліва границя (Γ_1) – симетрія:

$$v|_{i_{ep+1}} = -v_{ep}; \quad u|_{i_{ep+1}} = u_{ep}; \quad P|_{i_{ep+1}} = P_{ep}; \quad \rho|_{i_{ep+1}} = \rho_{ep}. \quad (5.47)$$

Розрахункова область являє собою циліндр довжиною $L = 1,0$ м, діаметром $d = 0,5$ м. Розмір розрахункової комірки $\Delta x = 0,01$ м, крок за часом $\Delta t = 1 \cdot 10^{-6}$ с. Величина початкової температури вище за температуру запалювання для прискорення та повноти процесу згоряння. Результат розрахунку наведено на рис. 5.15.

Результати розрахунку показали, що величина тиску вибуху метану у стехіометричній концентрації в закритому об'ємі, з урахуванням корегування з оглядом на початкову температуру, становитиме 1,3 МПа, що є значно ближ-

чим до отриманих в експериментальних дослідженнях значень та розрахункових величин, наведених в інших теоретичних дослідженнях.

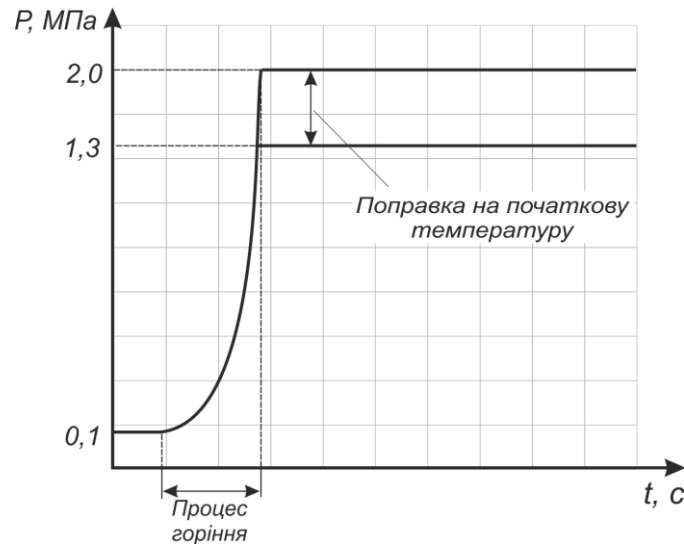


Рисунок 5.15 – Результати чисельного розрахунку тиску вибуху МПС у стехіометричній концентрації з урахуванням теплоти згоряння метану

Величину тиску вибуху в закритому об'ємі аналітично можна оцінити, виходячи з таких міркувань. Оскільки в процесі відсутні газодинамічні ефекти, то вся теплова енергія згоряння палива витрачається на збільшення внутрішньої енергії газу. В адіабатичних умовах закритої камери:

$$J = Q \cdot C, \quad (5.48)$$

де Q – теплота згоряння метану, Дж/кг;

C – масова стехіометрична концентрація метану в повітрі;

$$J = 50 \cdot 10^6 \cdot 0,055 = 2,75 \text{ МДж/кг.}$$

Згідно з (5.44) тиск у закритій камері становитиме:

$$P = (\gamma - 1) \rho \cdot J = (1,3779 - 1) \cdot 2,75 \cdot 10^6 \cdot 1,236 = 1,28 \text{ МПа,} \quad (5.49)$$

де γ – показник адіабати для суміші газів N_2 , O_2 , H_2O ;

Низькі значення тиску, що отримані в лабораторних експериментах, у порівнянні з розрахунком для ідеальних умов [267] можна пояснити втратами енергії на газодинамічні процеси (ударні хвилі, переміщення мас), які виникають у закритому об'ємі, незважаючи на повільний прогрів камери, також ефектами каталізу стінок камери. Загоряння, імовірно, виникає не по всьому об'єму одночасно, а тільки у пристінному шарі, що викликає появу фронту поширення горіння й інших процесів, що призводить до втрат енергії. Цей процес, більш виражений, якщо запалювання роблять від крапкового джерела [268].

5.4 Аналітичне розв'язання задачі ініціювання газоповітряних сумішей тепловим джерелом

У технологічних процесах, які відбуваються в закритих об'ємах протяжних споруд вугільної, нафтопереробній, газовій, хімічній та інших галузях існує висока ймовірність аварійного утворення вибухонебезпечних об'ємів ГПС. У випадку ініціювання вибуху цих ГПС, на величину уражуючого фактора вибуху – ударних повітряних хвиль, значно впливають параметри процесу запалювання [270]. Це вплив температури, потужності або розміру джерела запалювання, в залежності від яких виникають різні режими горіння у вигляді ламінарного, дефлаграційного або детонаційного горіння [271]. Для надійного прогнозування характеристик цих процесів, за допомогою розробленої моделі ударної труби, необхідно провести верифікацію цієї моделі у частині моделювання режимів запалювання ГПС. У зв'язку з цим є доцільним провести аналітичний розрахунок параметрів джерела запалювання у вигляді нагрітого тіла й оцінити збіжність установлених критеріїв ініціювання газового вибуху із запропонованою моделлю чисельного розрахунку. Цю задачу необхідно розв'язати також для одержання достовірних закономірностей впливу точки ініціювання ГПС на параметри УПХ.

В аналітичних розрахунках в основному поширені дві теорії вимушеного запалювання: теплова та іонна. У переважній більшості робіт розрахунок процесів запалювання розглядається з позиції теплової теорії: запалювання нагрітими частинками й тілами, газовим струменем, ударними хвилями, за рахунок тертя, локальним полум'ям й електричною іскрою [263]. Механізм двох останніх способів запалювання, як показано в роботах С.І. Таубкіна [272], точніше описується іонною теорією, тому що супроводжується збагаченням газової фази активними частинками (іонами й вільними радикалами) і значним підвищенням температури газу (близько 10000 °С). Для іскри це обумовлено високою концентрацією енергії в малому об'ємі газорозрядного плазмового каналу. Однак у розрахунках таких джерел перевага надається тепловій теорії, як найбільш обґрунтованій, починаючи від робіт Вант-Гоффа до Д.А. Франк-Каменецького, Е.А. Аверсона і Я.Б. Зельдовича [273, 274].

У роботах Е.А. Аверсона відзначається, що поділ вичерпної теорії запалювання на газофазну, гетерогенну й твердофазну є некоректним. У них показано, що визначальну роль при запалюванні відіграє не стадія самоприскорення хімічної реакції, а стадія прогріву, упродовж якої тільки створюються умови для розвитку швидкої реакції горіння, а швидкість самої реакції ще невелика (рис. 5.16). Отже, найбільшу увагу у розрахунках необхідно приділяти процесам теплопереносу по хімічно інертній речовині. Особливості розвитку самої хімічної реакції набувають ваги при виході на режим горіння. Відповідно до цього в газофазній реакції можна виділити квазістатичний період, упродовж якого відбувається прогрів свіжої ГПС й стає можливим застосування методів теорії теплопровідності, наведених, наприклад, у роботах [275, 276].

У більшості теоретичних досліджень запалювання речовини розглядається поблизу нагрітої необмеженої площі. При вивченні процесу запалювання газових сумішей встановлено, що в вихідному осередку має місце ламінарне горіння, а саме вогнище має форму сфери. Очевидно, у цьому випадку необхідно розв'язувати задачу для сферичного джерела.

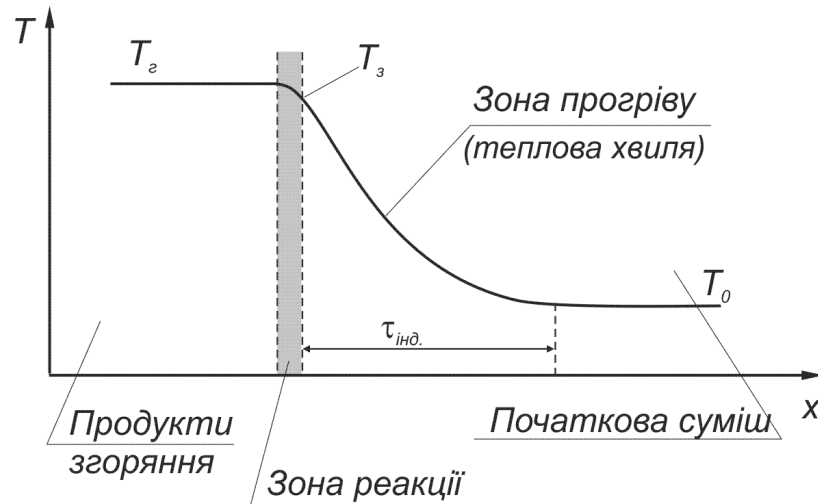


Рисунок 5.16 – Схема поширення горіння за Я. Б. Зельдовичем:

T_2 , T_3 , T_0 – температура запалювання, горіння, початкова; $\tau_{\text{інд}}$ – час індукції

У якості критерія запалювання ГПС скористаємося критерієм її запалювання від нагрітого тіла, який обґрунтовано Я.Б. Зельдовичем [277]. Відповідно до цього критерію запалювання включає не тільки умову виникнення хімічної реакції горіння, але й умову подальшого поширення полум'я й самоприскорення хімічної реакції.

Критична умова запалювання за Зельдовичем:

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_0} = 0, \quad \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r>r_0} > 0, \quad (5.50)$$

де dT – градієнт температур на границі нагрітого тіла;

r – сферична координата границі нагрітого тіла.

Щодо до розглянутої задачі, запалювання відбувається тоді, коли швидкості теплоприходу від джерела запалювання Q_i й хімічної реакції Q_x стають однаковими або хімічна переважає:

$$Q_i \leq Q_x, \quad (5.51)$$

$$\text{де } Q_x = \frac{4}{3} \pi \int_{r_0}^{\infty} Q_z Z \exp\left(-\frac{E_a}{RT(x,t)}\right) r^3 dr, \quad Q_i = \frac{4}{3} \pi \cdot r_0^3 c_1 \rho_1 T_n;$$

$c_1 \rho_1$ – об'ємна теплоємність джерела запалювання;

Q_z, Z, E_a – тепловий ефект, передекспонент, енергія активації реакції.

Постановка задачі. Для виконання критерію запалювання необхідно знати розподіл нестационарного теплового поля в розрахунковій області. У випадку, коли час нагрівання джерела набагато менше часу встановлення його температури r_0^2 / α_1 , можна вважати теплопровідність джерела α_1 нескінченною. Тому можна замінити систему рівнянь теплопровідності для частинки й середовища одним рівнянням для середовища із граничними умовами на поверхні джерела, що уявляє собою закон збереження енергії. Математичне рівняння теплопровідності для сферичного джерела має вигляд:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\alpha}{r} \frac{\partial^2 (rT)}{\partial r^2}, \quad r \geq r_0 \quad (5.52)$$

де T – температура середовища, К;

t – час, с;

α – коефіцієнт теплопровідності, м²/с;

r – поточний радіус сферичної системи координат, м.

Визначимо граничні умови:

$$T(r,0) = T_n, \quad T(\infty,0) = T_n, \quad (5.53)$$

де T_n – початкова температура газоповітряного середовища, К.

Рівняння теплопровідності для розглянутих умов (5.52) на границі сферичного джерела (рис. 5.17) буде мати вигляд:

$$c_1 \rho_1 \frac{4}{3} \pi r_0^3 \frac{dT}{dr} \Big|_{r=r_0} = q + 4\pi \cdot r_0^2 \lambda \frac{dT}{dr} \Big|_{r=r_0}, \quad (5.54)$$

звідки можна записати граничну умову:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{r=r_0} = \frac{3q}{4\pi \cdot r_0^3 c_1 \rho_1} + \frac{4\pi \cdot r_0^2 3\lambda}{c\rho 4\pi r_0^3} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_0}, \quad (5.55)$$

де q – потужність енерговиділення в джерелі запалювання, Дж/с;

$c_1\rho_1$, $c\rho$ – відповідно, об'ємна теплоємність джерела запалювання й речовини за його межами, Дж/м³;

λ – коефіцієнт теплопровідності ГПС, Вт/(м·К).

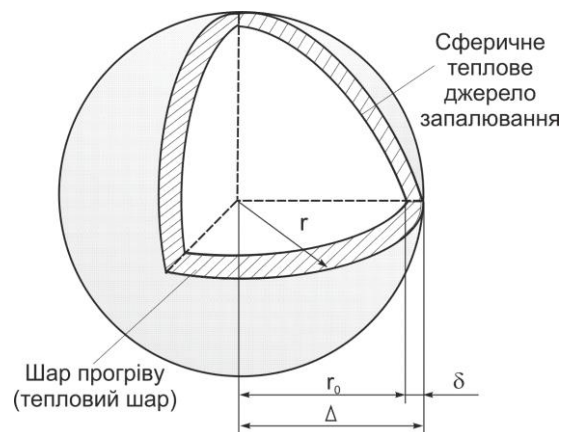


Рисунок 5.17 – Постановка задачі запалювання ГПС сферичним джерелом:

r_0 – радіус сферичного джерела запалювання, δ – товщина шару прогріву (тепловий шар), Δ – сума величини радіусу й товщини шару прогріву

Позначимо

$$W = \frac{3q}{4\pi \cdot r_0^3 c_1 \rho_1}; \quad K = \frac{3\lambda}{c_1 \rho_1 r_0} = \frac{3\alpha}{r_0}, \quad (5.56)$$

де $\alpha = \frac{\lambda}{c_1 \rho_1}$.

Тоді граничні умови (5.52) з урахуванням (5.54) набувають вигляду:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{r=r_0} = W + K \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_0}, \quad (5.57)$$

Як наближення, приймемо незалежність теплофізичних характеристик середовища від температури.

Для спрощення задачі приймемо $c_1\rho_1 = c\rho$ і введемо величину $T' = T - T_n$. Тоді систему (5.52) можна представити в такому вигляді (для спрощення опустимо штрих над величиною T):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\alpha}{r} \frac{\partial^2 (rT)}{\partial r^2}, \quad r \geq r_0. \quad (5.58)$$

Граничні умови:

$$T(r,0) = 0, \quad T(\infty,0) = 0, \quad (5.59)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{r=r_0} = W + K \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_0}. \quad (5.60)$$

Для одержання наближеного рішення крайової задачі нестационарної теплопровідності (5.58) – (5.60) скористаємося інтегральним методом теплового балансу, що представлений у роботах М.М. Беляєва, А.А. Рядна [278]. Інтегральний метод використовує таку модель процесу теплопровідності, у якій до аналізу вводиться величина $\delta(t)$, що позначає товщину теплового шару (рис. 5.18), і для всіх значень $r > \delta(t)$ вважають, що теплота не поширюється за межі цього шару $r = \delta(t)$, а температура середовища при $r \geq \delta(t)$ дорівнює температурі навколишнього середовища (рис. 5.18). Розподіл температури T (температурний профіль) і результат прогріву в тепловому шарі за рахунок кондуктивної теплопередачі: $T_{\delta 1}$ – результат прогріву без ініціювання хімічної реакції, $T_{\delta 2}$ – запалювання без поширення полум'я, $T_{\delta 3}$ – запалювання й самоприскорення реакції горіння, r – радіус розрахункової області.

Згідно з інтегральним методом рівняння теплопровідності замінюється інтегралом теплового балансу [279]. Помножимо праву й ліву частину рівняння (5.58) на r^2 . У цьому випадку співвідношення (5.58) – (5.60) приймають вигляд:

$$\int_{r_0}^{\Delta} \frac{\partial}{\partial t} (r^2 T) dr = \alpha \int_{r_0}^{\Delta} r \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rT) dr. \quad (5.61)$$

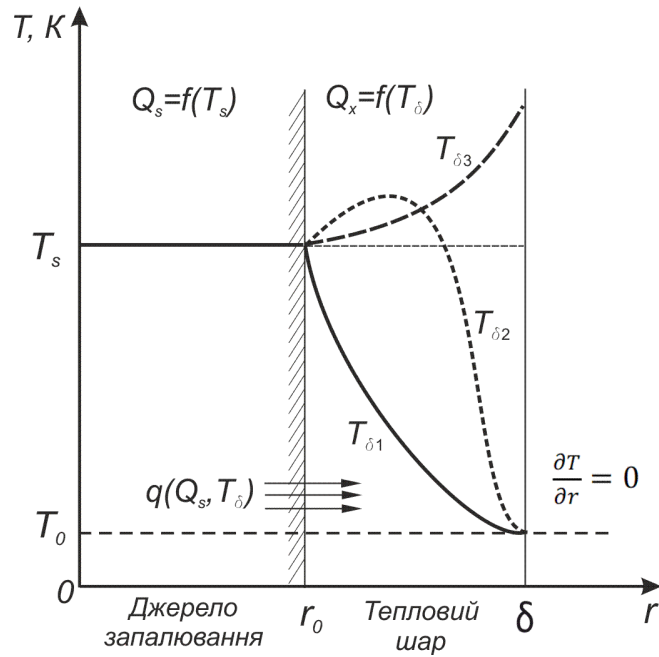


Рисунок 5.18 – Розподіл температури T (температурний профіль) і результат прогріву в тепловому шарі за рахунок кондуктивної теплопередачі

Гранична умова:

$$T(\Delta, 0) = \frac{\partial T}{\partial r}(\Delta, t) = 0, \quad T(r, 0) = 0, \quad (5.62)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{r=r_0} = W + K \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_0}, \quad (5.63)$$

де $\Delta = r_0 + \delta$.

У лівій частині рівняння (5.61) $\frac{\partial}{\partial t}$ винесемо з під знаку інтеграла, тому що інтегрування виконується за r :

$$\int_{r_0}^{\Delta} \frac{\partial}{\partial t} (r^2 T) dr = \frac{\partial}{\partial t} \int_{r_0}^{\Delta} r^2 T dr.$$

Виконавши інтегрування рівняння (5.61) з урахуванням співвідношення

$$\frac{\partial T}{\partial r}(\Delta, t) = 0, \text{ отримаємо:}$$

$$\frac{d\Theta}{dt} = -\alpha \cdot r_0^2 \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0}, \quad (5.64)$$

де $\Theta = \int_{r_0}^{\Lambda} r^2 T dr$.

З огляду на (5.63), рівняння (5.64) можна привести до вигляду:

$$\frac{d\Theta}{dt} = -\frac{\alpha r_0^2}{K} \left[\frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{r=r_0} - W \right]. \quad (5.65)$$

Виконавши інтегрування рівняння (5.65), отримаємо:

$$\Theta = -b \cdot [T]_{r=r_0} - Wt + A, \quad (5.66)$$

де $b = \frac{\alpha \cdot r_0^2}{K}$, тому, що $K = \frac{3\alpha}{r_0}$, тоді $b = \frac{r_0^3}{3}$; A – постійна інтегрування.

З огляду на те, що при $t = 0$ $\Theta = T = 0$, знаходимо:

$$\Theta = b \cdot [Wt - T]_{r=r_0}. \quad (5.67)$$

Розв'язавши рівняння (5.67) із граничними умовами (5.62), (5.63), згідно з інтегральним методом, шукаємо розв'язання у вигляді багаточлена другого ступеня, тобто шуканий профіль температури в тепловому шарі представимо у вигляді квадратичної параболи:

$$T = [a_0 + a_1(r - r_0) + a_2(r - r_0)^2] \frac{1}{r}. \quad (5.68)$$

Визначимо з рівняння (5.68) температуру й градієнт температури в середині на границі теплового шару ($T=0$). Із граничних умов (5.62) $r - r_0 = \delta$, тоді

$$T = [a_0 + a_1\delta + a_2\delta^2] \frac{1}{r}. \quad (5.69)$$

Для визначення трьох коефіцієнтів параболи виконаємо диференціювання (5.69) за δ , і вимагатимемо, щоб температура T і зміна температури $\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_0}$ відповідали граничній умові, тобто дорівнювало нулю, й отримаємо систему рівнянь:

$$\begin{cases} a_0 + a_1\delta + a_2\delta^2 = 0 \\ a_1 + 2a_2\delta = 0 \end{cases} \quad (5.70)$$

Із другого рівняння системи (5.70) виразимо a_1 і a_2 :

$$a_1 = -2a_2\delta, \quad a_2 = -\frac{a_1}{2\delta}. \quad (5.71)$$

Підставимо вирази a_1 і a_2 до першого рівняння системи (5.70) і знайдемо коефіцієнти a_1 і a_2 залежно від a_0 :

$$a_1 = -\frac{2a_0}{\delta}; \quad a_2 = \frac{a_0}{\delta^2}. \quad (5.72)$$

Підставимо в рівняння (5.63) значення T з (5.69), урахувавши (5.72), і виконаємо диференціювання в правій частині $\frac{\partial T}{\partial r}$.

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_0} = \frac{\partial}{\partial r} \left[a_0 - \frac{2a_0}{\delta}(r-r_0) + \frac{a_0}{\delta^2}(r-r_0)^2 \right] \frac{1}{r}, \quad (5.73)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_0} = -\frac{a_0(2r_0 + \delta)}{r_0^2\delta}. \quad (5.74)$$

З умови на границі джерела запалювання (5.63) отримаємо рівняння:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_0} = \frac{1}{r^0} \frac{da_0}{dt} = W - K \frac{a_0(2r_0 + \delta)}{r_0^2\delta}. \quad (5.75)$$

Помножимо обидві частини рівняння (5.75) на r_0 :

$$\frac{da_0}{dt} = Wr_0 - K \frac{a_0(2r_0 + \delta)}{r_0\delta}. \quad (5.76)$$

Підставивши у вираження $Q = \int_{r_0}^{\Delta} r^2 T dr$ розв'язання (5.69) з урахуванням

(5.72), знаходимо:

$$\Theta = \int_{r_0}^{\Delta} r^2 \left[a_0 - \frac{2a_0}{\delta}(r - r_0) + \frac{a_0}{\delta^2}(r - r_0)^2 \right] \frac{1}{r} dr = \frac{a_0}{\delta^2} \int_{r_0}^{\Delta} r(\delta - (r - r_0))^2 dr, \quad (5.77)$$

$$\Theta = \frac{a_0}{\delta^2} \int_{r_0}^{\Delta} r(\Delta - r)^2 dr. \quad (5.78)$$

Виконаємо інтегрування останнього рівняння частинами. Зробимо заміну:

$$\left\{ \begin{array}{l} u = r \\ du = dr \\ dv = (\Delta - r)^2 \end{array} \right\} \quad (5.79)$$

Виконаємо інтегрування $(\Delta - r)^2$ за r :

$$\int (\Delta - r)^2 dr = \left\{ \begin{array}{l} \Delta - r = x \\ dx = -dr \\ dr = -dx \end{array} \right\} = \int x^2(-dx) = -\int x^2 dx = -\frac{1}{3}(\Delta - r)^3. \quad (5.80)$$

Таким чином, відповідно до формули інтегрування частинами:

$$\left\{ \begin{array}{l} u = r \\ du = dr \end{array} \right\} \quad \left\{ \begin{array}{l} dv = (\Delta - r)^2 \\ v = -\frac{1}{3}(\Delta - r)^3 \end{array} \right\} \quad (5.81)$$

Тоді

$$Q = \frac{a_0}{\delta^2} \left(-\frac{1}{3} r(\Delta - r)^3 \Big|_{r_0}^{\Delta} + \frac{1}{3} \int_{r_0}^{\Delta} (\Delta - r)^3 dr \right). \quad (5.82)$$

Виконаємо інтегрування правого доданка:

$$Q = \frac{a_0}{\delta^2} \left(-\frac{1}{3} r (\Delta - r)^3 \Big|_{r_0}^{\Delta} - \frac{1}{12} (\Delta - r)^4 \Big|_{r_0}^{\Delta} \right). \quad (5.83)$$

Підставимо межі інтегрування:

$$Q = \frac{a_0}{\delta^2} \left(-\frac{1}{3} \Delta (\Delta - \Delta)^3 + \frac{1}{3} r_0 (\Delta - r_0)^3 - \left(-\frac{1}{12} (\Delta - \Delta)^4 + \frac{1}{12} (\Delta - r_0)^4 \right) \right) = \left(\frac{1}{4} r_0 + \frac{1}{12} \Delta \right), \quad (5.84)$$

$$Q = \frac{a_0}{\delta^2} (\Delta - r_0)^3 \left(\frac{1}{4} r_0 + \frac{1}{12} \Delta \right). \quad (5.85)$$

Підставимо, відповідно до умови задачі, $\Delta = r_0 + \delta$:

$$Q = \frac{a_0}{\delta^2} (r_0 + \delta - r_0)^3 \left(\frac{1}{4} r_0 + \frac{1}{12} (r_0 + \delta) \right), \quad (5.86)$$

$$Q = \frac{a_0 \delta}{12} (4r_0 + \delta). \quad (5.87)$$

Підставивши (5.87) до (5.67) знаходимо:

$$a_0 = \frac{12r_0 b W t}{\delta^2 r_0 + 4r_0^2 \delta + 12b} = \frac{4r_0^3 W t}{(\delta + 2r_0)^2}. \quad (5.88)$$

Введемо нові позначення:

$$\mu = 4r_0^3 W, \quad v = (2r_0 + \delta)^2, \quad \dot{v} = 2(2r_0 + \delta) \dot{\delta}. \quad (5.89)$$

$$a_0 = \frac{\mu t}{v}; \quad \frac{da_0}{dt} = \frac{\mu}{v} - \frac{\mu t}{v^2} \dot{v}. \quad (5.90)$$

Підставивши вираження (5.90) до (5.76), знаходимо:

$$\frac{\mu}{v} - \frac{\mu \cdot t \dot{v}}{v^2} = W r_0 - K \frac{\mu \cdot t}{v} \frac{(2r_0 + \delta)}{r_0 \delta}, \quad (5.91)$$

(підставимо $(2r_0 + \delta) = \sqrt{v}$, $W = \frac{\mu}{4r_0^3}$ згідно з (5.89) і $K = \frac{3\alpha}{r_0}$):

$$\frac{\mu}{v} - \frac{\mu \cdot t\dot{v}}{v^2} = \frac{\mu \cdot r_0}{4r_0^3} - \frac{3\alpha}{r_0} \frac{\mu \cdot t}{v} \frac{\sqrt{v}}{r_0 \delta}, \quad (5.92)$$

$$\frac{1}{v} - \frac{t\dot{v}}{v^2} = \frac{1}{4r_0^2} - \frac{3\alpha t}{\delta r_0^2 \sqrt{v}}. \quad (5.93)$$

Перетворимо це рівняння до такого вигляду:

$$v - t\dot{v} = \frac{1}{4r_0^2} \left[1 - \frac{12\alpha t}{\delta \sqrt{v}} \right] v^2. \quad (5.94)$$

Знайдемо розв'язання цього рівняння для двох крайніх випадків: $r_0 \ll \delta$ (не актуально для нашої задачі) і $\delta \ll r_0$ (наш випадок).

Перший випадок $r_0 \ll \delta$.

Підставимо до рівняння (5.94) v , \dot{v} , \sqrt{v} :

$$(2r_0 + \delta)^2 - 2(2r_0 + \delta)\dot{\delta}t = \frac{1}{4r_0^2} \left[1 - \frac{12\alpha t}{\delta(2r_0 + \delta)} \right] v^2, \quad (5.95)$$

$$4r_0^2 \left[(2r_0 + \delta)^2 - 2(2r_0 + \delta)\dot{\delta}t \right] = \left[1 - \frac{12\alpha t}{\delta(2r_0 + \delta)} \right] (2r_0 + \delta)^4. \quad (5.96)$$

Оскільки $r_0 \ll \delta$, то будемо вважати, що $r_0 \rightarrow 0$ ($r_0=0$), тоді рівняння (5.96) набувають вигляду:

$$0 = \left[1 - \frac{12\alpha t}{\delta \cdot \delta} \right] \delta^4; \quad 0 = \delta^4 - \frac{12\alpha t}{\delta^2} \delta^4; \quad \delta^2 = 12\alpha t; \quad \delta = \sqrt{12\alpha t}. \quad (5.97)$$

Другий випадок $\delta \ll r_0$.

У цьому випадку $\delta \rightarrow 0$ ($\delta=0$), рівняння (5.89) матимуть вигляд:

$$v = 4r_0^2, \quad \dot{v} = 4r_0 \dot{\delta}. \quad (5.98)$$

Помножимо рівняння (5.94) на $4r_0^2\delta$, отримаємо:

$$4r_0^2\delta(v - tv) = \delta \left[1 - \frac{12\alpha t}{\delta\sqrt{v}} \right] v^2, \quad (5.99)$$

Підставимо v, \dot{v}, \sqrt{v} :

$$\begin{aligned} 8r_0^4\delta - 4r_0^2\delta \cdot 4r_0\dot{\delta} \cdot t &= \left[\delta - \frac{12\alpha t}{2r_0} \right] 16r_0^4, \\ 8r_0^4\delta - 4r_0^2\delta \cdot 4r_0\dot{\delta} \cdot t &= 16r_0^4\delta - 8r_0^3 12\alpha t. \end{aligned} \quad (5.100)$$

Оскільки $\delta \rightarrow 0$ ($\delta=0$), то перші складові зліва й справа дорівнюють нулю:

$$\begin{aligned} -16r_0^3\delta\dot{\delta} \cdot t &= -8r_0^3 12\alpha t; \quad 2\delta\dot{\delta} = 12\alpha t, \\ \delta\dot{\delta} &= 6\alpha. \end{aligned} \quad (5.101)$$

До лівої частини внесемо δ під знак похідної:

$$\frac{1}{2} \frac{d\delta^2}{dt} = 6\alpha \quad \text{або} \quad d\delta^2 = 12\alpha dt. \quad (5.102)$$

Виконавши інтегрування останнього отримаємо:

$$\delta^2 = 12\alpha \cdot t; \quad \delta = \sqrt{12\alpha t}. \quad (5.103)$$

Як видно з (5.97) і (5.103) розв'язання рівняння (5.94) для великих і малих розмірів джерела запалювання збігаються. Виходячи з цього, будемо приблизно вважати, що товщина теплового шару визначається вираженням $\delta = \sqrt{12\alpha t}$, незалежно від розміру джерела запалювання.

Таким чином, наближене розв'язання задачі (5.52) має вигляд:

$$T = \frac{a_0}{r\delta^2} (\Delta - r)^2 = \frac{4r_0^3 W t}{(\delta + 2r_0)^2}, \quad (5.104)$$

де $\delta = \sqrt{12\alpha t}$, $\Delta = \delta + r_0$, $r_0 \leq r \leq \Delta$.

Підставляючи до (5.104) вираження W, отримаємо:

$$T(r, \tau) = \frac{3qt}{\pi c_1 \rho_1 \delta^2 (\delta + 2r_0)^2} \frac{(\Delta - r)^2}{r}, \quad (5.105)$$

де $\delta = \sqrt{12\alpha t}$, $r_0 \leq r \leq \Delta$.

Результати розрахунку температурного профілю в тепловому шарі. Як джерело запалювання розглянемо нагріте металеве тіло сферичної форми, що миттєво вноситься до МПС. Прийняті наступні характеристики джерела (залізо) і середовища: $r_0=0,01$ м; $c_I=0,444$ кДж/(кг·К); $\rho_I=7000$ кг/м³; $c=1,005$ кДж/(кг·К); $\rho=1,22$ кг/м³; об'ємна доля метану – 0,09, $\alpha_{15^\circ} = 1,9 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $\alpha_{1500^\circ} = 3,5 \cdot 10^{-4}$ м²/с. Для газів коефіцієнт температуропровідності значно залежить від його температури (при нагріванні газу, наприклад, з 0 до 1200 °С, значення коефіцієнта збільшуються майже в 17 разів). Це необхідно враховувати при визначенні δ .

На рис. 5.19 представлені залежності температури середовища від координати в тепловому шарі для різних початкових температур у заданих умовах. При збільшенні температуропровідності середовища температурний профіль стає більш пологим, ширина теплового шару збільшується (рис. 5.20). Видно, що у зв'язку з невисокою температуропровідністю газу графік має експонентний характер.

Отриманий температурний профіль дозволяє зробити наступний крок – розв'язати задачу хімічної кінетики з розрахунку теплового ефекту окислювання метану в тепловому шарі й таким чином визначити Q_x . З урахуванням сферичної форми теплового шару й вмісту горючого компонента в газовій суміші тепловий ефект визначаємо за рівнянням Арреніуса:

$$Q_x = \frac{4}{3} \pi (\Delta^3 - r_0^3) \int_{r_0}^{\Delta} Q_z Z \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) dr \cdot c_1^n c_2^m. \quad (5.106)$$

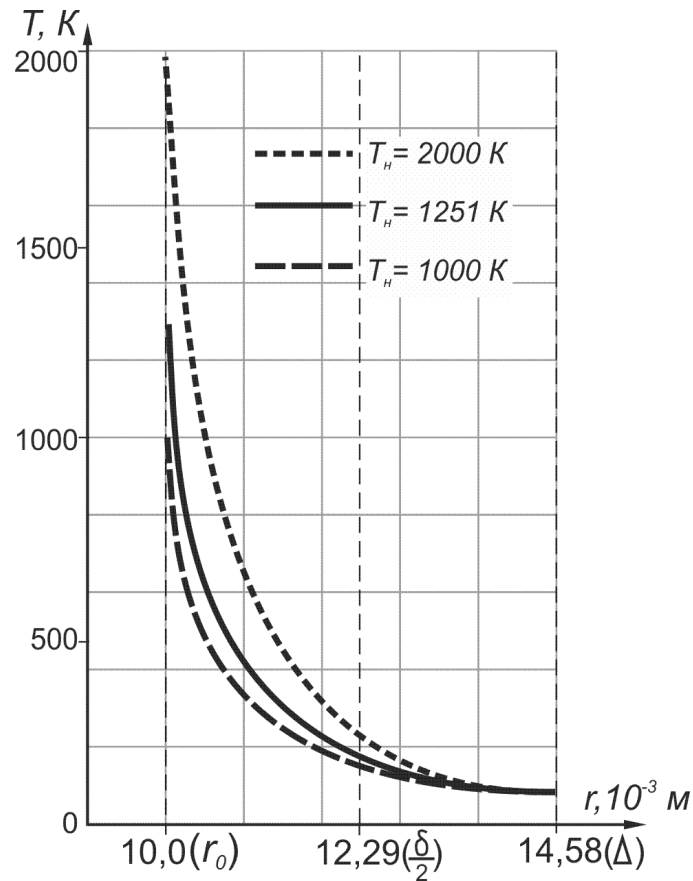


Рисунок 5.19 – Температурний профіль у тепловому шарі при різних початкових температурах джерела запалювання за період часу 5 мс

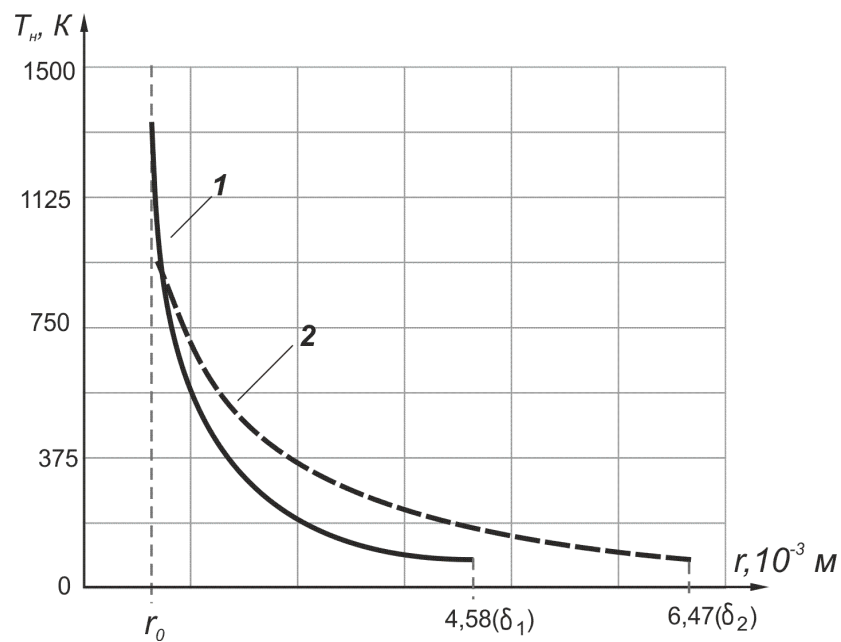


Рисунок 5.20 – Температурний профіль у тепловому шарі при різних значеннях теплопровідності газового середовища:

$$1 - \alpha = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}; 2 - \alpha = 3,7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$$

Інтегральне рівняння (5.106) не має аналітичного рішення, тому для визначення Q_x скористаємося чисельним рішенням. Для цього отриманий температурний профіль на відрізку $[r_0; \Delta]$ розіб'ємо на 20 ділянок і в кожній з них за середньою температурою визначимо тепловиділення q_{xi} (рис. 5.21). За результатами розрахунку тепловиділення в тепловому шарі була встановлена швидкість хімічної реакції горіння.

На рис. 5.22 показаний тепловий профіль q_x – результат хімічної реакції, що визначається температурним профілем T .

Як видно із графіка (рис. 5.23), незважаючи на прогрів всього теплового шару, швидкість реакції істотна лише в тонкому приграничному шарі, що добре узгоджується з відомими даними [270, с. 37].

У результаті, побудувавши залежності теплоприходу від джерела запалювання Q_i й хімічної реакції Q_x , можна визначити температуру запалювання системи в конкретних умовах (рис. 5.23). Для умов, які розглядаються були отримані температури запалювання метаноповітряної суміші 978; 1013 і 1059 °С відповідно для 9; 7 і 5 % об'ємного вмісту метану.

Для оцінювання збіжності результатів чисельного розрахунку процесу запалювання ГПС з аналітичним розв'язанням задачі було проведено чисельний експеримент запалювання суміші метану й повітря, з параметрами, прийнятими для аналітичного розрахунку [279]. Джерело запалювання задавалося у вигляді циліндра з близьким значенням розмірів висоти й діаметра, а об'єм циліндра $V_{ц} \approx V_{кулі}$. Щільність і теплоємність середовища в області джерела запалювання приймалася рівною характеристикам заліза. Чисельний експеримент показав стійке запалювання 9 % метаноповітряної суміші при температурі джерела 930 °С. Для 7 і 5 % метаноповітряної суміші критерій запалювання виконувався при температурі 983 і 996 °С.

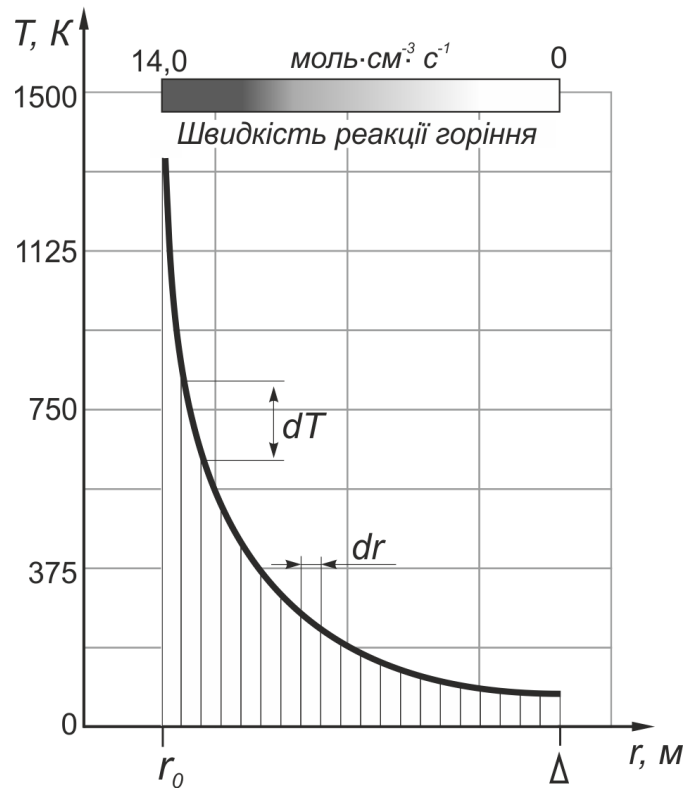


Рисунок 5.21 – Схема чисельного рішення інтегрального рівняння теплового ефекту окислення метану: T – температура газу, r – радіус розрахункової області

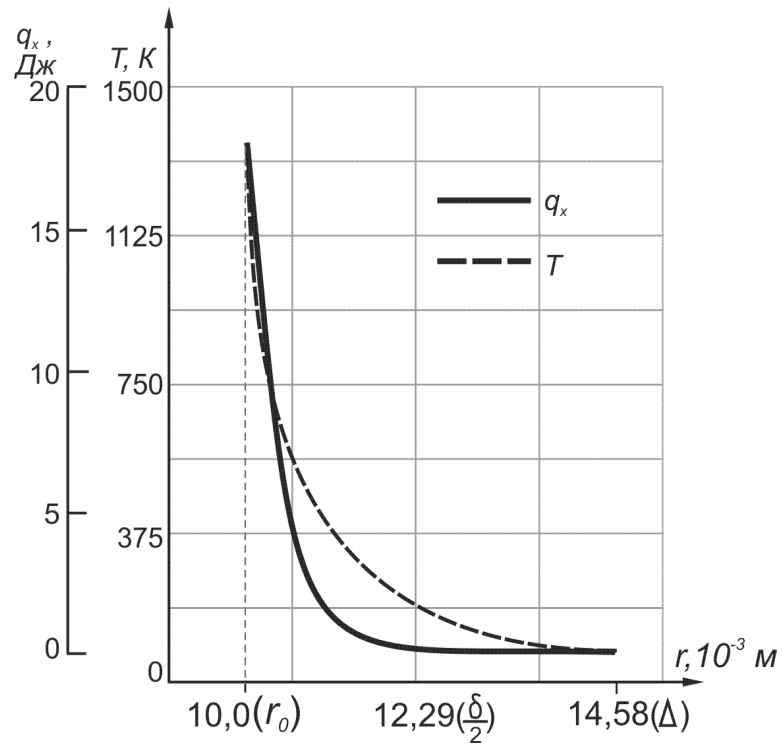


Рисунок 5.22 – Тепловий q_x і температурний T профіль в тепловому шарі

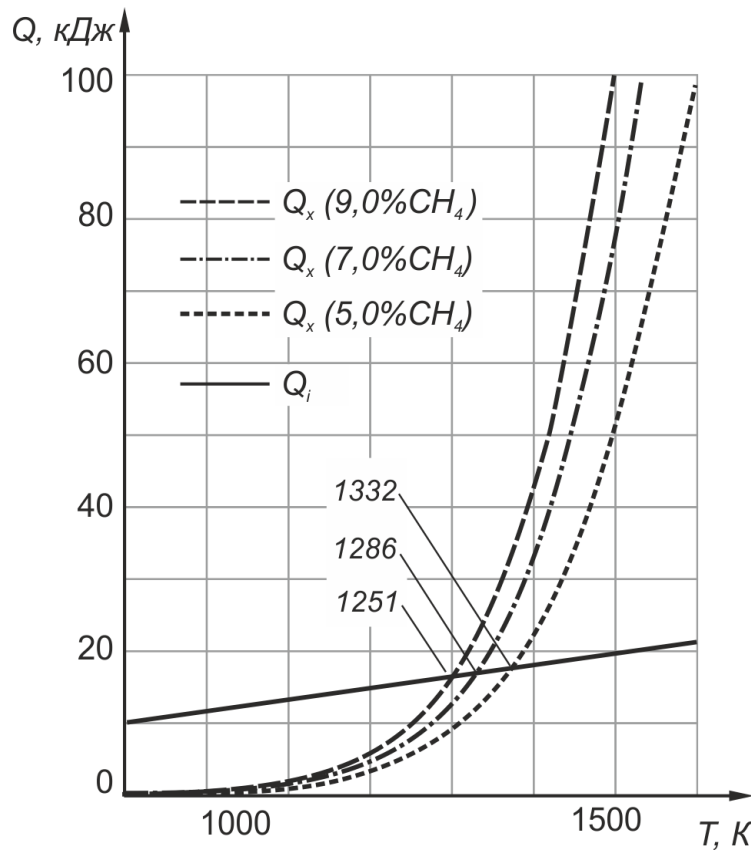


Рисунок 5.23 – Визначення температури запалювання з урахуванням надходження тепла з джерела запалювання Q_i і хімічної реакції Q_x , від початкової температури T

Таким чином, розбіжність результатів чисельного розрахунку з аналітичним розв’язанням не перевищує 7 %, що можна пояснити деяким спрощенням прийнятої моделі фізичного процесу в аналітичному розв’язанні: відсутність урахування масопереносу (у формулі (5.106) концентрації c_1 , c_2 прийняті постійні, хоча насправді за прийнятий проміжок часу вони встигають змінитися практично до нуля). Так само, отримані результати якісно збігаються за критеріями запалювання високоенергетичних речовин дротиком, що нагрівається електричним струмом [280].

З огляду на вищевикладене практичний інтерес викликає дослідження закономірностей запалювання метаноповітряної суміші тепловим джерелом. Як номенклатурний показник пожежовибухонебезпеки газів, відповідно до ГОСТ 12.1.044 – 89, прийнята мінімальна енергія запалювання, що підводиться

через електричну іскру. Однак в іскровому запалюванні механізм ініціювання частково реалізується через дію іонізованих частинок, і не зовсім ясно, яка частка енергії іскри йде на підвищення локальної температури, а яка – на генерацію активних радикалів [201]. У розробленому чисельному розрахунку джерелом запалювання є невеликий об'єм газоповітряної суміші із заданою температурою й відомими теплофізичними властивостями. Таким чином, задається необхідна величина теплової енергії джерела з відомою площею контактної поверхні.

На рис. 5.24 представлена залежність ефектів запалювання й режимів горіння газоповітряної суміші від температури, енергії джерела, визначені мінімальні значення цих параметрів для режимів дефлаграційного горіння й детонації. Аналітично ця залежність виражена формулою (5.107), яка отримана шляхом обробки результатів чисельного експерименту методом найменших квадратів.

$$v = 0,006 E^{2,6} \cdot t^{1,6}, \quad (5.107)$$

де v – швидкість горіння, м/с;

E – тепла енергія джерела, кДж,

t – температура, °С.

Отримані в чисельному експерименті температури запалювання метано-повітряної суміші дещо вище за ті, що були отримані в аналітичному розрахунку, що пояснюється врахуванням газодинамічних процесів, які прискорюють дисипацію теплової енергії.

Отримане аналітичне розв'язання задачі розподілу температури в тепловому шарі дозволило визначити тепловий ефект реакції окислювання метану поблизу джерела запалювання й на цій основі показати збіжність чисельного методу з результатами аналітичного рішення в частині виконання критерію запалювання.

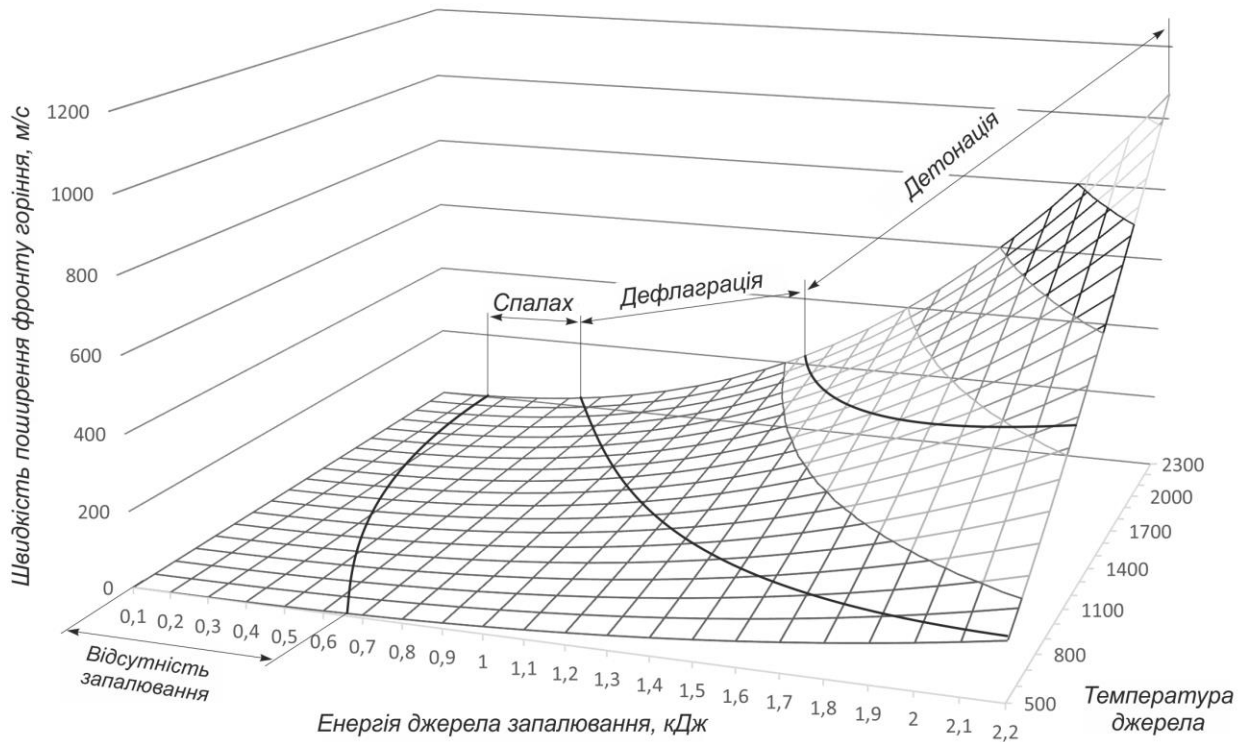


Рисунок 5.24 – Залежність режимів горіння метаноповітряної суміші від параметрів теплового джерела запалювання

Виконаний аналіз точності обчислювального процесу дозволяє застосовувати чисельний метод у практичних розрахунках знаходження безпечних умов праці, експлуатації споруд встаткування з обліком прогнозування наслідків аварійних ситуацій.

5.5 Дослідження закономірностей впливу місця ініціювання вибуху на параметри уражуючого фактора

У чинних нормативних розрахунках поширення УПХ за їхнє джерело прийнята ділянка виробки, у якій відбувається миттєвий об'ємний вибух. У результаті вибуху в усьому об'ємі ГПС встановлюється рівномірний підвищений тиск. Такий підхід приймався через відсутність аналітичного розв'язання задачі про динаміку згоряння газу в частково обмежених просторах, припускаючи, що

горіння ГПС є дефлаграційним. Однак, можна стверджувати, що процес формування УПХ нерозривно пов'язаний з динамікою згоряння газу, що і визначає амплітуду та інші параметри хвилі [282, 283], а прийнята модель може давати значні похибки розрахунку параметрів УПХ. Причому дефлаграційне горіння ГПС може відбуватися з різною інтенсивністю. Якщо звернутися до графіка ударної адіабати Гюгоніо для продуктів горіння (рис. 5.25, крива H), то її ділянка, що знаходиться нижче точки I , належить дефлаграції й будується за рівнянням [284]:

$$\frac{p_3}{p_1} = \frac{\chi - \frac{p_1}{p_3} + \frac{2\gamma Q}{c_1^2}}{\chi \frac{p_1}{p_3} - 1}, \quad (5.108)$$

де $\chi = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}$, γ – відношення ізобарної та ізохорної теплоємності ГПС;

Q – тепловий ефект реакції;

$c_1^2 = \gamma p_1 / \rho_1$, c_1 – швидкість звуку у вихідному газі.

Ділянка адіабати від I до K визначає можливі режими дефлаграційного горіння, які залежать, згідно (5.108) від питомої теплоти згоряння ГПС.

Як показано в роботах К.І. Щелкіна, у дефлаграції є можливими будь-які стани на відрізку IK . У точці I спостерігається мінімальна швидкість дефлаграції, яка дорівнює нормальній швидкості поширення полум'я, яка обумовлена теплопровідністю, дифузиею й швидкістю хімічної реакції в зоні горіння:

$$\left(\frac{v_3}{v_1} \right)_H = \left[1 + (\gamma - 1) \frac{Q}{c_1^2} \right], \quad (5.109)$$

де $\left(\frac{v_3}{v_1} \right)_H$ – відносна швидкість продуктів реакції за зоною горіння в точці I

(система координат пов'язана із фронтом горіння, тобто фронт нерухомий).

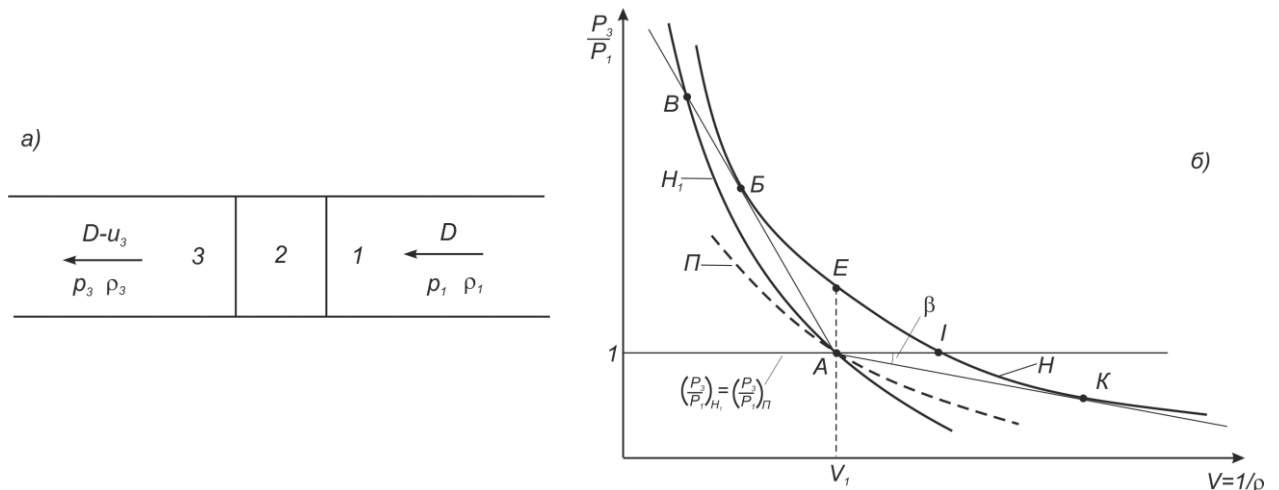


Рисунок 5.25 – Схема поширення вибухового горіння у каналі:

а) схема хвилі детонації: 1, 2, 3 – відповідно, стан початкової ГПС, ударно-стисненої суміші, кінцеві продукти детонації; б) стан ГПС і ПД в координатах $P - V$: криві Гюгоніо (H_1, H) і Пуассона (Π); AB, AK – прямі Міхельсона; A – початковий стан ГПС; B – максимальне стискування ГПС; B – точка Чепмена – Жуге; K – точка Жуге

З переміщенням точки, що описує стан продуктів горіння, до низу кривої стану швидкість продуктів зростає. Більші 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 визначене максимальне число Маха газу, що втікає в нерухому зону горіння або, що теж саме, максимальну безрозмірну швидкість дефлаграції:

$$(M_1^2)_{\text{макс}} = \left(1 + \frac{\gamma+1}{\gamma} q\right) - \sqrt{\left(\frac{\gamma+1}{\gamma} q\right)^2 + 2\frac{\gamma+1}{\gamma} q}, \quad (5.110)$$

де M – число Маха;

q – відношення питомого теплового ефекту реакції до початкової внутрішньої енергії газу.

Рівняння (5.108) – (5.110) показують стан ГПС у процесі горіння в певний момент часу, тобто квазістатичний стан. Для визначення динаміки дефлаграційного горіння ГПС необхідне спільне розв’язання рівнянь (5.108) – (5.110) і рівняння швидкості тепловиділення (на основі кінетики хімічної реакції – рівняння Арреніуса), яке на сьогоднішній день відсутнє. У зв’язку з цим для моделювання процесу дефлаграційного горіння МПС скористаємося розробленою математичною моделлю ударної труби. Чисельний експеримент проведений для умов циліндричного каналу діаметром 2 м. У початковий момент часу частина каналу наведеної довжини $L_1 = 15$ заповнена МПС з вмістом метану 9,0 % за об’ємом (рис. 5.26).

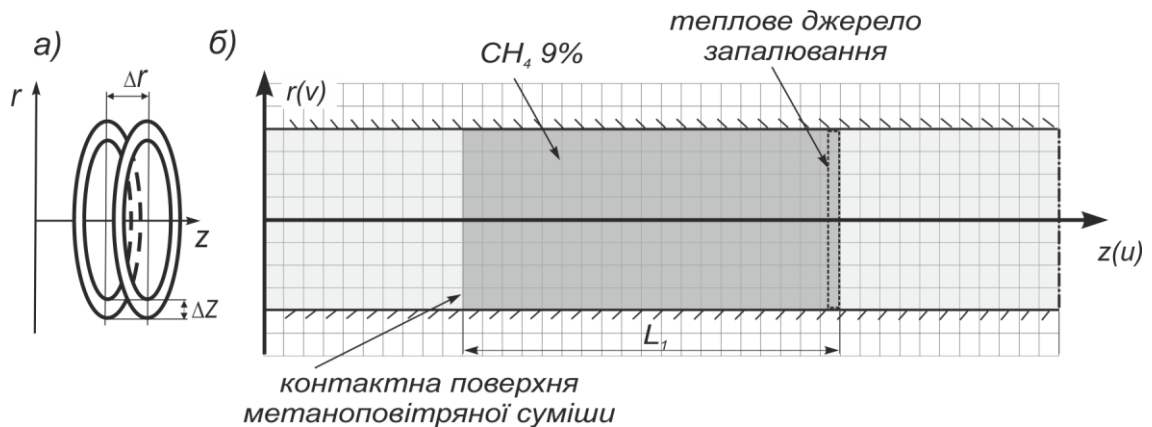


Рисунок 5.26 – Математична постановка задачі вибуху МПС та формування УПХ у протяжній споруді

У задачі приймалися таку припущення: вибухова ГПС рівномірно розподілена на прямолінійній ділянці, граничні умови теплопровідності в стінку каналу – умови третього роду з постійним коефіцієнтом теплообміну газового потоку зі стінкою $50 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ і теплопровідністю стінки (аргіліт) $2 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, шорсткість стінки каналу відповідає встановленому кріпленню типу СВП-19 з кроком установки $1,0 \text{ м}$.

Для зменшення впливу ефектів відбиття УПХ від стінок каналу в експерименті створюється плоский фронт дефлаграційного горіння за допомогою теплового джерела запалювання у вигляді тонкого шару ГПС із заданою темпера-

Їхнє поширення спочатку має пульсуючий характер за рахунок турбулізації потоку (зона А). У чисельному експерименті це обумовлено дискретністю розрахунку.

Границею поділу ударних хвиль, що рухаються в протилежних напрямках у наскрізному каналі, є зона горіння, що сама рухається по циліндричному об'єму ГПС зі швидкістю значно нижчою за швидкість УПХ і швидкість звуку. У чисельному експерименті, спостерігається різниця в амплітудах цих УПХ величиною 5 – 7 %. Це пояснюється тим, що, на відміну від детонації, при дефлаграції продукти горіння рухаються в бік протилежний від поширення фронту горіння за рахунок їхнього розширення, тобто праворуч тиск нижче, ніж ліворуч від зони горіння, тому хвилі стискання, поширюючись у середовищі з меншим тиском, формують УПХ з трохи меншою амплітудою, ніж у протилежному фронті УПХ: $P_n = (0,93...0...0,95)P_l$ (рис. 5.27а). Відповідно відстань, що пройдена правим фронтом УПХ відносно точки ініціювання (пряма 1 – 1), буде також меншою $L_3 < L_2$. Однак, у зв'язку з тим, що зона горіння й границя поділу вибухових хвиль переміщуються в ліву сторону, довжина вибухової хвилі, що поширюється вправо λ_n , до кінця горіння буде більшою ніж з лівого боку λ_l (рис. 5.28). Ця закономірність важлива при оцінюванні силового впливу вибухової хвилі на будівельні споруди в ближній зоні вибуху, тому що час дії фази стискування пропорційний цій довжині $\tau_+ \sim \lambda$.

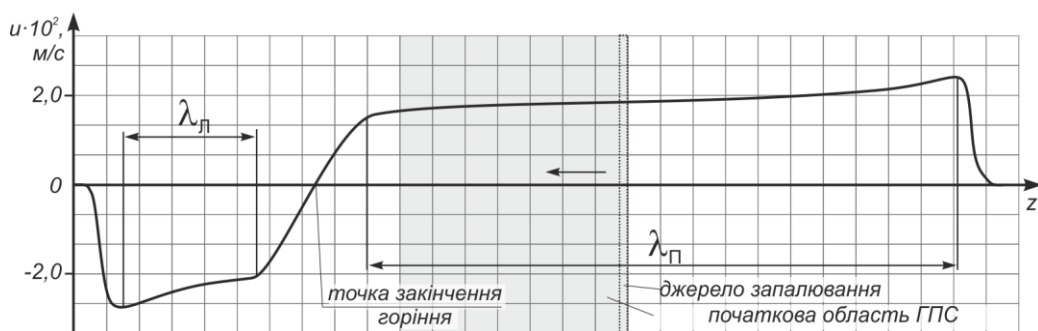


Рисунок 5.28 – Швидкості газового потоку вздовж осі каналу в момент закінчення дефлаграційного вибуху (стрілка вказує напрям поширення горіння)

Динаміку переміщення фронту дефлаграційного горіння й вибухових хвиль, а також границь хмари ГПС і продуктів горіння в каналі можна спостерігати на x, t -діаграмі (рис. 5.29).

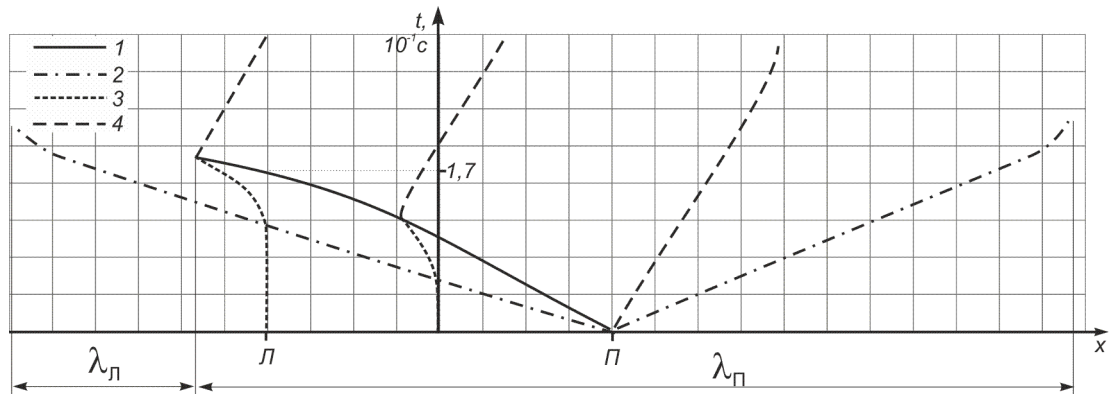


Рисунок 5.29 – Напрямок та швидкості руху: 1 – фронт горіння; 2 – фронт ударної хвилі; 3 – контактна поверхня хмари ГПС з лівого боку (Л) і центру; 4 – контактна поверхня з правого боку (П) і продукти горіння

На основі експерименту можна оцінити параметри вибухової хвилі при дефлаграційному горінні витягнутої хмари ГПС з ініціюванням у границі. При еквівалентному діаметрі каналу 2 м довжина хмари становить 30 м. Час горіння ГПС у чисельному експерименті – 171 мс, відповідно середня швидкість горіння становитиме 175 м/с. За цей час фронт УПХ поширився вправо на 56 м, за умови, що ударна хвиля рухається зі швидкістю 330 м/с. За фронтом горіння газ також рухається вправо, тому довжина вибухової хвилі збільшиться мінімум до 86 м. Довжина вибухової хвилі, що рухається вліво, згідно з графіками на рис. 5.29, 5.30, відраховується від точки повного згоряння ГПС, її величина становить 23 м. Таким чином, відносно довжини хмари ГПС довжина вибухової хвилі становитиме: $\lambda_L = 0,7L_I$, $\lambda_P = 2,5L_I$. При збільшенні швидкості горіння коефіцієнти при L_I змінюються, однак їхнє співвідношення буде постійним. В результаті, для розглянутого випадку отримано такі співвідношення:

$$\lambda_L = 0,28\lambda_P, \text{ оскільки } \tau_+ \sim \lambda, \text{ тоді } \tau_+^P = 3,57\tau_+^L, \text{ при } P_L = (1,03 \dots 1 \dots 1,05)P_P. \quad (5.111)$$

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 й два фронти горіння, які поширюються в протилежних напрямках. За результатами чисельного експерименту, на x, t -діаграмі (рис. 5.30) можна бачити, що хвилі стискування й продукти вибуху, рухаючись від зони горіння до центра, зіштовхуються із зустрічним потоком і створюють більш високу зону тиску в границях хмари ГПС.

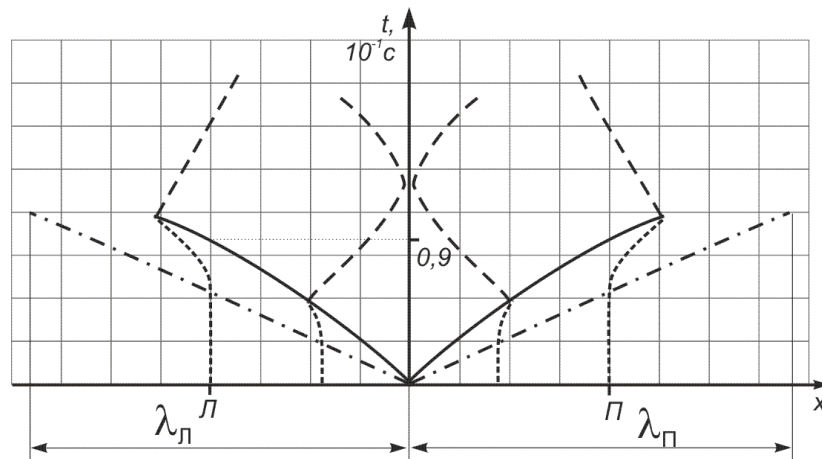


Рисунок 5.30 – Напрямок та швидкість руху фронту дефлаграційного горіння УПХ та продуктів горіння при ініціюванні ГПС у центрі ділянки

Відповідно, ми отримаємо більшу амплітуду УПХ порівняно з попереднім випадком за рахунок меншої швидкості дисипації енергії за зоною горіння, що відповідає розташуванню частини хмари ГПС (від точки ініціювання до границі) у тупиковій частині каналу з ініціюванням вибуху в тупику (рис. 5.31). Збільшення амплітуди при цьому відбувається на 21 % (з 0,28 до 0,34 МПа), що якісно збігається з аналогічними розрахунками в роботі [285].

Співвідношення між довжиною УПХ, часу дії фази стискування й величини амплітуди хвиль ліворуч та із праворуч будуть мати такий вигляд:

$$\lambda_L = \lambda_P, \quad \tau_+^L = \tau_+^P, \quad P_L = P_P. \quad (5.112)$$

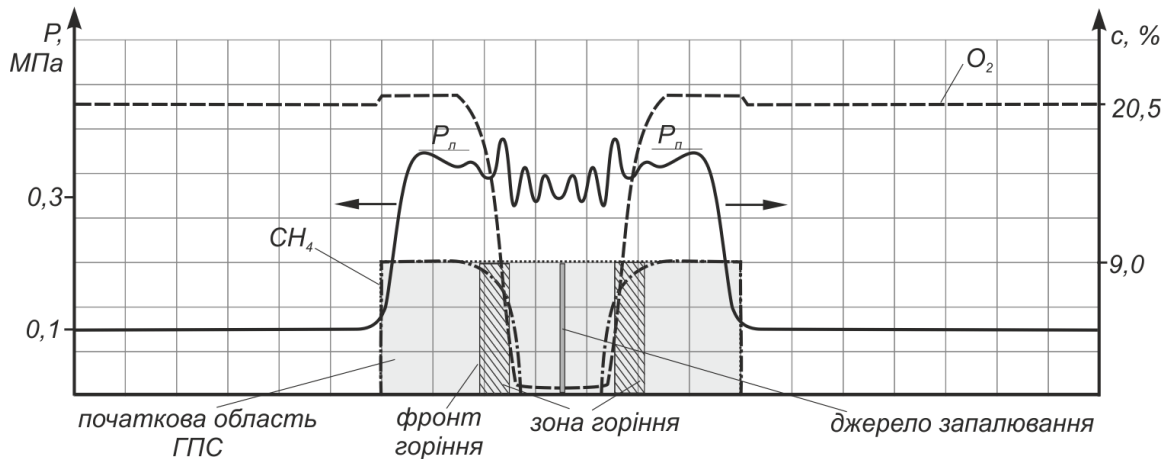


Рисунок 5.31 – Профілі параметрів газового потоку при дефлаграційному горінні та ініціювання ГПС з центру загазованої ділянки на момент часу 0,4 мс

Як видно з чисельного експерименту, надлишковий тиску у фронті УПХ й час дії фази стискування при дефлаграційному вибуху залежать від кінетики хімічної реакції вибуху, газодинаміки процесу й місця ініціювання ГПС. У загальному вигляді на графіку цю закономірність можна виразити двома лініями – висхідною та спадною (рис. 5.32).

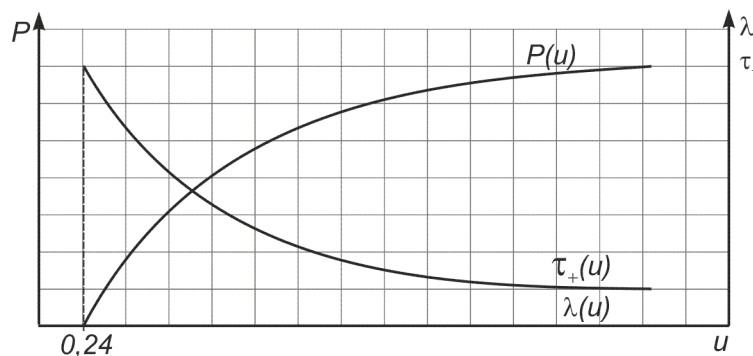


Рисунок 5.32 – Залежність амплітуди тиску P і часу дії фази стискування τ_+ УПХ (або довжини λ) від швидкості дефлаграційного горіння

Співвідношення між тиском вибуху всередині хмари ГПС та ззовні, на її контактній поверхні, визначається ефектом переходу УПХ через границю двох газових середовищ (рис. 5.27, 5.30). Оскільки щільності повітря й ГПС відрізняються на незначну величину, то помітного стрибка амплітуди УПХ на границі не спостерігається. Сама хвиля генерується в зоні горіння, яку можна вважа-

ти умовним хімпіком. У цій зоні, згідно з чисельним експериментом, перевищення тиску P_2 над амплітудою тиску УПХ досягає 50 %, залежно від швидкості дефлаграційного горіння (рис. 5.28). Максимальне перевищення спостерігається при швидкостях горіння близько 300 м/с, далі відбувається перехід горіння в детонацію (рис. 5.33).

При дефлаграційному вибуху в протяжних спорудах існує висока ймовірність переходу горіння в детонацію [286]. Особливо це актуально для виробничих виробок, які захищені у перерізі. У випадку прийняття моделі миттєвого вибуху у процесі розрахунку необхідно розв'язувати задачі розпаду довільного розриву.

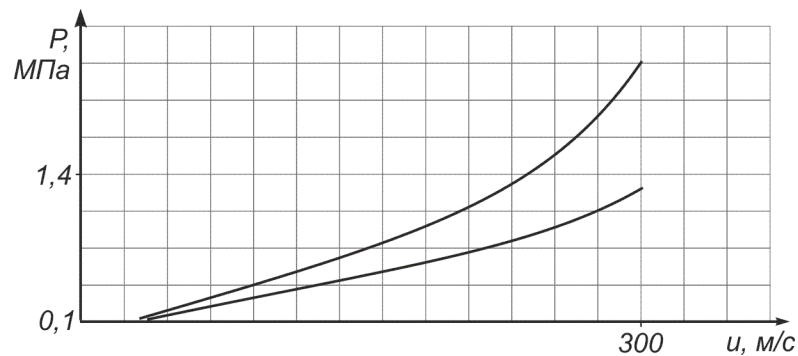


Рисунок 5.33 – Співвідношення тиску в умовному хімпіку і у фронті УПХ, на контактній поверхні МПС, залежно від швидкості дефлаграційного горіння

Аналітичне розв'язання цієї задачі для умов детонації конденсованих ВР наведено в роботі [287] як розрахунок витікання продуктів детонації (ПД) у повітря. У розв'язанні, визначення параметрів УПХ ґрунтується на припущенні, що в початковий момент часу поблизу заряду ударна хвиля рухається одночасно із ПД, тому досить визначити параметри розльоту ПД. У цьому випадку розширення продуктів детонації описується ізоентропійним законом:

$$P = ar^n, \quad (5.113)$$

де P – амплітуда у фронті УПХ.

Показник ізоентропи є величиною змінною, й урахувати характер $n=f(P)$ досить складно. В існуючих розв'язаннях, при аналізі процесу витікання продуктів детонації в повітря реальну адіабату розширення газів заміняють двома адіабатами:

$$p v^n = p_n v_n^n \text{ при } p_k \leq p \leq p_n; \quad p v^k = p_k v_k^k \text{ при } p \leq p_k, \quad (5.114)$$

де $n = 3, k = 1,2 - 1,4$ – показники ізоентропи для ПД і повітря;

$p_n v_n, p_k v_k$ – параметри ПД у фронті детонаційної хвилі та у точці сполучення.

У результаті розв'язання для сильної УПХ одержують рівняння [287]:

$$p_{y\partial} = p_x = \frac{k+1}{2} \rho_a u_{y\partial}^2, \quad (5.115)$$

де $p_{y\partial}, p_x$ – тиск в ударній хвилі й у ПД;

$u_{y\partial}$ – швидкість фронту УПХ, приймається рівною швидкості ПД – u_x :

$$u_x = \frac{D}{n+2} \left\{ 1 + \frac{2n}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_k}{p_n} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \right] + \frac{2n}{k-1} \left(\frac{p_k}{p_n} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_k} \right)^{\frac{k-1}{2k}} \right] \right\}. \quad (5.116)$$

Отримана система двох рівнянь дозволяє оцінити, з певним ступенем точності, параметри УПХ тільки в початковий момент часу розльоту.

Для повної оцінки динаміки формування й поширення УПХ у моделі миттєвого вибуху скористаємося розробленою математичною моделлю ударної труби. 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. 5.34) показує, що в прохідному каналі, з обох боків хмари ГПС, формуються симетричні УПХ, а вглиб ПД поширюється хвиля розрідження [281]. Причому на контактній поверхні відбувається різке падіння тиску до $\approx 0,5P_n$,

що відповідає прийнятій двоадиабатній моделі (5.114). Довжина вибухової хвилі в початковий момент часу склала $\approx 1/2$ довжини активної ділянки.

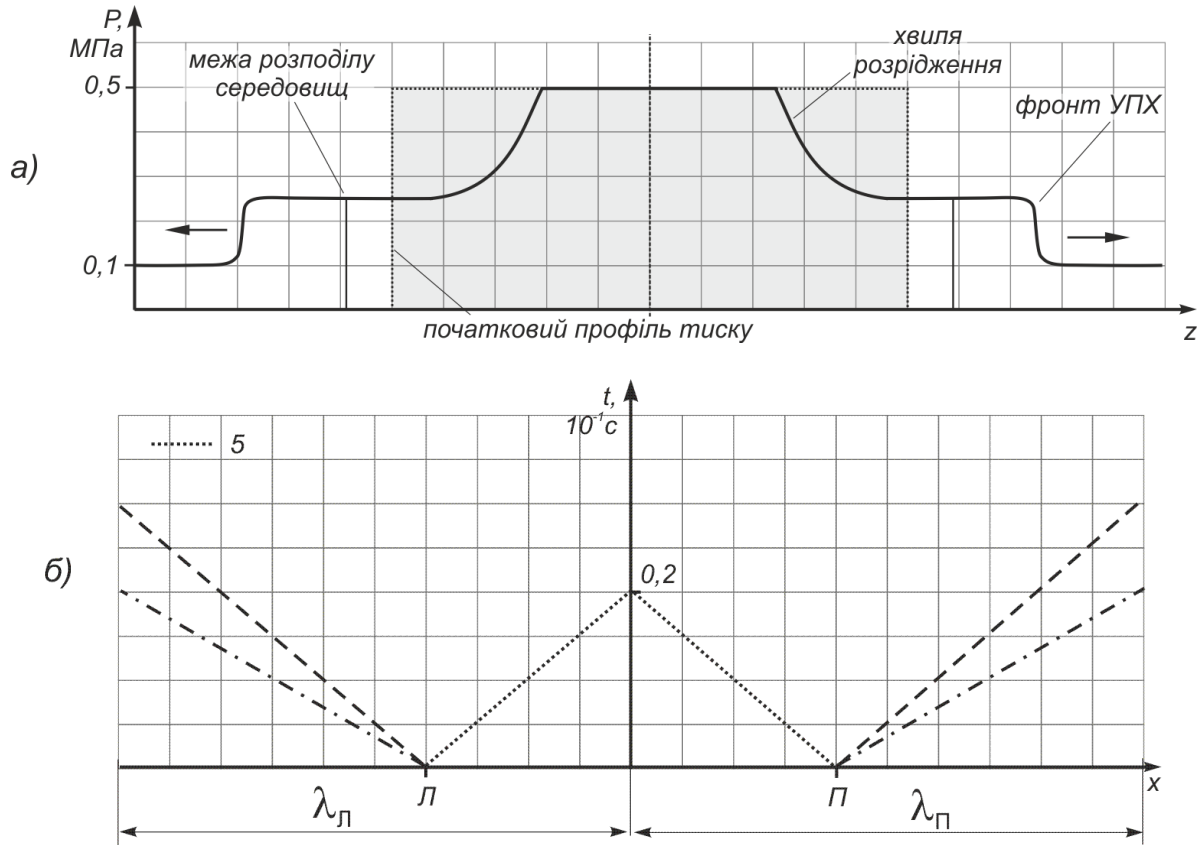


Рисунок 5.34 – Динаміка стану газу в моделі миттєвого вибуху:

- а) профіль тиску в початковий момент часу й через 0,8 мс;
- б) рух ударної хвилі, продуктів горіння і хвилі розрідження

Для встановлення залежності параметрів УПХ від початкових умов у моделі миттєвого вибуху була проведена серія чисельних експериментів, яка показала, що найбільше впливає на параметри УПХ співвідношення щільності повітря (ρ_v) і ПД ($\rho_{ПД}$). Величина початкового тиску впливає на відносну амплітуду хвилі наступним чином: при збільшенні початкового тиску вибуху в 10 разів, відношення $P_{УПХ}/P_n$ зменшується всього на 8 %, за рахунок зростання різних втрат (наприклад, теплообміну зі стінкою). З практичної точки зору інтерес викликає конкретний вид залежності відношень $P_{уд}/P_n$ від $\rho_v/\rho_{ПД}$ (рис. 5.35).

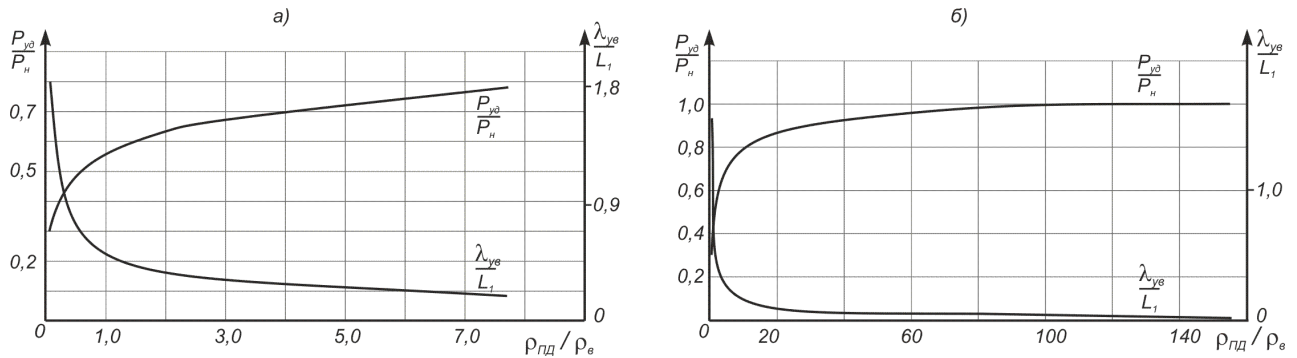


Рисунок 5.35 – Залежність амплітуди УПХ і довжини вибухової хвилі від співвідношення щільності ПД і середовища:

а) при співвідношенні $\rho_{\text{ПД}} / \rho_{\text{с}} < 7,0$; б) при $\rho_{\text{ПД}} / \rho_{\text{с}} > 7,0$

Аналітичний вигляд цих залежностей був отриманий шляхом обробки результатів чисельного експерименту методом найменших квадратів. При розв'язанні рівнянь нелінійної регресії використовувалася лінеаризація методом логарифмування:

$$\frac{P_{\text{yd}}}{P_{\text{n}}} = 0,098 \ln \left(\frac{\rho_{\text{ПД}}}{\rho_{\text{с}}} \right) + 0,55; \quad \frac{\lambda_{\text{yd}}}{L_1} = 0,43 \left(\frac{\rho_{\text{с}}}{\rho_{\text{ПД}}} \right)^{0,56}. \quad (5.117)$$

З робіт К.П. Станюковича відомо, що при значному співвідношенні щільності середовища до щільності ПД ($\rho_{\text{с}}/\rho_{\text{ПД}}$) на контактній поверхні виникає дві ударних хвилі, одна з яких відбита від контактної поверхні та поширюється вглиб ПД замість хвилі розрідження, друга – пряма – поширюється в середовище. Причому амплітуда відбитої хвилі буде вище за P_{n} [157]. З експерименту встановлено, що цей ефект розвивається поступово. Коли щільність середовища стає більше щільності ПД, починаючи зі значень $\rho_{\text{с}}/\rho_{\text{ПД}} \geq 7$, виникає видима ударна хвиля, яка рухається за хвилею розрідження в ПД. При $\rho_{\text{с}}/\rho_{\text{ПД}} = 20$ її амплітуда досягає значення P_{n} . Далі, ударна хвиля починає переважати над хвилею розрідження й при $\rho_{\text{с}}/\rho_{\text{ПД}} \geq 100$ у ПД поширюється тільки УПХ.

Якщо розглянути зворотне співвідношення щільності ($\rho_{\text{ПД}}/\rho_{\text{с}}$) і випадок, коли щільність продуктів детонації значно вище за щільність повітря, що спо-

стерігається при детонації конденсованих ВР, то лінії графіка рис. 5.36 міняються місцями, тобто зі збільшенням ρ_{nd}/ρ_v , відношення $P_{УПХ}/P_n$ зменшується.

При газових вибухах у протяжних спорудах значення щільності ρ_v та ρ_{nd} приблизно рівні, тому незалежно від початкового тиску, співвідношення параметрів УПХ у моделі миттєвого вибуху буде такими:

$$P_{y0} = 0,55P_n, \quad \lambda_{Л} = \lambda_{П} = 0,45L_1, \quad \tau_+^{II} = \tau_+^{I}, \quad P_{Л} = P_{П}. \quad (5.118)$$

Розглянемо варіант, коли в моделі вибуху враховується процес детонаційного горіння ГПС. У чисельному експерименті плоску детонаційну хвилю можна ініціювати невеликим джерелом теплового миттєвого вибуху об'єму 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 ділянки ГПС. Величина цього тиску становить 2,1 МПа [288].

Результат чисельного експерименту при розташуванні джерела ініціювання на правій границі ГПС зображений на рис. 5.36.

На графіку (рис. 5.36а) пік профілю тиску (фронт УПХ) і зона горіння збігаються й рухаються убік свіжої ГПС, утворюючи детонаційну хвилю. Одночасно в протилежний бік поширюється УПХ, причому її амплітуда щодо хвилі детонації становить усього лише $(P_{УПХ}/P_D) \cdot 100 = 17$ %. Аналогічне співвідношення зберігається й при виході детонаційної хвилі на границю ГПС і її переході в УПХ, при цьому $(P_{УПХ}^{II}/P_{УПХ}^{I}) \cdot 100 = 21$ %. Таким чином, при детонації газових сумішей з ініціюванням на границі хмари спостерігається чітко виражений ефект спрямованого вибуху, що не враховується в стандартних методах розрахунку параметрів УПХ. При цьому, амплітуда детонаційної й ударної хвилі (при виході першої на границю МПС) на порядок перевищує амплітуду в режимі дефлаграції. Довжина вибухової хвилі убік поширення детонації до моменту закінчення горіння (t_2) буде дорівнювати довжині детонаційної хвилі (рис. 5.36б). Після закінчення горіння її довжина збільшиться за рахунок

розширення газів і досягне 70 % довжини протилежної хвилі при більшій амплітуді.

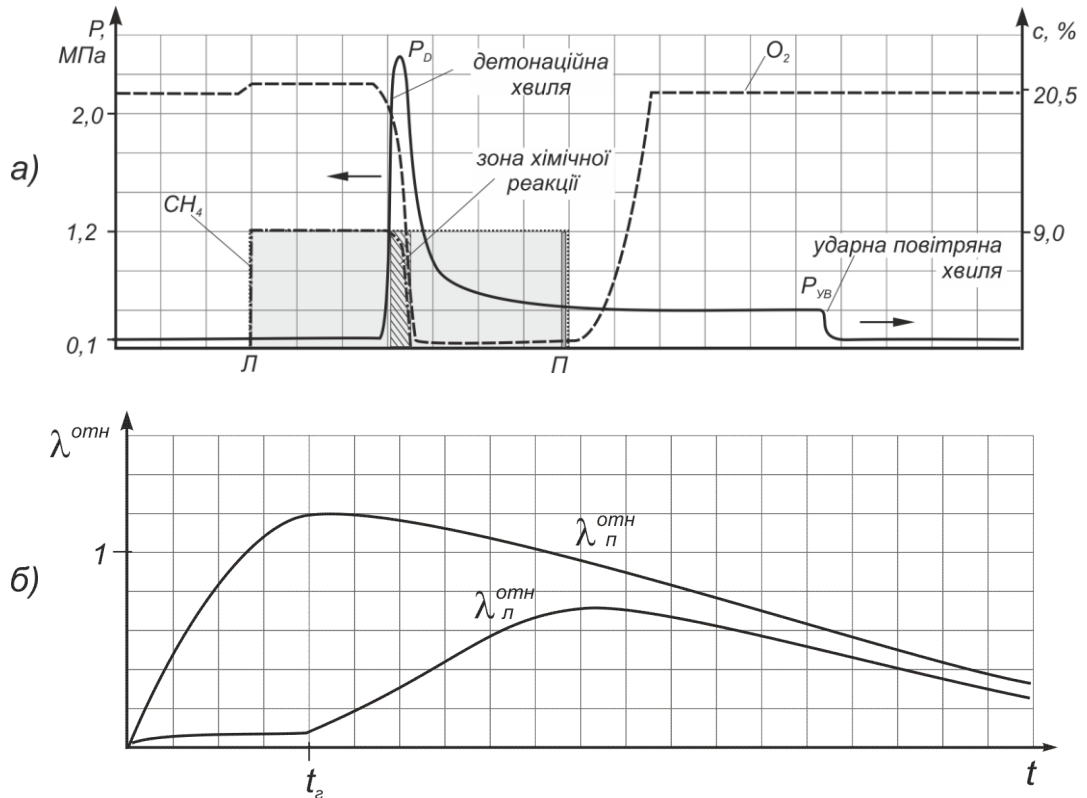


Рисунок 5.36 – Параметри детонаційного горіння ГПС у каналі:

а) профіль тиску і концентрації газів на момент часу 0,1 мс; б) динаміка зміни відносної довжини УПХ з обох боків від загазованої ділянки

Оскільки УПХ з більшою амплітудою згасає швидше, то можна припустити, що на деякій відстані, по обидва боки від місця вибуху, відбудеться вирівнювання параметрів УПХ. Для оцінювання цієї відстані у чисельному експерименті було виміряно імпульс силової дії УПХ. Механічний імпульс – це комплексний показник, що характеризує амплітуду, довжину хвилі, тривалість фази стискування й швидкісний напор УПХ. У результаті встановлено, що на відносній відстані 7-ми довжин активної ділянки L_1 у лівий бік й 5-ти довжин у правий бік, імпульси УПХ стають однаковими. При цьому, у разі вибуху МПС, амплітуда вирівнювання становить $P_{УПХ} = 0,52$ МПа, з урахуванням початкових

умов за шорсткістю й коефіцієнта теплообміну для стінок споруди, прийнятих в експерименті. Динаміка детонаційної й УПХ представлена на x, t -діаграмі рис. 5.37.

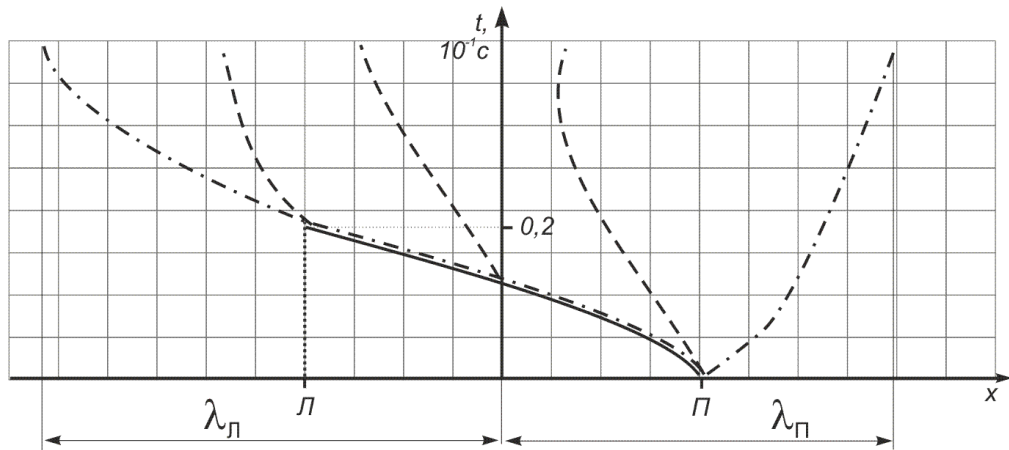


Рисунок 5.37 – Рух детонаційної хвилі, продуктів детонації і УПХ при ініціюванні ГПС на контактній поверхні

Отже, у режимі детонаційного горіння ГПС співвідношення параметрів УПХ будуть мати такий вигляд:

$$P_{y0}^П = P_D, \quad P_{y0}^П = 0,2P_{y0}^П, \quad \lambda_{П} = 1,2L_L, \quad \lambda_{Л} = 0,7\lambda_{П}, \quad \tau_{+}^П = 0,7\tau_{+}^Л. \quad (5.119)$$

Зіставляючи отримані в чисельних експериментах закономірності формування УПХ в умовах дефлаграційного й детонаційного режиму горіння (5.111), (5.112), (5.119) із закономірностями моделі миттєвого об'ємного вибуху (5.118) можна відзначити, що вони мають значні якісні й кількісні відмінності. Це підтверджується графіками руху фронту горіння, УПХ і ПД у різних режимах (рис. 5.30, 5.31, 5.35, 5.38). У цілому ці розходження можна виразити на графіку амплітуд УПХ на границі хмари ГПС (рис. 5.38). З наведеного графіка видно, що моделі дефлаграційного й детонаційного горіння дають більшу амплітуду УПХ у момент її формування. Незважаючи на швидке її згасання при закінченні детонації ГПС фронт ударної хвилі буде поширюватись з небезпечними значеннями амплітуди на більшій відстані.

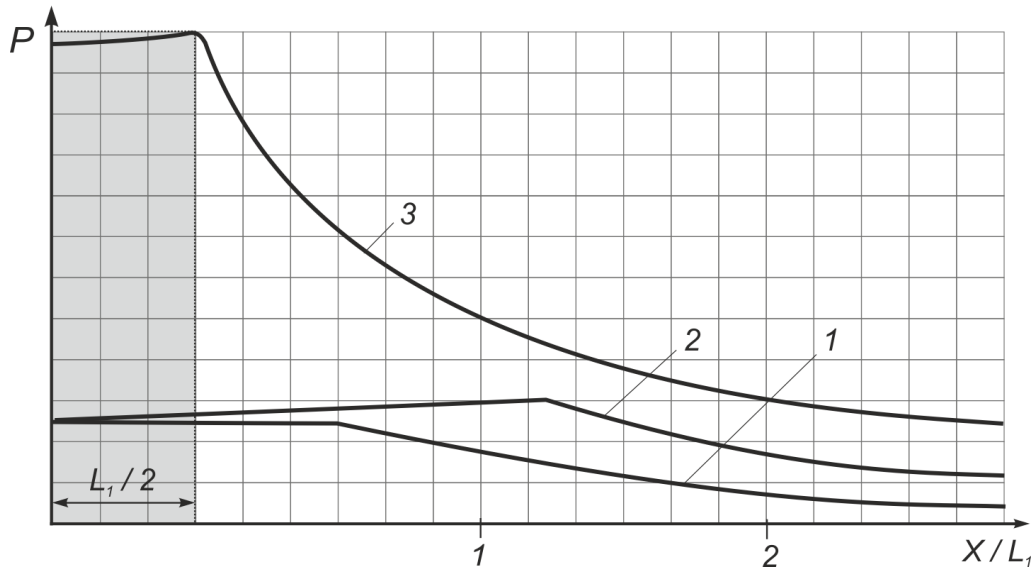


Рисунок 5.38 – Профілі тиску в різних моделях газового вибуху:
 1 – модель миттєвого вибуху; 2 – модель з урахуванням динаміки горіння ГПС в режимі дефлаграції; 3 – горіння в режимі детонації

Таким чином, можна зробити висновок про те, що в розрахунках газових вибухів на основі чисельних методів, необхідно застосовувати моделі хімічної кінетики горіння для одержання фізично обґрунтованих параметрів УПХ [333]. Модель миттєвого об'ємного вибуху у цьому випадку дає занижені значення амплітуд.

Врахування отриманих закономірностей у чинній нормативній методиці розрахунку параметрів УПХ пропонується вирішувати за таким алгоритмом [289]. Якщо в процесі складання розрахункової схеми встановлена можливість ініціювання активної ділянки каналу на контактній поверхні ГПС, то амплітуду УПХ, що поширюється в бік згорання газу, необхідно збільшити, а в протилежному напрямку – зменшити на 5 %. Якщо ініціювання відбувається в проміжку $1/4L_1$ від границі хмари, амплітуду хвилі у бік меншої довжини ГПС не зменшувати. У випадку виникнення детонаційного режиму, тобто якщо відносна довжина активної ділянки більше за 65 одиниць (при захаращеннях – 15) або розрахунковий надлишковий тиск більше 1,6 МПа, то амплітуду УПХ у бік, протилежний руху детонаційної хвилі зменшити на 80 %.

5.6 Дослідження закономірностей ініціювання вибухонебезпечної атмосфери ударною повітряною хвилею

В умовах протяжних споруд можуть виникати кілька ділянок локальних скупчень ГПС. При аварійних вибухах взаємодія УПХ з ними мало вивчена, хоча відомо, що вона має ініціюючу здатність [290]. У роботах Е.О. Мінделі, Б.І. Вайнштейна розглядається запалювальна здатність УПХ при вибуху промислових ВР. Установлюються критерії запалювання за масою заряду, і на їхній основі вдосконалюються методики випробування запобіжних ВР в кутовій мортирі. У роботі [291] вивчається параметри ініціювання МПС в умовах камери згорянь двигунів. Значна кількість досліджень у цьому напрямі проводиться в університетах Китаю [292, 293]. Однак закономірностей ініціювання ГПС з урахуванням хімічної кінетики горіння метану не отримано.

У задачах газової детонації традиційно використовують класичні теорії детонаційних хвиль Чепмена – Жуге й Зельдовича – Неймана – Деринга, які побудовані на основі одномірної моделі стійкої детонаційної хвилі. Сучасні дослідження показують, що ці теорії, як і будь-які інші, є дещо ідеалізованими, основною причиною порушення ідеалу в реальності це нестійкість газодинамічних і хіміко-кінетичних процесів, що проявляється в посиленні слабких збурювань, порушенні одномірності течії, виникненні зламів хвильового фронту тощо [226]. Було встановлено, що існують сильні й слабкі детонаційні хвилі, що поширюються зі швидкостями відмінними від хвиль Чепмена – Жуге, що має місце взаємозв'язок між інтенсивністю ініціюючої ударної хвилі й кінетикою хімічної реакції [235]. Все це проявляється в широкій розмаїтості видимих ефектів газових вибухів, які на сьогоднішній день через недосконалість теорій і, як наслідок, методів розрахунку, важко прогнозувати. Так у роботі [294] встановлюються типи вибухів для умов гірничих виробок (табл. 5.5), які відрізняються від класифікацій, прийнятих у рамках єдиного терміна «пожежовибухонебезпечність».

Таблиця 5.5 – Типи вибухів атмосфери в підземних виробках

	Стадії розвитку вибуху пилогазоповітряних сумішей у підземних виробках							
	Горіння	Спалах	Балансу-ючі вибухи	Слабкі вибухи в початковій стадії розвитку	Слабкі вибухи	Сильні вибухи в початковій стадії їхнього розвитку	Сильні вибухи	Детонаційний вибух
Характер перебігу	Вільне горіння в обмеженому об'ємі	Повільне поширення в обмеженому об'ємі	Мляве поширення із зупинками	Поширення зі стрибками швидкості	Поширення зі стрибками швидкості	Бурхливе поширення	Бурхливе поширення із прискоренням	Дуже бурхливе поширення з граничною швидкістю
Надлишковий тиск на фронті УПХ МПа	<0,01	0,01÷0,02	0,02÷0,06	0,06÷0,15	0,15÷0,3	0,3÷0,65	0,65÷1,7	>1,70
Швидкість поширення УПХ, м/с	0	<367	<416	416÷500	500÷635	635÷1000	1000÷1500	1500÷2500
Швидкість поширення фронту полум'я, м/с	<1	1÷40	40÷100	100÷250	250÷340	340÷660	660÷1000	1000÷2500

У дисертаційній роботі для встановлення параметрів поширення УПХ з урахуванням вибухів локальних скупчень метану використовується чисельне моделювання течій газового потоку із застосуванням математичної моделі ударної труби, в якій врахована хімічна кінетика вибухового горіння метану. Подібна постановка задачі, але без врахування хімічної кінетики горіння, використовувалася в роботі [295].

Математична постановка задачі така. Протяжний канал (рис. 5.39) з одного боку має вільний вихід, з іншого закритий твердою стінкою. В середині каналу, у розрахунковій області, перебуває ділянка, що заповнена МПС (біля тупикової стінки). На деякій відстані від цієї ділянки знаходиться область теплового вибуху, що є джерелом УПХ.

У задачі приймалися такі допущення: вибухова МПС рівномірно розподілена на прямолінійній ділянці, граничні умови теплопровідності в стінку каналу – умови третього роду з постійним коефіцієнтом теплообміну газового потоку зі стінкою $50 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ та теплопровідністю стінки (аргіліт) $2 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, шорсткість стінки каналу відповідає встановленому кріпленню типу СВП-19 з кроком установки 1,0 м.

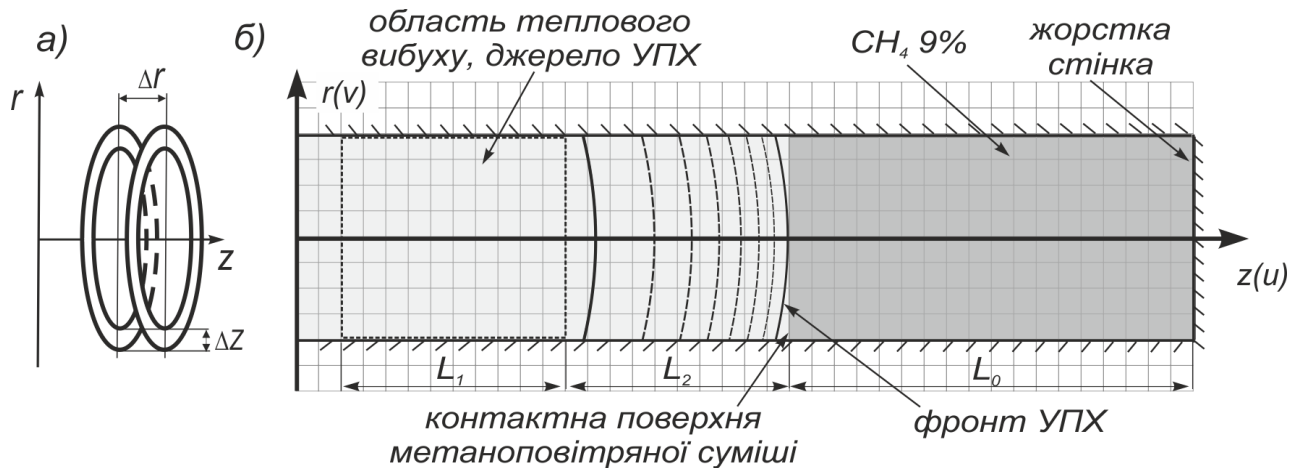


Рисунок 5.39 – Математична постановка задачі: а) в об’ємному поданні, в циліндричній системі координат; б) в плоскому поданні; зліва – тип границі розрахункової області «вільний вихід»; знизу, зверху – тип границі розрахункової області «непротікання»; праворуч – тип границі розрахункової області «жорстка» стінка

Чисельний експеримент проводився для виробки діаметром 2 м, довжина ділянки заповненої МПС $L_0 = 5$ м, відстань від границі загазованої області до джерела УПХ $L_2 = 3$ м, довжина джерела УПХ $L_1 = 3$ м (рис. 5.40). Ділянка, що заповнена МПС розташована в тупику з таким розрахунком, щоб УПХ, пройшовши крізь неї, могла відбитися від твердої стінки. Таким чином, вихідна суміш стискається двічі й можна простежити дію відбитої УПХ на ГПС.

Джерелом УПХ у задачі є ділянка виробки, у якій відбувається миттєвий об’ємний вибух. Надлишковий тиск початкового вибуху можна задавати довільно, що дозволяє регулювати амплітуду тиску у фронті УПХ, тим самим моделюючи різну потужність джерела відстанню до хмари ГПС.

При поширенні УПХ у протяжній споруді відбувається падіння амплітуди хвилі, а при її входженні до хмари ГПС відбувається зміна положення контактної поверхні й концентрації метану всередині хмари за рахунок приведення до руху газу за фронтом УПХ (рис. 5.40). Тому характерним параметром взаємодії УПХ з ГПС будемо вважати амплітуду хвилі в момент проходження фронту хвилі через контактну поверхню області МПС (рис. 5.39).

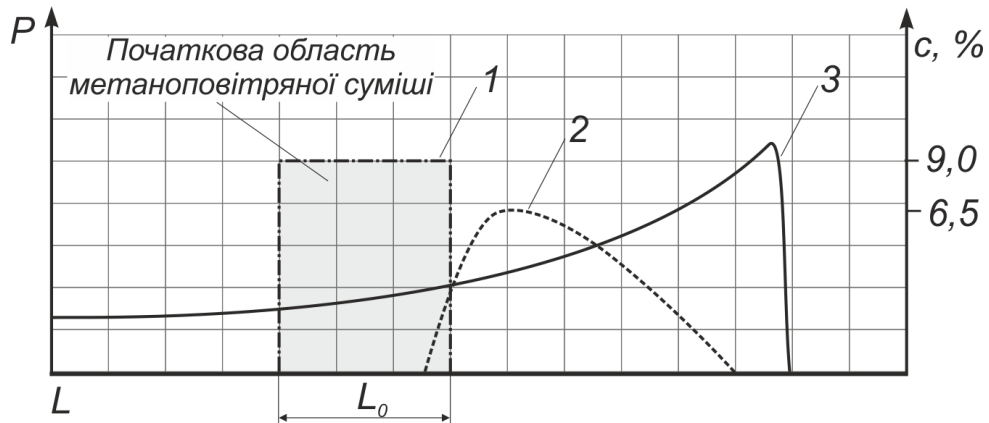


Рисунок 5.40 – Динаміка зміни профілю концентрації метану (c) при проходженні УПХ через МПС без її ініціювання (МПС знаходиться на деякій відстані від тупику): 1 – початкова концентрація метану; 2 – профіль після проходження УПХ; 3 – тиск в ударній хвилі (P)

У чинних нормативних методиках розрахунку параметрів поширення УПХ у підземних виробках максимальне значення надлишкового тиску обмежується величиною 2,8 МПа, тому область варіювання характерного параметра взаємодії УПХ із ГПС встановлена від 0,1 до 3 МПа.

Проведені чисельні експерименти показали, що УПХ із амплітудою до 1,1 МПа, проходячи через ГПС, не чинить на неї ініціюючої дії, відбувається тільки зниження концентрації й зсув хмари за рахунок руху потоку. При амплітуді 1,1 МПа відбувається спалах ГПС, але тільки у відбитій УПХ (тут і далі використовується термінологія за Посібником з оцінювання складу рудничної атмосфери). Причому спалах спостерігається поблизу контактної поверхні, у яку заходив фронт прямої УПХ і під дією якої вона значно змістилася від початкового положення (рис. 5.41а). На момент приходу відбитої хвилі в точку спалаху ГПС (в якій вже існував тиск 0,4 МПа) амплітуда відбитої хвилі мала величину 1,3 МПа. Таким чином, виникнення спалаху на границі хмари відбувається через відносно великий час впливу на цю область прямої хвилі стискання (тобто реалізується необхідний час індукції) і зниження енергії активації під дією стискання [296].

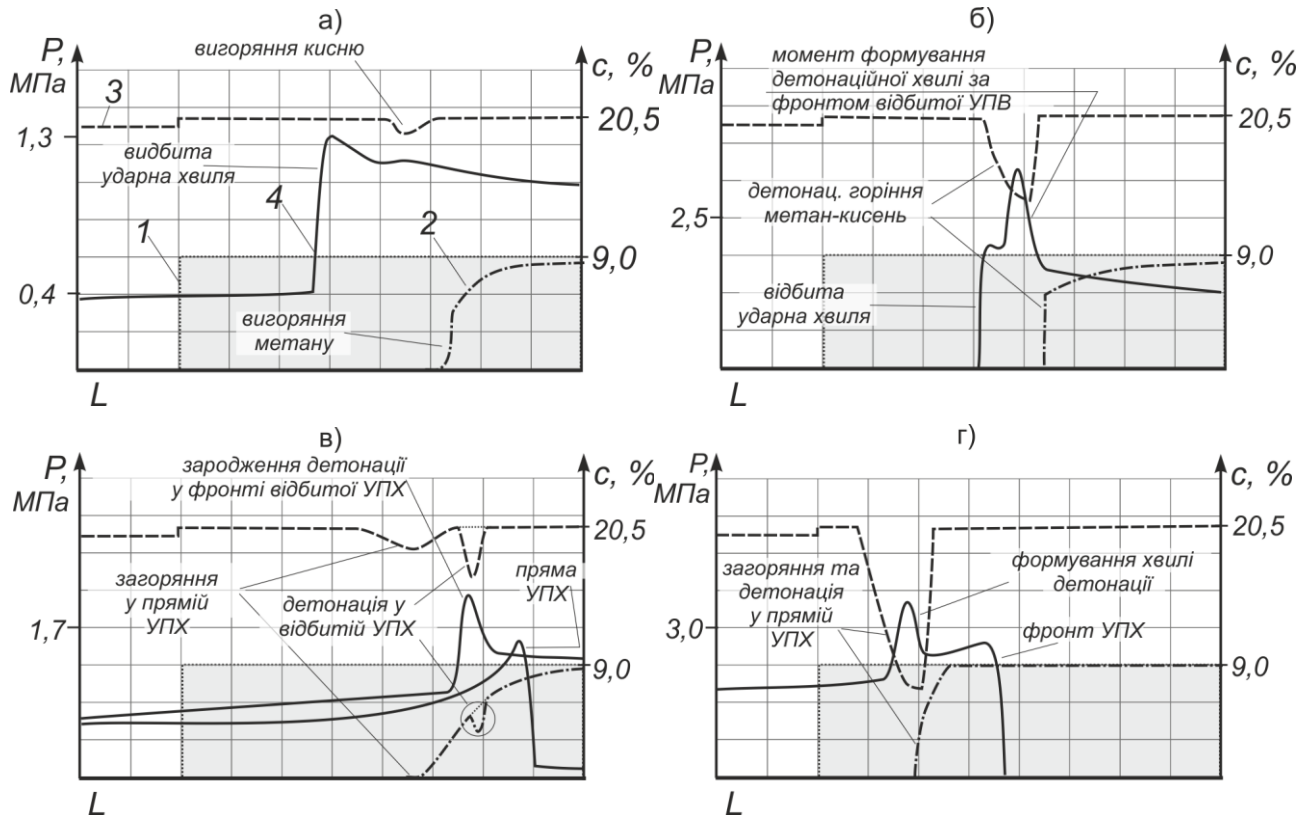


Рисунок 5.41 – Динаміка зміни профілю концентрації метану (c) при проходженні УПХ через МПС: 1 – початкова концентрація метану; 2 – профіль після проходження УПХ; 3 – тиск в ударній хвилі (P)

У діапазоні характерного тиску на фронті УПХ від 1,4 МПа відбувається запалювання ГПС під дією відбитої хвилі, а починаючи з 1,8 МПа виникає перехід горіння, що почалося, у детонацію (рис. 5.41б), що обумовлено первісним адіабатичним стисканням газу у прямій УПХ. Зародження детонаційної хвилі супроводжується різким збільшенням тиску в 10 разів у точці переходу горіння в детонацію [297]. Це добре погоджується з даними робіт [298, 299], де показано підвищення термодинамічної ефективності спалювання газів у режимі детонації й збільшення при цьому ступеня стискання газів в 20 – 30 разів [303].

Починаючи з амплітуди величиною 2,3 МПа відбувається цікаве явище: проходження прямої хвилі викликає запалювання суміші, а відбита хвиля, вертаючись до осередку горіння, прискорює реакцію горіння, переводячи її в режим детонації (рис. 5.41в). Такий ефект спостерігається при синхронізації виділення енергії хімічної реакції горіння й газодинамічних процесів [222].

Стійке запалювання й детонацію МПС викликає пряма УПХ із амплітудою 2,6 МПа (рис. 5.41г). Причому спочатку відбувається запалювання суміші, а потім через 1,7 мс горіння переходить у детонацію, хвиля якої наздоганяє фронт ударної хвилі [296]. Запалювання відбувається, як і в попередніх експериментах, на контактній поверхні (яка встигає зміститися) за фронтом УПХ, тобто до моменту запалювання фронт хвилі встигає просунути вглиб МПС. Зі збільшенням амплітуди УПХ час від виникнення горіння до переходу процесу в детонацію скорочується, точка запалювання зміщується у фронт ударної хвилі, а саме запалювання відбувається в момент входу фронту хвилі в локальне скупчення метану. Такий процес спостерігався при амплітуді 3,7 МПа, час від запалювання до детонації суміші дорівнює 0,15 мс. При амплітуді 4,9 МПа запалювання й детонація виникають одночасно в момент входу фронту УПХ у МПС.

Паралельно з експериментами для стехіометричної суміші виконувалися розрахунки для знижених концентрацій метану. Зменшення концентрації до 6,2 % дещо збільшує межі надлишкових тисків в ударній хвилі, при яких виникає той або інший ефект запалювання й детонації. Надалі, величина тисків для ініціювання детонації сильно зростає й, починаючи від нижньої концентраційної межі горіння й до 3,9 %, відбувається горіння метану за фронтом УПХ без утворення ударних хвиль (за умовою величини амплітуди не менш 2,7 МПа). При подальшому зниженні вмісту метану ініціювання горіння для ймовірних величин амплітуди УПХ не відбувається.

Отримані результати мають досить близьку кореляцію з даними експериментів щодо визначення мінімальних мас запобіжних ВР, що запалюють МВС, які проведені в МакНДІ в дослідному штреку [300]. У результатах досліджень наведені значення критичних амплітуд (які запалюють МПС) у прямих УПХ, що генеруються зарядами ВР із урахуванням вмісту інгібіторів горіння в продуктах детонації. Ці значення, як і очікувалося, вище за величини, що отримані у чисельних експериментах, але їх екстраполяція в нульовий бік вмісту солей-інгібіторів дозволяє вийти на критичні тиски, які визначені в чисельному роз-

рахунку для запалювання чи ініціювання вибуху ГПС у прямій хвилі. Це дозволяє стверджувати, що критичні параметри УПХ, які отримані в цій роботі для різних ефектів ініціювання, є достовірними й порівняними між собою.

Як видно з результатів чисельних експериментів, УПХ, що поширюються у протяжних спорудах, становлять небезпеку з погляду можливого запалювання скупчень метану, хоча й у невеликому діапазоні амплітуд (від 2,6 МПа), реалізованих в умовах підземних виробок. Якщо на шляху поширення УПХ зустрічаються поверхні, що відбивають, у вигляді захаращеного перерізу або різких поворотів, то діапазон амплітуди розширюється до 2,3 МПа (табл. 5.6). Оскільки УПХ із такими амплітудами, в умовах виробок загасають досить швидко, то ініціююча здатність УПХ зберігається тільки поблизу дії джерел вибухів.

Таблиця 5.6 – Закономірності ініціювання локальних скупчень метану ударною повітряною хвилею

Амплітуда у фронті УПХ*, МПа	Пряма УПХ			Відбита УПХ		
	Ініціюючий ефект	Час переходу горіння в детонацію	Місце ініціювання горіння	Ініціюючий ефект	Амплітуда відбитої хвилі в момент ініціювання МПС, МПа	Тиск МПС у місці ініціювання, МПа
< 1,1	–	–	–	–	–	–
1,1	–	–	–	спалах	1,3	0,4
1,4	–	–	–	запалювання у фронті й часткове вигорання метану	1,9	0,8
1,8	–	–	–	запалювання у фронті, перехід у детонацію за фронтом через 350 мкс	2,4	1,0
2,3	запалювання	–	за фронтом	детонація	4,6	1,0
2,6	запалювання, перехід у детонацію	1,26 мс	безпосередньо за фронтом	–	–	–
3,6	запалювання, перехід у детонацію	0,4 мс	безпосередньо за фронтом	–	–	–

* – характерний параметр взаємодії УПХ з ГПС

З практичної точки зору нам необхідно знати, на якій відстані від джерела вибуху і за яких умов може ініціюватися ГПС у локальних скупченнях, а також

яким чином вибух локальних скупчень метану впливає на процес дисипації енергії УПХ. Перше питання можна вирішити з використанням стандартної методики розрахунку амплітуди тиску у фронті УПХ або застосувати регресійні залежності (5.120). Друге питання пропонується вирішувати за таким алгоритмом. Якщо в процесі розрахунку встановлена можливість вибуху локального скупчення метану, то необхідно розрахувати, за чинною методикою, величину тиску вибуху в цьому локальному скупченні метану. Якщо отримане значення перевищує надлишковий тиск в ударній хвилі, що поширилася б до протилежної границі скупчення, то подальший розрахунок продовжувати від цієї границі з новим значенням амплітуди.

За результатами експериментів були отримані функціональні залежності, за допомогою яких можна визначити відстані від джерела вибуху (L_k), при яких можливе ініціювання локальних скупчень метану. Ця відстань залежить від розмірів джерела і початкового тиску в УПХ (P_n). Джерело вибуху – це загазована ділянка виробки від точки запалювання до границі ГПС – повітря. Оскільки на швидкість загасання УПХ впливає не тільки довжина цієї ділянки, але й розмір поперечного перерізу виробки, то залежність була визначена з урахуванням відносної довжини джерела $\bar{L}_2 = L_2/d_n$, де L_2 – довжина джерела, d_n – наведений діаметр виробки. Регресійні рівняння отримані шляхом обробки результатів чисельних експериментів методом найменших квадратів. Експерименти проведені за планом повного факторного експерименту. При розв'язанні рівнянь нелінійної регресії використовувалася лінеаризація методом логарифмування [301]:

$$L_k = \frac{d_n}{(13,04P_n^{-0,1} + 1,3\bar{L}^{-0,1} - 11,7)^9}; \quad L_k^I = \frac{d_n}{(9,92P_n^{-0,3} + 1,37\bar{L}^{-0,3} - 6,1)^3}, \quad (5.120)$$

де L_k – відстань від джерел вибуху, на якій можливе ініціювання локальних скупчень метану в прямій хвилі, м;

L'_k – відстань, на якій можливе ініціювання локальних скупчень метану у відбитій хвилі, розраховується у випадку розташування локального скупчення метану в захаращених ділянках або на різких поворотах виробки, м;

d_n – наведений діаметр виробки, м.

Отримані результати чисельних експериментів щодо ініціювання МПС ударною повітряною хвилею в умовах підземних виробок погоджуються з відомими експериментальними даними. Отримані закономірності запалювання й детонації локальних скупчень метану в прямій і відбитих УПХ дозволяють збільшити ефективність методик визначення безпечних відстаней при аварійних роботах і знизити ризики нещасних випадків для персоналу.

Висновки до розділу 5

1. Уперше розроблено новий підхід у реалізації чисельної схеми модифікованого методу великих частинок, що дозволяє виконувати спільне розв'язання задачі газодинаміки й хімічної кінетики вибухового горіння газоповітряної суміші. Розроблена схема чисельного моделювання хімічного механізму вибухового горіння, яка заснована на теорії термодинаміки й макрокінетики реакції окислювання вуглеводнів. Чисельна схема дозволяє визначати режим горіння й, відповідно, динаміку формування й поширення ударної повітряної хвилі в протяжних спорудах.

2. Уперше встановлено макрокінетичні параметри реакцій для моделювання одностадійного запалювання й горіння найбільш імовірних вуглеводнів в атмосфері протяжних споруд у режимі дефлаграції й детонації. Виконано узгодження кінетичних характеристик реакції за рівнянням Арреніуса – передекспоненти й ефективної енергії активації, за газодинамічними показниками протікання реакції вибухового горіння для умов протяжних споруд. Отримані пара-

метри макрокінетики дозволяють застосовувати прості кінетичні механізми в практичних розрахунках процесів дефлаграційного й детонаційного горіння та прогнозувати з достатнім ступенем точності параметри аварійних вибухів в умовах протяжних споруд.

4. Науково обґрунтовано критерії оцінювання адекватності математичної моделі ударної труби, виконано оцінювання адекватності моделі за результатами чисельного експерименту, встановлено, що розбіжність результатів розрахунку в чисельному експерименті й аналітичному розрахунку не перевищують 1,5 %.

5. Запропоновано, на основі теплової теорії запалювання, аналітичне розв'язання задачі запалювання ГПС методом інтегрального балансу щодо знаходження нестационарного розподілу температури в тепловому шарі поблизу теплового джерела запалювання. Показана збіжність результатів розрахунку в моделі ударної труби з результатами аналітичного рішення в частині виконання критерію запалювання МПС для різних концентрацій горючого компонента. Виконаний аналіз точності обчислювального процесу дозволяє застосовувати чисельний метод у практичних розрахунках при визначенні безпечних умов експлуатації устаткування з урахуванням прогнозування наслідків аварійних ситуацій.

6. У рамках фізико-математичної моделі ударної труби, що враховує хімічну кінетику горіння метаноповітряної суміші, досліджено задачі про вплив режиму горіння й місця ініціювання на параметри УПХ в протяжних спорудах, що дозволяє достовірно оцінювати, залежно від умов, динаміку вибухового навантаження захисних споруд.

7. Встановлено закономірності динаміки вибухового горіння газоповітряної суміші залежно від розташування точки її ініціювання: у режимі дефлаграційного горіння ГПС, з ініціюванням на границі хмари, амплітуда хвилі, що поширюється у бік горіння збільшена на 10 % у порівнянні з протилежною УПХ, яка, у свою чергу, має в 3,6 рази більшу довжину. У цьому ж випадку, але

у режимі детонації, спостерігається ефект спрямованого вибуху, при якому утворюється УПХ, що рухається в бік руху детонаційної хвилі з амплітудою тиску в 5 разів більше ніж в ударній хвилі, яка рухається в протилежному напрямку. Модель миттєвого об'ємного вибуху, у порівнянні з моделями горіння, дає занижені початкові значення амплітуд ударної хвилі.

8. Вперше встановлено закономірності запалювання локальних скупчень метану ударною повітряною хвилею для умов протяжних каналів (табл. 5.6) з використанням модифікованої моделі чисельного розрахунку ударної труби.

Результати, наведені в розділі, опубліковані в таких роботах автора [73, 225, 262, 267, 279, 289, 301, 327, 328, 333].

РОЗДІЛ 6

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ ПОШИРЕННЯ УДАРНИХ ПОВІТРЯНИХ ХВИЛЬ ПО МЕРЕЖІ ВИРОБОК І РОЗРОБЛЕННЯ СПОСОБІВ УПРАВЛІННЯ ЇХНІМ ПОШИРЕННЯМ

Одним із завдань визначення параметрів поширення ударної повітряної хвилі є встановлення ступеня її трансформації при проходженні через сполучення галерей (виробок), де відбувається зміна напрямку поширення, зміна перерізу виробки, відгалуження частини потоку та ін. Трансформацію ударної хвилі (зміну амплітуди, швидкості, часу дії позитивної фази τ_+ , імпульсу) у більшості досліджень розглядають як зменшення надлишкового тиску у фронті хвилі. Ступінь трансформації амплітуди хвилі виражається у вигляді коефіцієнта згасання (ослаблення):

$$k_3 = \Delta P_2 / \Delta P_1, \quad (6.1)$$

де k_3 – коефіцієнт загасання;

ΔP_1 , ΔP_2 – надлишковий тиск у фронті УПХ до й після сполучення виробок.

Для умов підземних виробок ступінь трансформації УПХ на сполученнях, у вигляді коефіцієнта загасання, були встановлені емпіричним шляхом для деяких типів сполучень виробок. Причому набір факторів, які впливали на цей коефіцієнт, був мінімальним: перетин вхідного й вихідного каналів і кут зміни напрямку руху.

Для умов поширення УПХ на об'єктах цивільного захисту в методиці розрахунку використовується коефіцієнт затікання ударних хвиль за сполучення виробок, який залежить від багатьох факторів, у т.ч. і від надлишкового тиску у фронті вхідної УПХ.

Незважаючи на значний обсяг досліджень, питання про ступінь трансформації УПХ на сполученнях виробок остаточно не вирішене, тому що спостері-

гаються значні розбіжності у величинах цих коефіцієнтів і визначенні закономірностей їх змін у різних нормативних документах і дослідженнях. Наприклад, для сполучення двох виробок під прямим кутом (Γ -подібний поворот) і однакових перетинів до і після сполучення коефіцієнти загасання становитимуть: за експериментальними даними [305] – 0,67; розрахунок [305] – 0,8; розрахунок [306] – 0,82 – 0,99. Аналогічно для Y -подібного сполучення при переході УПХ у відгалуження під гострим кутом: 0,42/0,40/0,61 – 0,66; для тупого кута: 0,3/0,28/0,53 – 0,7; хрестоподібне сполучення, поворот під прямим кутом: 0,16/0,2/0,42 – 0,50. У роботі [307] проаналізовані співвідношення коефіцієнтів для 177 варіантів параметрів 13-ти типів сполучень. У деяких випадках збіжність була задовільною, але в більшості випадків розбіжності істотні.

Крім цього, у керівних документах з проектування сховищ цивільного захисту [306] враховується те, що при проходженні деяких видів сполучень, у відносно слабких УПХ, амплітуда хвилі може збільшуватися. Там же враховується вплив на ступінь ослаблення величини надлишкового тиску у фронті хвилі. Ці фактори не враховані в нормативних документах для вугільних шахт [173] незважаючи на те, що фізично це єдиний процес.

Таким чином одним із завдань цього розділу є завдання розроблення універсальної методики розрахунку коефіцієнта трансформації УПХ для будь-яких типів сполучень, у тому числі тих, що складаються з декількох типових.

6.1 Обґрунтування методики розрахунку ступеня трансформації параметрів ударних повітряних хвиль на сполученнях виробок

У цей час найбільш перспективним методом вивчення газодинамічних процесів є математичне моделювання шляхом чисельного розв'язання системи нелінійних диференціальних рівнянь газової динаміки. На підставі цих методів розроблені ефективні CFD моделі, що дозволяють детально вивчити фізичні процеси.

У цій роботі процес поширення фронту УПХ через сполучення виробок досліджено на прикладі дослідної ділянки Г-подібного сполучення виробок під прямим кутом, із співвідношенням перетинів першої та другої гілки, що дорівнює одиниці.

Виробки прямокутного перерізу розміром 1x1 м, довжина виробки до сполучення 5 м – гілка 1, після сполучення 20 м – гілка 2 (рис. 6.1). Ударна повітряна хвиля в гілці 1 генерується джерелом миттєвого об'ємного вибуху в тупиковій частині виробки, довжиною 1 м.

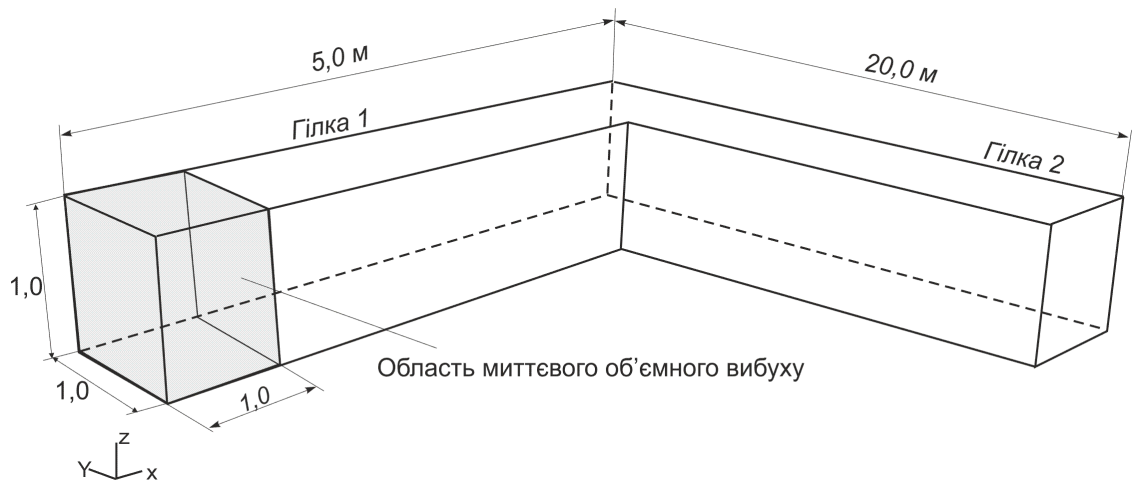


Рисунок 6.1 – Схема дослідної ділянки сполучення протяжних каналів

Для вирішення завдання використовується система математичного моделювання руху рідини й газу FlowVision 2.5.4 [308]. У програмному комплексі чисельна реалізація задачі виконується методом кінцевих обсягів – методом інтегрування систем диференціальних рівнянь у частинних похідних. У якості останніх використовується рівняння відповідної моделі внутрішньої турбулентної течії повністю стиснутого середовища, а саме: рівняння Нав'є – Стокса (6.2) – (6.3); рівняння стану (6.4); рівняння збереження енергії (6.5).

$$\frac{\partial \rho V}{\partial t} + \Delta(\rho V \otimes V) = -\nabla P + [(\mu + \mu_1)(\nabla V + (\nabla V)^T)] + S; \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho V) = 0; \quad (6.3)$$

$$P_{abc} = \frac{\rho R_0 T_{abc}}{M}; \quad (6.4)$$

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla(\rho V h) = \nabla \left(\left(\frac{\lambda}{c_p} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \nabla h \right) + Q; \quad (6.5)$$

де $S = (\rho - \rho_{hyd})g + \rho B + R$;

∇ – оператор Гамільтона;

Δ – оператор Лапласа;

ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості;

$\vec{v} = (v^1 \dots v^n)$ – векторне поле швидкостей;

C_p – питома теплоємність;

λ – молекулярна теплопровідність;

M – молекулярна вага газу;

μ_t – турбулентна динамічна в'язкість;

Pr_t – турбулентне число Прандтля;

R_0 – універсальна газова постійна;

Sc – число Шмідта;

Sc_t – турбулентне число Шмідта;

Q – теплота;

μ – молекулярна динамічна в'язкість.

Невідомі P і \vec{v} є функціями часу t та координати x , $x \in \Omega$, где $\Omega \subset R^n$, $n=2, 3$ – тримірна область, у якій рухається газ.

Рівняння (6.2) – (6.5) замикаються рівняннями стандартної k - ϵ моделі турбулентності.

Математична постановка задачі така (рис. 6.2): розглядається потік газу, який повністю стискається, рухаючись у прямокутному каналі незмінного перерізу. Геометрія каналу в площині XU має поворот під кутом 90° . Стінки каналу абсолютно жорсткі. Початкові умови: тиск газу в каналі $P_0=0,1$ МПа, швидкість газу $v=0$ м/с, фізичні характеристики газу відповідають атмосферному повітрю.

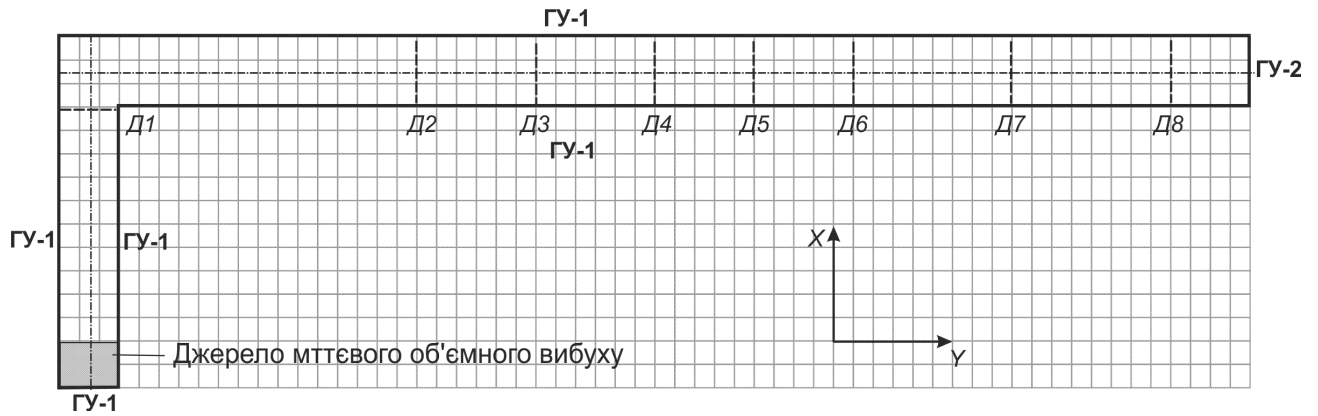


Рисунок 6.2 – Математична постановка задачі: ГУ-1 – граничні умови стінки; ГУ-2 – граничні умови вільний вихід; Д1 ... Д8 – датчики тиску, що реєструють тиск на поперечній осі каналу

Джерело об'ємного миттєвого вибуху розташовано в тупиковій частині гілки 1, на відстані 3 м від сполучення. Відстань визначається за умови формування стійкого фронту УПХ та мінімізації розміру розрахункової області.

Для дослідження процесу в системі FlowVision 2.5.4 був розроблений варіант розв'язання задачі (рис. 6.2). Контроль параметрів поширення УПХ по каналу виконувався в 10 перерізах: два перерізи – уздовж повздовжніх осей гілки 1, 2 та восьми поперечних перерізах – датчики 1...8 (рис. 6.2). У цих перерізах виконувалась реєстрація тисків та побудова графіка для кожної ітерації розрахунку за часом. Чисельне інтегрування рівнянь масопереносу виконувалось за допомогою неявної різницевої схеми розщеплення.

На рис. 6.3 показані етапи чисельного експерименту – поширення ударної повітряної хвилі: а) входження ударної хвилі в сполучення, б) перехід прямої хвилі в другу виробку, в) виникнення відбитої хвилі від стінки гілки 2 і формування на її основі додаткового фронту УПХ в каналі 2.

У випадку невеликих надлишкових тисків відбита на сполученні хвиля може підсилювати фронт, що пройшов за сполучення.

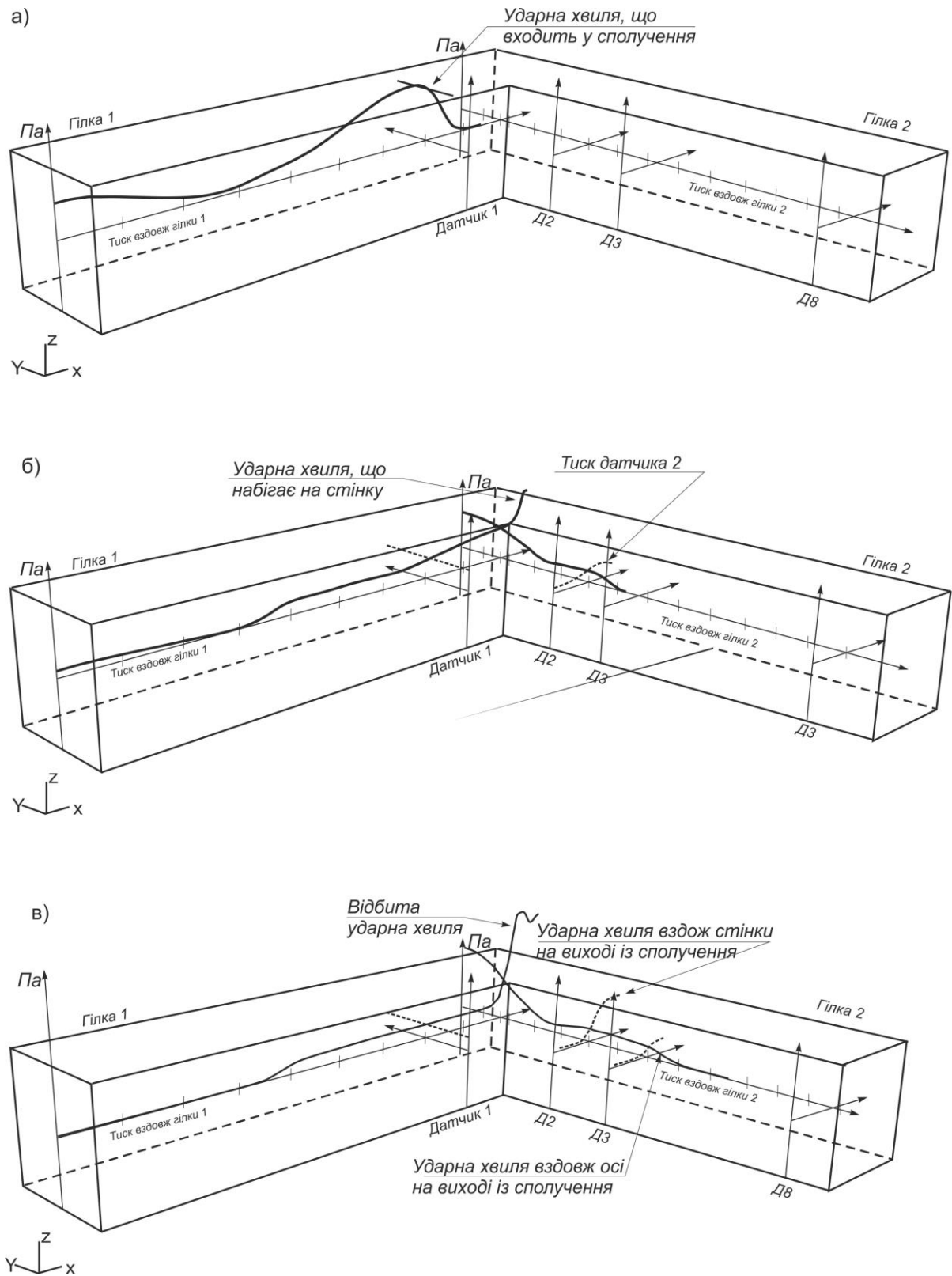


Рисунок 6.3 – Поширення ударної повітряної хвилі у вигляді поздовжніх і поперечних двовимірних графіків у різні моменти часу:
 а) 6 мс; б) 10 мс; в) 15 мс; (датчики Д4..Д7 не показані)

Як видно з експерименту, процес має сильно виражений ударно-хвильовий характер. При цьому в гілці 2 виникає складна хвильова картина, пов'язана з косим відбиттям прямих і відбитих УПХ. З цієї причини за сполученням максимум амплітуди у фронті УПХ виникає по черзі біля лівої та правої стінки (рис. 6.4). З часом, поширюючись по виробці, фронт вирівнюється. Таке вирівнювання може відбуватися на досить великих відстанях. Наприклад, для умов експерименту й тиску у фронті при вході в сполучення (вхідний тиск) 0,5 МПа відстань становить не менше 10 м, для 1 МПа – не менше 20 м (рис. 6.5).

У раніше проведених шахтних експериментах за результатами яких визначали коефіцієнт затікання (6.1), ΔP_1 і ΔP_2 вимірювали за 2 – 3 м до сполучення й через 3 – 4 м після сполучення.

Як видно із чисельного експерименту, такий підхід не зовсім точно відображає ступінь впливу геометрії сполучення на зменшення амплітуди. Це відбувається з кількох причин: 1) залежно від відстані між точками вимірювання ΔP_1 і ΔP_2 коефіцієнт загасання буде змінюватися через зміну шляху, пройденого хвилею (змінюється об'єм повітряних мас, що втягуються в рух); 2) на зменшення амплітуди впливає шорсткість стінок виробки, тому при збільшенні відстані між точками вимірювання або величини шорсткості стінок коефіцієнт затікання більшою мірою буде залежати від впливу шорсткості, що не припустимо при визначенні коефіцієнту; 3) складна ударно-хвильова картина за сполученням виробок сильно впливає на точність вимірювання ΔP_2 особливо, як видно із чисельного експерименту, поблизу сполучення.

Датчики тиску за своїми фізичними розмірами у порівнянні з поперечними розмірами фронту УПХ є точкою й зафіксувати максимум амплітуди, що поширюється в цій області під змінним кутом до осі виробки, досить складно. Перенос датчика до зони виробки, де фронт хвилі вирівнюється до плоского (за оцінками на 10 – 20 м), неможливо, тому що через перші дві причини вплив безпосередньо геометрії сполучення на зміну параметрів хвилі стане меншим, ніж вплив інших факторів.

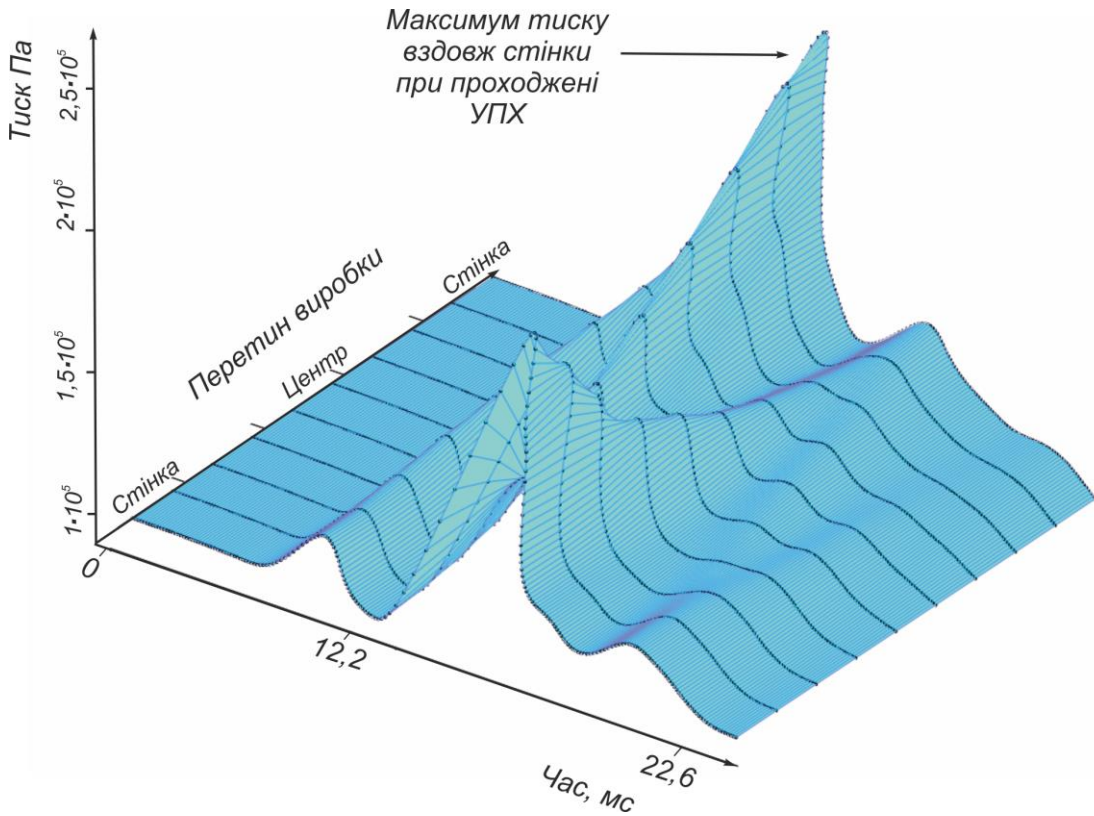


Рисунок 6.4 – Динаміка поля надлишкового тиску у вигляді поверхні в перерізі датчика Д2

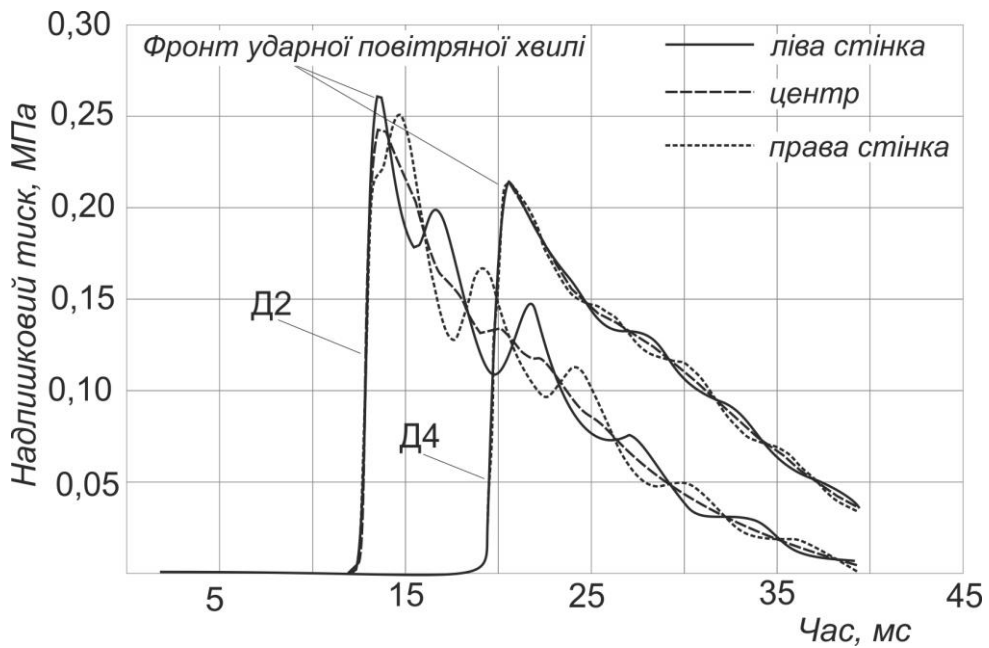


Рисунок 6.5 – Динаміка вирівнювання фронту ударної повітряної хвилі: надлишковий тиск за сполученням виробок у перерізі датчика Д2 і Д4

Усі разом ці причини спричиняють похибку у визначенні коефіцієнта трансформації, і тому однозначно визначити його в цих умовах неможливо. Імовірно, ці причини призвели до істотних відмінностей значень k_3 у раніше проведених дослідженнях.

У зв'язку з цим виникає питання як визначити коефіцієнт затікання, щоб уникнути впливу сторонніх факторів. Перше припущення – встановити точки вимірювання вхідного й вихідного тиску на геометричній границі входу й виходу зі сполучення. Однак такий підхід не працює у випадку суміжних границь, тому що течія газового потоку є безперервною і виникнення надлишкового тиску на границі входу одразу викликає практично такі ж зміни на виході (рис. 6.6а, 6.6б). Якщо ж сполучення без відгалуження, границя входу й виходу взагалі збігаються (рис. 6.6в).

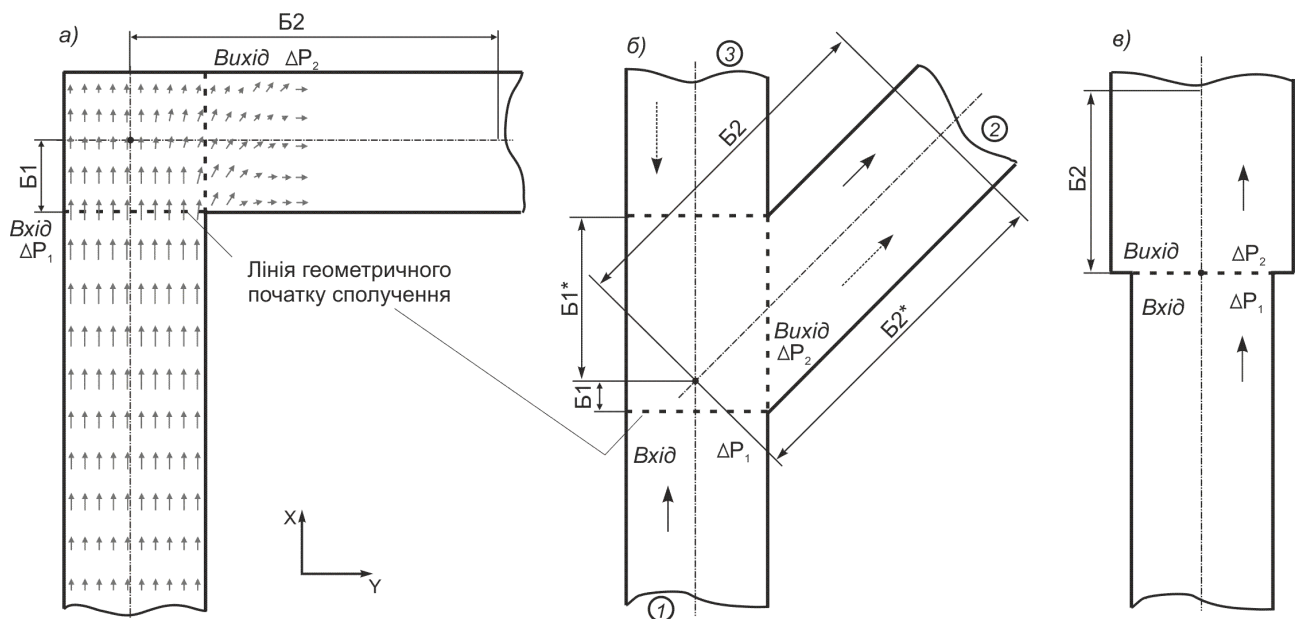


Рисунок 6.6 – Течія газового потоку на суміжних геометричних межах входу в сполучення виробок і виходу з нього: а) поворот 90° ; б) У-подібне сполучення, показано два варіанти напрямків потоку $1 \rightarrow 2$ і $3 \rightarrow 2$; в) прямолінійне сполучення без відгалуження

З метою нівелювання впливу факторів, не пов'язаних із проходженням УПХ через сполучення виробок, у роботі пропонується така універсальна мето-

дика визначення ступеня трансформації параметрів УПХ із застосуванням CFD моделювання [309]. Основна ідея методики – це визначення відношення величини амплітуди УПХ після проходження сполучення до величини амплітуди в паралельному експерименті, де УПХ проходить такий же шлях на лінійній ділянці виробки, в ідентичних умовах, але без сполучення, тобто без зміни напрямку, площі перерізу, відгалуження та інших факторів характерних для сполучення (рис. 6.7) (додаток К). Ідентичні умови в паралельному експерименті передбачають умови виробки за сполученням (гілка 2). У такий спосіб будуть виділені геометричні фактори впливу сполучення на трансформацію амплітуди тиску.

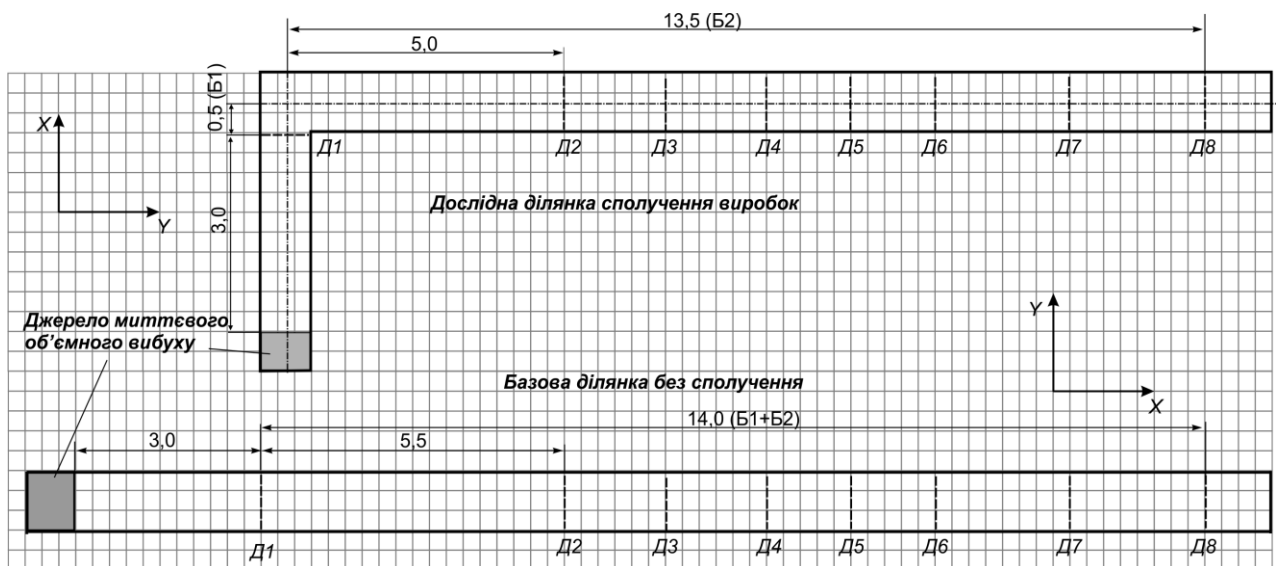


Рисунок 6.7 – Схема проведення паралельного експерименту для встановлення ступеня впливу сполучення на трансформацію ударної повітряної хвилі

Коефіцієнт ослаблення в цьому випадку визначається зі співвідношенням:

$$k_{\text{зат.}} = \Delta P_2^{\text{дослід}} / \Delta P_2^{\text{база}}, \quad (6.6)$$

де $\Delta P_2^{\text{дослід}}$ – надлишковий тиск у фронті УПХ після проходження через сполучення виробок;

$\Delta P_2^{база}$ – надлишковий тиск у фронті, у паралельному експерименті (УПХ поширюється в аналогічних умовах, але без сполучення).

Для реалізації цієї методики введені такі поняття (рис. 6.6): лінія входу УПХ – це лінія геометричного початку сполучення; база – це довжина шляху, що пройшла УПХ у межах сполучення та після нього на деяку відстань. Базова відстань складається із двох частин і вимірюється по осях виробок: відстані від геометричного початку сполучення до точки перетину осей виробок (Б1, Б1*) і відстані від точки перетину осей виробок до границі базової ділянки (Б2, Б2*). Ця ж відстань встановлюються в паралельному чисельному експерименті (рис. 6.7). На ділянці Б2 виконується реєстрація амплітуди УПХ за допомогою декількох датчиків. Датчик – це точка, у якій реєструється розподіл параметра в поперечній площині, у кожний момент часу експерименту. У зв'язку зі складною хвильовою картиною й дискретною течією чисельного експерименту в часі на ділянці Б2 розташовується кілька датчиків на трьох різних відстанях (Д2 – Д8). Це дозволяє зареєструвати просторово-часове поле тиску у виробці, і шляхом статистичної та графічної обробки виділити фронт УПХ й амплітуду надлишкового тиску на цій ділянці (рис. 6.4, 6.5).

Датчик Д1 служить для реєстрації вхідного тиску у фронті УПХ ($\Delta P_{вх}$). У паралельних експериментах значення $\Delta P_{вх}$ встановлюється однаковим. Так само встановлюються ідентичні умови у виробці до сполучення. Це дає можливість порівнювати результати експериментів на базовій та дослідній ділянці.

Таким чином, за наведеною методикою було виконано кілька серій чисельних експериментів для вхідного значення надлишкового тиску в УПХ $\Delta P_{вх} = 0,093; 0,185; 0,527; 0,784; 1,14$ МПа (значення зафіксовані датчиком Д1). У цих серіях реєструвався надлишковий тиск у фронті УПХ для експерименту на дослідній ділянці й у паралельному базовому експерименті. За результатами для кожного експерименту та усіх датчиків було визначено коефіцієнт згасання (табл. 6.1). Осциляції значень k_3 за даними різних датчиків (табл. 6.1) викликані дискретністю чисельного розрахунку (рис. 6.8).

Таблиця 6.1 – Результати серії чисельних експериментів з надлишковим тиском у фронті УПХ $\Delta P_{\text{вх}} = 0,784$ МПа

Датчик	База, м	Вихідний макс. тиск за сполученням, Па	Вихідний макс. тиск на прямолінійній ділянці (база), Па	k_3	Амплітуда тиску в поперечному перерізі виробки
Д2	5,5	361352	454530	0,795	0,84
Д3	7,5	310564	392621	0,791	0,93
Д4	9,5	275509	347864	0,792	0,98
Д5	10,5	263035	332534	0,791	0,99
Д6	11,5	250364	312955	0,800	1,00
Д7	13,0	212302	258904	0,820	1,00
Д8	14,0	199465	242658	0,822	1,00
	Середнє			0,801	

Величина похибки, викликана цими осциляціями, була оцінена в додаткових експериментах, де на одній точці реєстрації встановлювалася серія датчиків з кроком 0,01 м: один у відповідній точці та по три датчики до й після точки реєстрації, усього 7 датчиків. У звичайних експериментах ці осциляції нівелюються шляхом визначення середнього значення k_3 . Похибка розрахунку не перевищує 1 %.

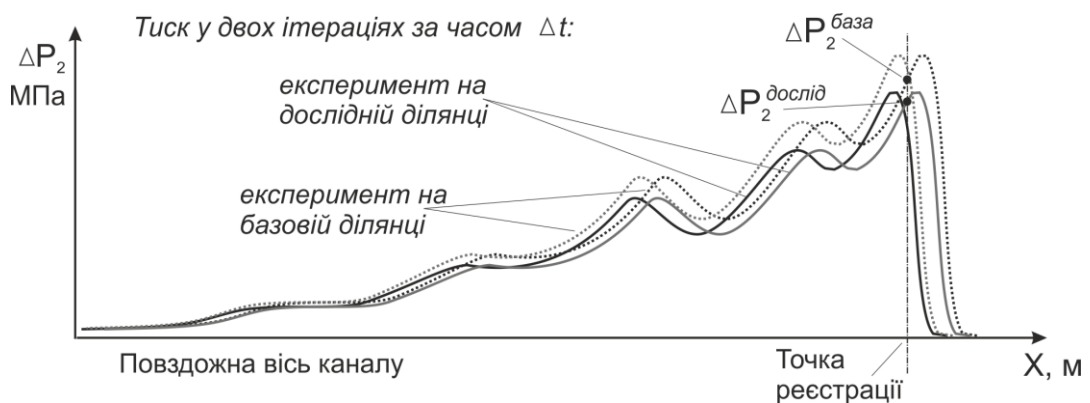


Рисунок 6.8 – Схема виникнення осциляцій в чисельному експерименті

У табл. 6.1 зміна амплітуди УПХ показує співвідношення мінімального її значення до максимального в поперечному перерізі виробки, що характеризує ступінь вирівнювання фронту щодо її осі. При значенні 1,0 фронт стає плоским.

Значення коефіцієнта згасання в інших серіях чисельного експерименту представлені в табл. 6.2. Для порівняння у таблиці наведені значення k_3 за даними досліджень інших авторів.

Таблиця 6.2 – Результати серії чисельних експериментів для сполучення каналів без зміни перерізу, під кутом 90°

Вхідний тиск, $\Delta P_{\text{вх}}$ МПа	k_3	Значення k_3 за даним досліджень інших робіт		
		[307] розрахунок	[305] експеримент	[305] розрахунок
0,093	0,96	0,82 – 0,99	0,67	0,80
0,185	0,95			
0,527	0,87			
0,784	0,81			
1,140	0,74			
2,030	0,65			

Як видно з табл. 6.2, запропонована методика однозначно визначає ступінь трансформації УПХ у місцях сполучення виробок і виявляє залежність коефіцієнта згасання від величини надлишкового тиску у фронті хвилі. Причому зі зменшенням надлишкового тиску ступінь ослаблення хвилі зменшується. Це підтверджується проведенням паралельного чисельного експерименту стаціонарної течії – руху потоку газу через сполучення без хвильових збурювань.

Для уможливлення використання отриманих результатів в умовах довільних значень $\Delta P_{\text{вх}}$ знайдена функціональна залежність $k_3 = f(\Delta P_{\text{вх}})$ (вірогідність апроксимації $R^2=0,997$):

$$k_3 = 0,052\Delta P_{\text{вх}}^2 - 0,276\Delta P_{\text{вх}} + 0,994. \quad (6.7)$$

Таким чином, розроблена методика чисельного експерименту визначення коефіцієнта згасання УПХ з урахуванням надлишкового тиску при її поширенні через сполучення каналів. Методика дозволяє виділити вплив тільки геометрії сполучення й нівелювати вплив інших факторів на ступінь ослаблення хвилі.

6.2 Особливості застосування методики розрахунку коефіцієнта затікання ударних повітряних хвиль за сполучення каналів

Наявні аналітичні розв'язання задачі, які виконувались раніше [310], мають припущення, що істотно спрощують постановку задачі: плоский фронт УПХ формується в безпосередній близькості за сполученням каналів та визначається лише потоком прямої УПХ, що пройшла за сполучення (рис. 6.9).

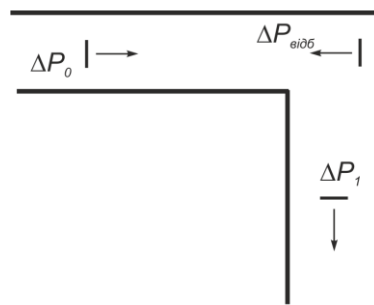


Рисунок 6.9 – Схема хвильових фронтів: індекси 0 – вхідна (пряма) хвиля; відб – відбита хвиля; 1 – хвиля, що пройшла через сполучення каналів

Однак, як показано в попередньому пункті, при виникненні різких змін у напрямку руху газового потоку й за наявності пружних властивостей середовища існує значна зона пульсацій і несталого руху потоку (тобто такого, що не збігається з віссю каналу), що сильно впливає на дисипацію енергії потоку. Ступінь пульсацій залежить від співвідношення параметрів газового потоку (швидкості, щільності, амплітуди хвилі) і параметрів геометрії сполучення (форми, розмірів, кута зміни напрямку поширення).

Також, як показано в [311, 312], за наявності поверхонь, що відбивають, у точці відбиття виникає джерело, хвиля від якого поширюється в обидві гілки сполучення. У цьому випадку виникає множинне відбиття УПХ. У каналі, з якого приходить пряма хвиля, відбита хвиля швидко згасає через зустрічний рух потоків, а в каналі за сполученням відбита хвиля буде рухатися за головною, утворюючи результуючу та підсилюючи фронт прямої хвилі, тобто буде

працювати принцип суперпозицій і ефект збільшення швидкості хвилі в більш щільному середовищі. У наявних аналітичних розв'язаннях задачі враховується лише відбита хвиля, яка поширюється у напрямку, зворотному від сполучення (рис. 6.9).

Описаний у попередньому пункті метод чисельного моделювання дозволяє моделювати систему каналів із внутрішніми турбулентними течіями. Система каналів може бути, як лінійна, так і розгалужена, будь-якої форми перерізу каналу (рис. 6.10).

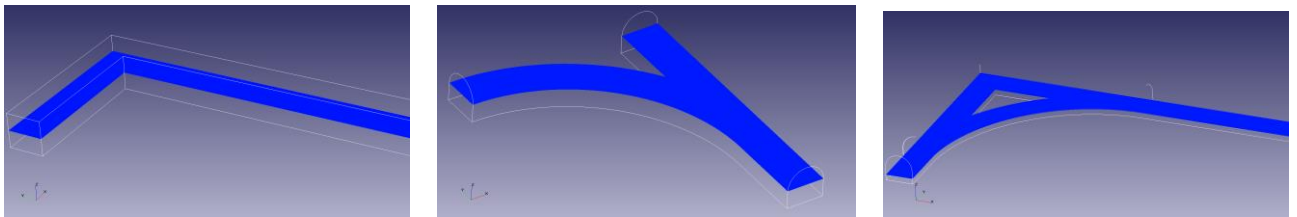


Рисунок 6.10 – Приклади варіантів сполучень каналів

Розглянемо варіант поширення УПХ через Г-подібне (90°) сполучення каналів рівного перерізу прямокутної форми. Побудова розрахункової області у вигляді геометричної тривимірної моделі сполучення виконується у програмному комплексі Solid Works. Для розбивки області розрахунку розрахунковою сіткою застосуємо прямокутну адаптивну локально здрібнену сітку (рис. 6.11).

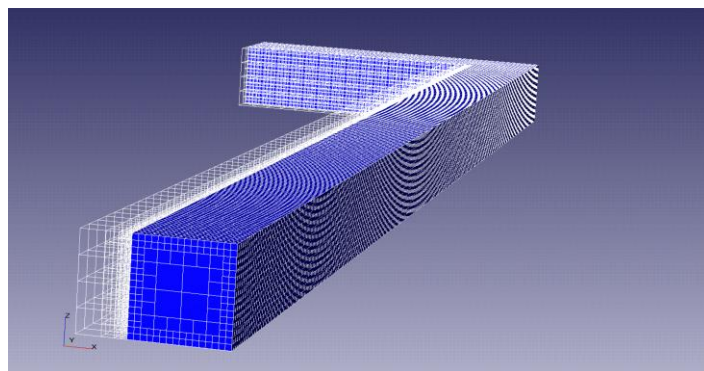


Рисунок 6.11 – Адаптивна сітка розрахункової області сполучення каналів з локальним подрібненням третього рівня уздовж стінок

Можливість адаптації цієї сітки дозволяє обчислювати малі деталі геометрії в кутових областях та високі градієнти величин, що розраховуються, зокрема, рух надзвукового потоку уздовж стінки каналу. У розрахунку прийнятий третій рівень адаптації уздовж поверхні стінок каналів.

Однією зі складнощів розв'язання задачі була постановка умов на штучних границях розрахункової області. Вектор швидкості потоку, при встановленні граничних умов розкладається на нормальну й тангенціальну складову, при цьому нормаль спрямована всередину розрахункової області (рис. 6.12).

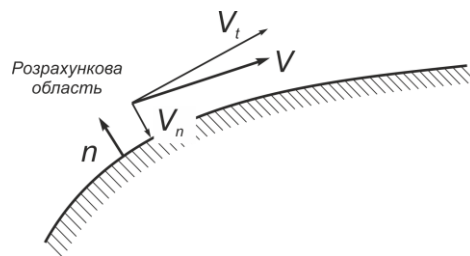


Рисунок 6.12 – Компоненти швидкості на границі розрахункової області

Граничні умови для обраної моделі такі.

1) Тип «стінка» – логарифмічний закон, встановлюється на стінках каналів з еквівалентною пісочною шорсткістю, що створюється несучими конструкціями:

– умова непротікання $V_n = 0, V_t = 0$;

– пристінкові умови $\tau_w = \mu \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=0}$, y – значення шорсткості.

2) Тип Риман, встановлюється на площі виходу, моделює до-, транс- і надзвукові втікання й витікання через поверхню:

– $T = T_\infty, V = \{V_x, V_y, V_z\}_\infty, P = P_\infty$.

На границі вважаються виконаними такі співвідношення:

$$V_{n,b} = \frac{1}{2}(R_1 + R_2) \quad c_b = \frac{1}{4}(R_1 - R_2)(\gamma_b - 1)$$

де $R_1 = V_{n,cell} + \frac{2c_{cell}}{\gamma_{cell} - 1}$, якщо $V_{n,cell} + c_{cell} < 0$ – надзвуковий вихід;

$R_2 = V_{n,\infty} - \frac{2c_\infty}{\gamma_\infty - 1}$, якщо $V_{n,cell} - c_{cell} > 0$ – надзвуковий вхід;

$\gamma_b = \sqrt{\gamma_\infty \gamma_{cell}}$; R_1, R_2 – інваріанти Римана;

індекси: ∞ – значення у нескінченності; b – значення на границі; $cell$ – значення в центрі мас комірки $n - 1$ шару.

У процесі розрахунку точність чисельного розв'язання рівняння конвективного переносу залежить від орієнтації потоку щодо розрахункової сітки. Найсильніше схемні похибки розв'язання проявляються при діагональному, «скошеному» потоці рідини відносно комірок сітки. У задачі такі потоки виникають у вихровій зоні за сполученням. Для підвищення точності розрахунку застосовується «скошена» розрахункова схема. Застосування цієї схеми збільшує час розрахунку рівняння конвективного переносу приблизно вдвічі.

Параметри методу для розрахунку розривних течій значно відрізняються від розрахунку стаціонарних процесів. Одним з обмежувальних параметрів є крок за часом τ , що визначається умовою Куранта – Фрідрікса – Леві (CFL):

$$\tau_{\text{exp}} < \tau_{\text{min}} = \min_{k,i=1..3} \frac{h_{ki}}{u_{ki}}, \quad (6.8)$$

де τ_{min} – мінімальний крок за часом;

h_{ki}, u_{ki} – розмір k -ї комірки й швидкість у напрямку осі x_i .

Вибір кроку за часом здійснюється через встановлення явного й неявного числа Куранта – Фрідрікса – Леві $CFL_{\text{exp}}, CFL_{\text{impl}}$.

Зі збільшенням ентропії системи часовий крок ітерацій при заданих числах CFL повинен збільшуватися. У процесі тестових розрахунків стійка збіжність отримана в значеннях $CFL_{\text{exp}} \leq 0,2$ і $CFL_{\text{impl}} \leq 1$, при цьому тенденція зростання кроку має вигляд, наведений на рис. 6.13.

Моделювання УПХ виконувалось джерелом теплового вибуху, який перебував перед сполученням на відстані, достатнім для формування плоского фронту УПХ. Чисельний експеримент проводився за методикою, викладеною в роботі [309]. Діапазон надлишкового тиску у фронті УПХ на вході до сполучення змінювався від 0,09 до 2,03 МПа.

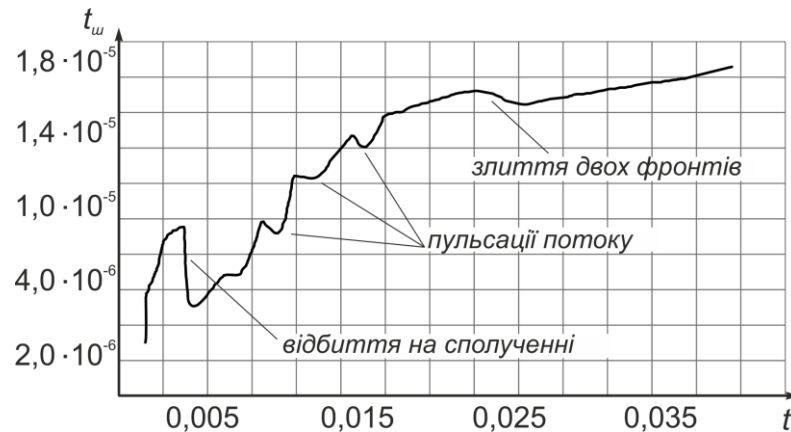


Рисунок 6.13 – Тенденція часового кроку ітерацій при стійкій збіжності

Аналіз чисельного моделювання поширення УПХ через Γ -подібне сполучення каналів дозволяє виявити ряд якісних і кількісних закономірностей руху фронтів УПХ і пульсації газового потоку безпосередньо за сполученням, що необхідно для встановлення критерію правильного розташування точки реєстрації параметрів УПХ.

При входженні УПХ у геометрію сполучення (рис. 6.14а, перетин $I - I$) фронт розпадається на два напрямки: перший (P_{np}^I) рухається за сполучення через перетин $2 - 2$, другий (P_{np}^{II}) набігає на стінку поперечної виробки та формує відбиту хвилю.

На рис. 6.14б наведена схема утворення пульсацій тиску за рахунок почергових відбиттів у поперечній виробці за сполученням. Хвильова діаграма пульсацій показана на рис. 6.15.

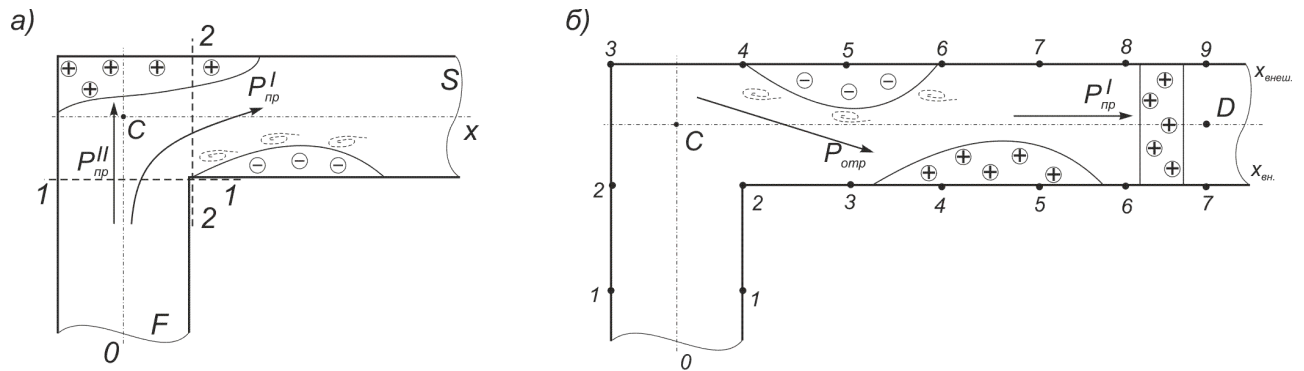
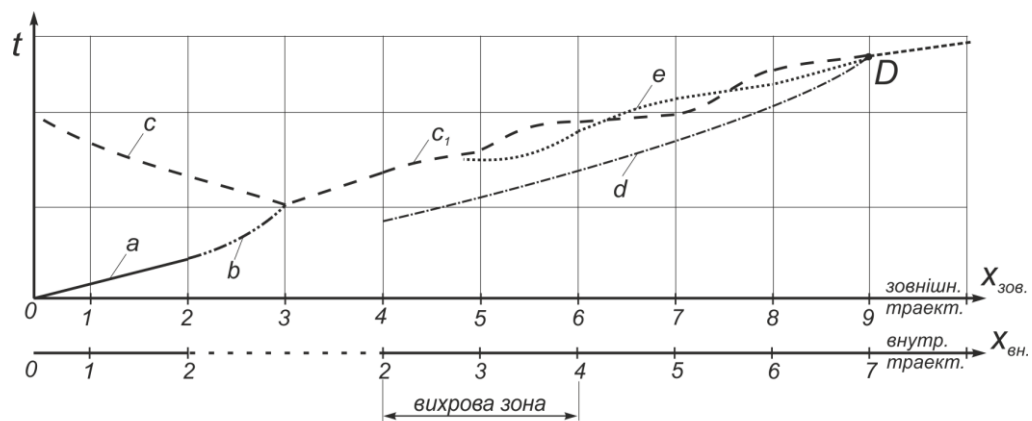


Рисунок 6.14 – Схема руху фронту УПХ в сполученні: а) УПХ вийшла у сполучення; б) УПХ вийшла за сполучення;
(+) – стрибок тиску, (-) – розрідження

На графіку з'єднані дві діаграми руху фронту УПХ: уздовж зовнішньої границі сполучення – точки 1..9 і внутрішньої – точки 1..7 (рис. 6.15б).



- a - пряма УПХ;
- b - УПХ, що проходить вздовж зовнішньої траєкторії каналу;
- c, c₁ - відбита УПХ вздовж зовнішньої траєкторії каналу;
- d - прохідна УПХ вздовж внутрішньої траєкторії каналу;
- e - відбита УПХ вздовж внутрішньої траєкторії каналу.

Рисунок 6.15 – Хвильова діаграма руху фронту УПХ у сполученні й за ним

Хвильова картина нерегулярного відбиття додатково ускладнюється утворенням вихрових зон. На деякій відстані за сполученням всі фронти багатохвильової картини з'єднуються у плоску хвилю. У точці *D* відбувається злиття прямої й відбитої хвилі. Таким чином, у цій точці остаточно формується фронт УПХ, що виходить з вузла, й тільки в ній методично правильно робити вимірювання надлишкового тиску в чисельних і натурних експериментах.

Зробимо аналітичне оцінювання положення точки D щодо сполучення за фактором злиття прямої й відбитої хвилі [311]. Рух цих фронтів приймемо прямолінійним, пряма хвиля виходить із перетину $2 - 2$ (рис. 6.14а) (приймемо за початок), відбита хвиля – із точки C . Оскільки при русі хвилі за рахунок дисипації енергії швидкість її зменшується, то можна записати відстань до точки D :

$$S = \int V(x) dx. \quad (6.9)$$

Швидкість руху УПХ має відому залежність від надлишкового тиску на її фронті, для прямої хвилі, з огляду на те, що $x = f(P, t)$, можна записати:

$$S = v_1 \sqrt{\frac{\Delta P_{II}}{v_1 - v_2}} t_{II}, \quad (6.10)$$

де ΔP_{II} – надлишковий тиск у прямій хвилі;

v_1, v_2 – питомий обсяг для газу перед фронтом і за фронтом хвилі, $v = 1/\rho$;

t_{II} – час руху фронту прямої хвилі до точки D .

Для визначення S_{omp} для відбитої хвилі скористаємося розв'язанням задачі для надлишкового тиску у відбитій хвилі. Відомо кілька розв'язань цієї задачі в роботах Г. Куранта, К.П. Станюковича й рішення Власова – Ізмайлова. Застосуємо останнє, тоді:

$$S_{omp} = S + \Delta S = v_3 \sqrt{2\Delta P_{II} + \frac{(k+1)\Delta P_{II}^2}{(k-1)\Delta P_{II} + 2kP_a}} \cdot \frac{1}{v_2 - v_3} (t_{II} - \Delta t), \quad (6.11)$$

де ΔS – відстань між точками початку руху прямої й відбитої хвилі за сполученням;

Δt – час між початком руху прямої і відбитої хвиль;

k – показник адіабати;

v_3 – питомий обсяг для газу за фронтом відбитої хвилі, $v = 1/\rho$.

Виразимо t_n з (6.11) і підставимо у (6.10):

$$S = v_1 \sqrt{\frac{\Delta P_{II}}{v_1 - v_2}} \cdot \left[\frac{(S + \Delta S)}{v_3 \sqrt{2\Delta P_{II} + \frac{(k+1)\Delta P_{II}^2}{(k-1)\Delta P_{II} + 2kP_a} \cdot \frac{1}{v_2 - v_3}}} + \Delta t \right];$$

$$S = \frac{v_1 \sqrt{\frac{\Delta P_{II}}{v_1 - v_2}} \cdot S}{v_3 \sqrt{2\Delta P_{II} + \frac{(k+1)\Delta P_{II}^2}{(k-1)\Delta P_{II} + 2kP_a} \cdot \frac{1}{v_2 - v_3}}} +$$

$$+ \frac{v_1 \sqrt{\frac{\Delta P_{II}}{v_1 - v_2}} \cdot \Delta S}{v_3 \sqrt{2\Delta P_{II} + \frac{(k+1)\Delta P_{II}^2}{(k-1)\Delta P_{II} + 2kP_a} \cdot \frac{1}{v_2 - v_3}}} + v_1 \sqrt{\frac{\Delta P_{II}}{v_1 - v_2}} \cdot \Delta t$$

$$S - \frac{v_1 \sqrt{\frac{\Delta P_{II}}{v_1 - v_2}} \cdot S}{v_3 \sqrt{2\Delta P_{II} + \frac{(k+1)\Delta P_{II}^2}{(k-1)\Delta P_{II} + 2kP_a} \cdot \frac{1}{v_2 - v_3}}} =$$

$$= v_1 \sqrt{\frac{\Delta P_{II}}{v_1 - v_2}} \left[\frac{\cdot \Delta S}{v_3 \sqrt{2\Delta P_{II} + \frac{(k+1)\Delta P_{II}^2}{(k-1)\Delta P_{II} + 2kP_a} \cdot \frac{1}{v_2 - v_3}}} + \Delta t \right];$$

$$S \left[1 - \frac{v_1 \sqrt{\frac{\Delta P_{II}}{v_1 - v_2}}}{v_3 \sqrt{2\Delta P_{II} + \frac{(k+1)\Delta P_{II}^2}{(k-1)\Delta P_{II} + 2kP_a} \cdot \frac{1}{v_2 - v_3}}} \right] =$$

$$= v_1 \sqrt{\frac{\Delta P_{II}}{v_1 - v_2}} \left[\frac{\Delta S}{v_3 \sqrt{2\Delta P_{II} + \frac{(k+1)\Delta P_{II}^2}{(k-1)\Delta P_{II} + 2kP_a} \cdot \frac{1}{v_2 - v_3}}} + \Delta t \right];$$

$$S = \frac{v_1 \sqrt{\frac{\Delta P_{II}}{v_1 - v_2}} \left[\frac{\Delta S}{v_3 \sqrt{2\Delta P_{II} + \frac{(k+1)\Delta P_{II}^2}{(k-1)\Delta P_{II} + 2kP_a} \cdot \frac{1}{v_2 - v_3}}} + \Delta t \right]}{1 - \sqrt{\frac{\Delta P_{II}}{v_1 - v_2}} \cdot \frac{v_1}{v_3 \sqrt{2\Delta P_{II} + \frac{(k+1)\Delta P_{II}^2}{(k-1)\Delta P_{II} + 2kP_a} \cdot \frac{1}{v_2 - v_3}}}}. \quad (6.12)$$

Значення ΔS для типових перерізів коливається в межах 1,5...3...3,5 м. Значення Δt можна визначити, як час проходження прямої хвилі від точки С до стінки поперечної виробки й час зворотного руху відбитої хвилі на цю ж відстань, тобто $\Delta t \approx 8,5...20$ мс. Таким чином, при надлишковому тиску УПХ від 0,1 до 2 МПа точка D перебуває на відстані 7 – 30 м.

На відстань CD (рис. 6.14), крім надлишкового тиску у вхідному фронті, впливає геометрія сполучення й геометрія каналу, який виходить з нього. Для врахування цієї відстані пропонується використовувати такий коригувальний відносний показник k – відношення надлишкового тиску у вхідному каналі до співвідношення перерізів вихідного й вхідного каналу:

$$k = \frac{\Delta P_{ex}}{\delta}, \quad (6.13)$$

де $\delta = S/F$.

Знаючи значення k , легко визначити відстань до точки формування єдиного фронту ударної хвилі за сполученням (рис. 6.14):

$$L_{CD} = k \cdot d_{np}^{aux},$$

де d_{np}^{aux} – наведений діаметр вихідного каналу.

На підставі моделювання був отриманий графік зміни значень k для Г-подібного сполучення (рис. 6.16). Оскільки на показник значно впливає геометрія переходу, то його необхідно визначати для кожного типу сполучення.

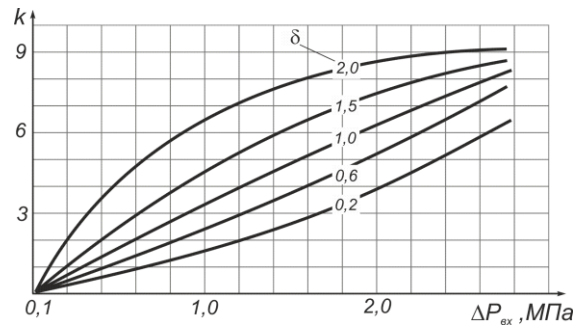


Рисунок 6.16 – Показник розміру зони стабілізації потоку k за сполученням

З раціональної точки зору, більш точно параметри УПХ за сполученням можна отримати, застосовуючи систему моделювання індивідуально в кожному проекті. У цьому випадку є можливість врахувати особливості цілого вузла, що складається з декількох елементарних сполучень (рис. 6.17).

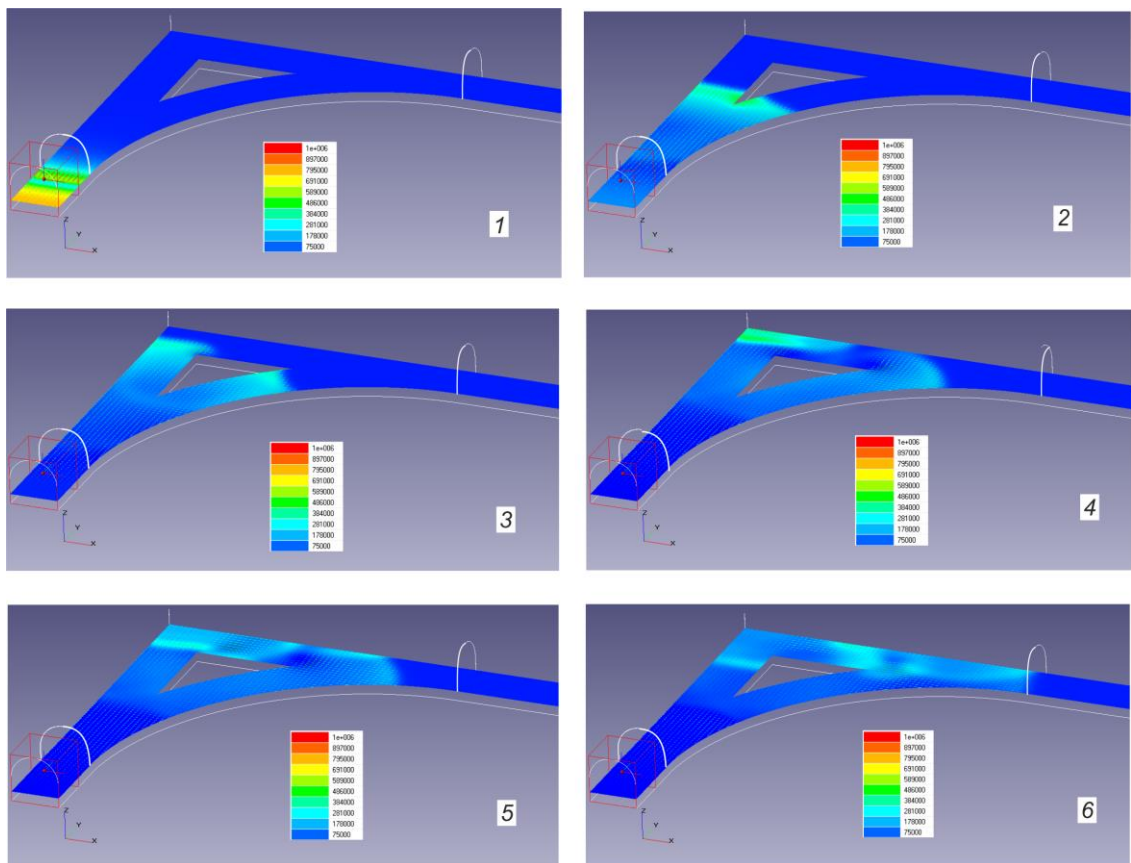


Рисунок 6.17 – Динаміка поширення ударної повітряної хвилі через вузол сполучення каналів у різні моменти часу: 1 – 1,6 мс; 2 – 14,8 мс; 3 – 25,1 мс; 4 – 37,2 мс; 5 – 42,1 мс; 6 – 54,2 мс

На рис. 6.17 показані етапи чисельного експерименту: 1) формування ударної повітряної хвилі; 2) входження ударної хвилі в перше сполучення; 3) вихід лівого фронту хвилі із прямої виробки; 4) відбиття лівого фронту ударної хвилі від стінки поперечної виробки й вихід правого фронту з діагональної виробки; 5) рух відбитої хвилі лівого фронту до сполучення діагональної виробки й відбиття правого фронту від поперечної стінки; 6) взаємодія двох фронтів відбитих хвиль і формування нового фронту за вузлом сполучення.

Таким чином, експеримент показав наявність взаємодії хвильових фронтів у каналі, що приєднуються до близько розташованих кількох простих сполучень ще на етапі, що передуює виходу з геометрії вузла, тому окремий розрахунок кожного сполучення в складних вузлах є не повністю коректним.

З метою практичного застосування отриманих результатів дослідження пропонується вдосконалити методику розрахунку коефіцієнтів зміни надлишкового тиску у фронті УПХ в сполученнях каналів які застосовуються як для споруд цивільного захисту, так і для підземних гірничих виробок.

З використанням цієї методики було розраховано коефіцієнт затікання для найбільш типових сполучень каналів підземних споруд та гірничих виробок (табл. 6.3).

Для порівняння в поданій нижче таблиці наведені значення коефіцієнту, які отримані в роботах: * – [305] за даними експерименту, ** – [305] розрахункові значення, *** – [307] розрахункові значення. Крім того, жирним шрифтом виділені розрахункові коефіцієнти, що отримані за розробленою методикою, через косі лінії – коефіцієнти затікання, визначені за методикою, що використовується в умовах споруд цивільного захисту [306] й у чинній методиці гірничого виробництва діючій на території РФ.

Таблиця 6.3 – Коефіцієнт затікання ударних повітряних хвиль у сполучення галерей та виробок

Вид сопря жен. $\delta = F/S$	P_r МПа											
0,2	1,24/1,33**											
	1,34-1,64***											
	$\Delta P / \text{СНП} / \text{РФ}$	1,41/1,24	0,72/0,69	0,83-0,9	0,47/0,46	0,43/0,37	0,93/0,94	0,95/0,96	0,39/0,43	0,92/0,92	0,55/1,18	
		1,65-1,66	0,83-0,9	0,75-0,90	0,67-0,9	0,67-0,9	0,9-0,91	0,9-0,91	0,69-0,83	0,83	0,75-1,41	
		$\Delta P / \text{СНП} / \text{РФ}$	1,12/-/1,22	0,58/-/0,62	0,25/-/0,29	0,21/-/0,35	0,94/-/0,93	0,97/-/0,96	0,27/-/0,28	$\Delta P / \text{СНП} / \text{РФ}$	$\Delta P / \text{СНП} / \text{РФ}$	1,18/-/1,18
	1,140	1,20/-/1,22	0,63/-/0,65	0,32/-/0,34	0,28/-/0,4	0,28/-/0,4	0,94/-/0,94	0,97/-/0,96	0,31/-/0,33	0,93/-/0,92	1,18/-/1,18	
	0,784	1,25/-/1,23	0,67/-/0,68	0,38/-/0,38	0,35/-/0,45	0,35/-/0,45	0,94/-/0,94	0,97/-/0,97	0,36/-/0,36	0,93/-/0,93	1,2/-/1,19	
	0,527	1,24/1,24/1,24	1,22/1,19/1,24	0,70/0,65/0,70	0,44/0,39/0,43	0,42/0,29/0,5	0,94/0,94/0,94	0,97/0,96/0,97	0,41/0,37/0,41	0,93/0,92/0,93	1,22/1,18/1,2	
	0,185	1,43/1,42/1,31	1,34/1,32/1,31	0,75/0,72/0,76	0,58/0,55/0,57	0,51/0,47/0,64	0,94/0,94/0,95	0,97/0,96/0,97	0,50/0,48/0,54	0,93/0,92/0,93	1,27/1,25/1,281	
	0,093	1,52/1,51/1,39	1,42/1,43/1,39	0,79/0,77/0,8	0,67/0,63/0,67	0,58/0,56/0,73	0,94/0,94/0,941	0,97/0,96/0,97	0,60/0,58/0,64	0,93/0,92/0,93	1,37/1,35/1,361	
0,6	0,89/1,03	1,22/1,12	0,55/0,54	0,33/0,4	0,34/0,31	0,83/0,82	0,89/0,87	0,23/0,28	0,85/0,76	0,62	0,48/0,79	
	1,02-1,23	1,24-1,25	0,70-0,76	0,64-0,76	0,57-0,76	0,76-0,77	0,76-0,77	0,56-0,62	0,62	0,62	0,63-0,9	
	2,030	0,92/-/1,05	1,04/-/1,05	0,40/-/0,53	0,24/-/0,26	0,22/-/0,31	0,82/-/0,81	0,89/-/0,88	0,16/-/0,21	0,77/-/0,74	0,89/-/0,92	
	1,140	1,06/-/1,06	1,05/-/1,06	0,47/-/0,56	0,29/-/0,3	0,27/-/0,36	0,82/-/0,82	0,89/-/0,89	0,2/-/0,25	0,77/-/0,76	0,92/-/0,94	
	0,784	1,01/-/1,06	1,07/-/1,07	0,52/-/0,58	0,34/-/0,34	0,3/-/0,40	0,82/-/0,82	0,89/-/0,89	0,25/-/0,28	0,77/-/0,77	0,96/-/0,95	
	0,527	1,05/1,01/1,08	1,09/1,09/1,08	0,58/0,5/0,6	0,40/0,31/0,38	0,38/0,26/0,44	0,82/0,82/0,83	0,89/0,88/0,89	0,29/0,23/0,32	0,77/0,76/0,77	0,98/0,78/0,97	
	0,185	1,12/1,11/1,13	1,14/1,15/1,13	0,63/0,56/0,65	0,51/0,45/0,51	0,48/0,39/0,56	0,82/0,82/0,83	0,89/0,88/0,89	0,37/0,32/0,42	0,77/0,76/0,77	1,02/0,82/1,02	
	0,093	1,18/1,17/1,18	1,19/1,19/1,18	0,67/0,61/0,68	0,57/0,52/0,59	0,56/0,47/0,64	0,82/0,82/0,821	0,89/0,88/0,89	0,44/0,38/0,48	0,77/0,76/0,761	1,07/0,86/1,061	
		0,67/0,8	1,0/1,0	0,42/0,40	0,25/0,3	0,27/0,25	0,79/0,73	0,86/0,8	0,16/0,2	0,82/0,6	0,41/0,51	
		0,82-0,99	0,99-1,0	0,61-0,66	0,55-0,66	0,50-0,66	0,66-0,67	0,66-0,67	0,42-0,50	0,5	0,53-0,66	
1	2,030	0,65/-/0,87	0,22/-/0,44	0,21/-/0,22	0,18/-/0,27	0,7/-/0,69	0,8/-/0,79	0,6/-/0,57	0,13/-/0,15	0,6/-/0,57	0,63/-/0,65	
	1,140	0,74/-/0,89	0,29/-/0,47	0,25/-/0,26	0,23/-/0,31	0,7/-/0,7	0,8/-/0,81	0,6/-/0,59	0,15/-/0,17	0,6/-/0,59	0,68/-/0,68	
	0,784	0,8/-/0,89	0,37/-/0,49	0,31/-/0,3	0,29/-/0,35	0,7/-/0,71	0,7/-/0,71	0,8/-/0,81	0,18/-/0,19	0,6/-/0,60	0,7/-/0,69	
	0,527	0,85/0,77/0,9	1,0/1,0/0,91	0,43/0,35/0,51	0,35/0,23/0,33	0,33/0,22/0,38	0,7/0,7/0,72	0,8/0,8/0,82	0,21/0,19/0,22	0,6/0,6/0,61	0,72/0,51/0,7	
	0,185	0,94/0,86/0,93	1,0/1,0/0,93	0,49/0,42/0,54	0,45/0,36/0,44	0,4/0,31/0,49	0,7/0,7/0,72	0,8/0,8/0,82	0,26/0,24/0,27	0,6/0,6/0,601	0,74/0,53/0,72	
	0,093	0,98/0,91/0,95	1,0/1,0/0,95	0,52/0,45/0,56	0,5/0,41/0,5	0,48/0,38/0,55	0,7/0,7/0,701	0,8/0,8/0,811	0,28/0,27/0,3	0,6/0,6/0,581	0,74/0,54/0,72	
		0,51/0,62	0,76/0,77	0,32/0,31	0,19/0,23	0,22/0,2	0,76/0,55	0,84/0,62	0,12/0,16	0,8/0,46	0,36/0,43	
		0,66-0,79	0,8-0,81	0,49-0,58	0,42-0,57	0,37-0,57	0,50-0,57	0,5-0,57	0,34-0,4	0,4	0,43-0,57	
		0,56/-/0,58	0,69/-/1,08	0,14/-/	0,12/-/	0,08/-/	0,55/-/	0,7/-/	0,10/-/	0,4/-/	0,46/-/0,48	
		0,58/-/0,6	0,72/-/0,78	0,17/-/	0,14/-/	0,11/-/	0,55/-/	0,7/-/	0,12/-/	0,4/-/	0,49/-/0,51	
2,0	0,784	0,61/-/0,62	0,22/-/	0,22/-/	0,16/-/	0,55/-/	0,7/-/	0,155/-/	0,4/-/	0,4/-/	0,51/-/0,52	
	0,527	0,63/0,60/0,63	0,76/0,75/0,61	0,28/0,17/-	0,21/0,13/-	0,19/0,18/-	0,55/0,55/-	0,7/0,7/-	0,18/0,16/-	0,4/0,4/-	0,53/0,43/0,53	
	0,185	0,65/0,64/0,64	0,79/0,77/0,56	0,33/0,24/-	0,26/0,25/-	0,23/0,22/-	0,55/0,55/-	0,7/0,7/-	0,22/0,21/-	0,4/0,4/-	0,55/0,43/0,54	
	0,093	0,69/0,67/0,64	0,81/0,79/0,57	0,36/0,25/-	0,3/0,27/-	0,28/0,27/-	0,55/0,55/-	0,7/0,7/-	0,23/0,22/-	0,4/0,4/-	0,55/0,44/0,53	
		0,41/0,53	0,59/0,63	0,26/0,25	0,15/0,19	0,19/0,16	0,76/0,46	0,83/0,50	0,09/0,12	0,79/0,38	0,30/0,35	
		0,56-0,67	0,67-0,68	0,37-0,49	0,34-0,50	0,30-0,5	0,41-0,50	0,41-0,50	0,29-0,33	0,29	0,35-0,50	
	2,030	0,48/-/0,5	0,55/-/0,861	0,12/-/	0,02/-/	0,01/-/	0,4/-/	0,6/-/	0,08/-/	0,2/-/	0,38/-/0,39	
	1,140	0,50/-/0,53	0,58/-/0,631	0,141/-/	0,04/-/	0,03/-/	0,4/-/	0,6/-/	0,10/-/	0,2/-/	0,41/-/0,41	
	0,784	0,52/-/0,54	0,61/-/0,551	0,16/-/	0,07/-/	0,06/-/	0,4/-/	0,6/-/	0,13/-/	0,2/-/	0,43/-/0,42	
	0,527	0,54/0,52/0,55	0,63/0,60/0,501	0,21/0,031/-	0,12/0,031/-	0,09/0,13/-	0,4/0,4/-	0,6/0,6/-	0,15/0,13/-	0,2/0,2/-	0,44/0,35/0,43	
0,185	0,56/0,54/0,55	0,67/0,63/0,451	0,26/0,05/-	0,15/0,051/-	0,13/0,12/-	0,4/0,4/-	0,6/0,6/-	0,19/0,18/-	0,2/0,2/-	0,44/0,36/0,43		
0,093	0,57/0,56/0,55	0,69/0,65/0,461	0,29/0,05/-	0,19/0,051/-	0,16/0,15/-	0,4/0,4/-	0,6/0,6/-	0,20/0,22/-	0,2/0,2/-	0,44/0,36/0,41		

6.3 Розроблення способу захисту персоналу шляхом гасіння ударних повітряних хвиль за рахунок підвищення хвильового опору прямолінійних ділянок протяжних споруд

Одним з напрямів захисту персоналу від дії УПХ у протяжних спорудах є забезпечення їх гасіння на шляху поширення. Наявні способи гасіння УПХ засновані лише на двох фізичних принципах – створенні прямого опору фронту хвилі за рахунок розташування перешкод на шляху руху (опір тиску) та компенсаційному розширенні стиснутого повітря в розширювальних камерах (рис. 6.18). Обидва способи мають значні недоліки. Проте відомо, що існує три види опору тілу, яке рухається в середовищі, це опір форми, опір тертя та індуктивний (хвильовий) опір. Останній виникає за рахунок витрачання енергії на створення нових хвиль при набіганні потоку середовища на тіло (рис. 6.18).



Рисунок 6.18 – Класифікація способів гасіння УПХ у галереях та виробках за фізичними принципами

У роботі пропонується використати індуктивний опір для гасіння УПХ у протяжних спорудах, поєднавши його з властивостями УПХ затікати в додаткові об'єми. Для ефективного розсіювання енергії УПХ у цьому випадку про-

понується використовувати схему конфігурації каналу, що містить у собі хвилевідбивні камери з відносно невеликими розмірами та з поверхнями відбивання хвилі на плоских перешкодах (рис. 6.19). Це є, власне, канал з системою близько розташованих паралельних ніш або ніш що чергуються. При такому розташуванні додаткових об'ємів площини відбиття перебувають за периметром виробки й не створюють перешкоди в її технологічному використанні.

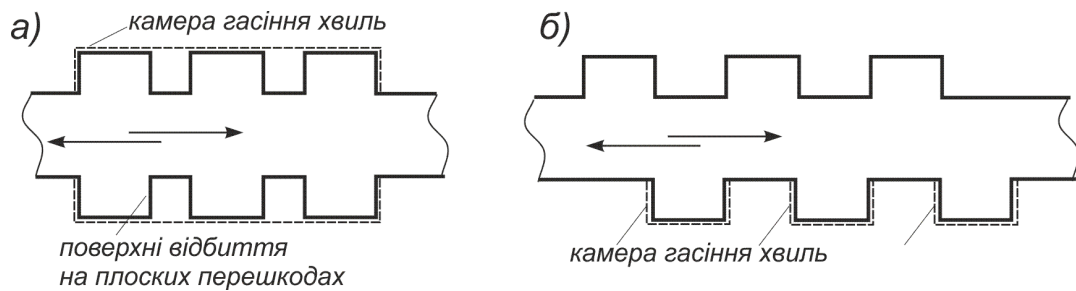


Рисунок 6.19 – Схеми конфігурації камер відбивання УПХ, малого діаметру:

а) з симетричним розташуванням ніш; б) з несиметричним розташуванням ніш

Для дослідження самого механізму гасіння розглянемо роздільно такі процеси: вихід УПХ з каналу, взаємодію фронту УПХ зі стінкою камери, рух нового фронту (відбитого + прохідного) уздовж стінки, взаємодія нового фронту із замикаючою площиною хвилевідбивної камери.

Перший процес являє собою надзвукове обтікання двогранного кута зовнішнього уступу [314]. При виході фронту УПХ через площину a (рис. 6.20) до камери виникає нестационарний процес деформації фронту, визначити параметри якого досить складно. Аналітичне розв'язання такої задачі, на сьогодні відсутнє. Для оцінювання надлишкового тиску на фронті поблизу стінки камери скористаємося відомим розв'язанням задачі про втікання газу до труби зі стрибком перерізу [315]:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1 \left[2k_1 \frac{k_2 - 1}{k_1 - 1} - (k_2 - 1)\alpha \right] - v_2(k_2 - 1)}{(k_2 + 1)v_2 - (k_2 - 1)v_1\alpha}, \quad (6.14)$$

де p_2, p_1 – тиск на стінки камери й у вихідному каналі;
 k_2, k_1 – показник адиабати газу в камері й каналі, $k = c_p/c_v$;
 v_2, v_1 – питомий обсяг газу в камері й каналі, $v = 1/\rho$;
 $\alpha = f_2/f_1$ – відношення перетинів камери й каналу.

Для визначення кута падіння УПХ на стінку камери (величина якого залежить від її інтенсивності) необхідно знати структуру течії. Такі течії в досить добре вивчені експериментальними методами [316]. Характерні риси структури течії при проходженні УПХ зворотного уступу, а також ударно-хвильові структури, що виникають при дифракції фронту УПХ при раптовій зміні перерізу плоского каналу, наведено рис. 6.20.

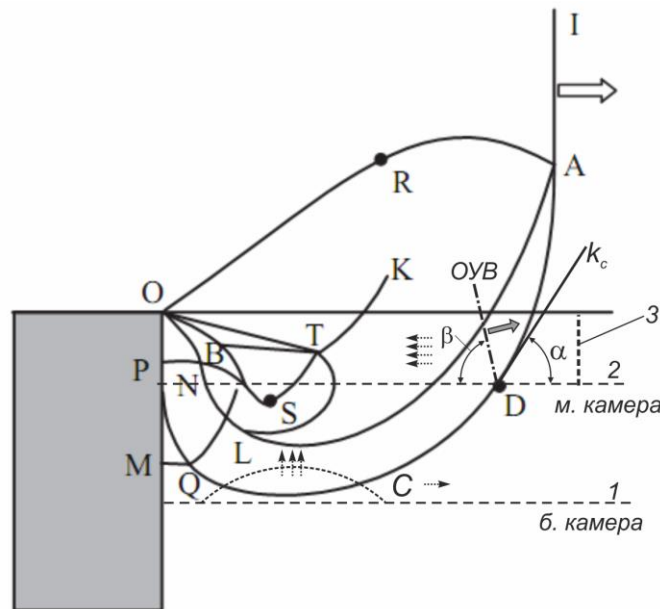


Рисунок 6.20 – Схема дифракції сильної УПХ на прямому куті:

IA – пряма ударна хвиля; AM – дифрагована ударна хвиля; AO – відбита акустична хвиля; AL – контактна поверхня; TS – хвиля гальмування; OS – лінія відриву; TB – косо ударна хвиля; TK – вторинний стрибок; NP – пристінковий стрибок; Q – потрійна точка; R і D – точки викривлення фронту [316]

Така структура формується за достатньої глибини зворотного уступу $d_{p.к.} \gg d_{к.}$, тобто стінка великої камери перебуває в позиції 1. При цьому, дифрагована хвиля QC відбивається від стінки 1 і повертає більшу частину енергії в

потік газу УПХ, що рухається за фронтом. Для виключення цього ефекту в роботі пропонується зменшити глибину камери, тобто перенести стінку з позиції 1 у позицію малої камери 2. У цьому випадку $d_{p.к.} \approx 2d_k$, дифрагована УПХ не формується й деформація фронту вхідної ударної хвилі обмежується точкою D . В наслідок цього виникає косе відбиття плоскої УПХ й формування відбитої хвилі інтенсивність якої вище за дифраговану AM . Дотична пряма k_c у точці D до фронту визначає кут падіння плоскої УПХ на стінку хвилевідбивної камери. Кут відбивання залежить від величини надлишкового тиску у фронті хвилі, яку можна оцінити за формулою (6.14). У цих умовах виникає махівське відбиття, яке розраховується за спеціальним алгоритмом розв'язання системи рівнянь, записаних у формі Куранта – Фрідрікса, відповідно до якого визначається кут відбивання й стрибок тиску у відбитій і махівській хвилі [315]:

$$\begin{cases} \frac{(\pi_2 - 1)t_2}{1 + \pi_2 \mu^2 + (\pi_2 + \mu^2)t_2^2} = \Psi; \\ \Psi^2(1 - \mu^2)^2 \cdot (t_0 - t_2) + \Psi[(1 - \mu^2)^2 - \\ - (t_0 - t_2)^2 - (\mu^2 + t_0 t_2)^2] - (t_0 - t_2) = 0; \end{cases} \quad (6.15)$$

$$\text{де } \pi = \frac{p_1}{p_0}, \quad t_0 = \operatorname{tg} \varphi_0, \quad t_2 = \operatorname{tg} \varphi_2, \quad \mu^2 = \frac{k-1}{k+1}.$$

За результатами розрахунку, для сильних УПХ (наприклад, $\Delta P=0,25$ МПа) кут перебуває в межах $\alpha=50^\circ$, відповідно кут відбитої хвилі (ОУВ) $\beta=77^\circ$. Стрибок тиску біля стінки хвилевідбивної камери, за величиною співвідноситься з рівнем надлишкового тиску у фронті вхідної хвилі. Таким чином, ефект гасіння в камерах малого діаметра ($d_{p.к.} \approx 2..3d_k$), через процес розширення, не виникає. Видимий ефект гасіння утвориться при плоскому відбитті ударної хвилі на замикаючій поверхні камери – лінія 3 (рис. 6.23), коли частина потоку відтинається на поверхні відбиття. Це можна показати в аналітичному розв'язанні задачі відбивання вибухової хвилі від плоскої перешкоди (уперше розв'язання цієї задачі наведено С.В. Ізмайловим). У рівнянні розрахунку тиску на фронті

відбитої хвилі (6.16) другим член правої частини рівняння визначає приріст тиску за рахунок гальмування потоку газу, що раніше рухався за фронтом прямої хвилі [315]:

$$p_2 = p_1 + \frac{2k \cdot p_1(p_1 - p_0)}{(k-1)p_1} + (k+1)p_0. \quad (6.16)$$

Таким чином, найбільш ефективні конфігурації хвилевідбивних камер малого діаметра (відносно перерізу каналу) для гасіння УПХ будуть такими, які містять значні площі поверхонь плоского відбиття, що реалізується в пропонуваніх схемах (рис. 6.19).

Обґрунтування ефективності схем з паралельними камерами гасіння в каналі проведемо шляхом математичного моделювання в системі FlowVision (рис. 6.21).

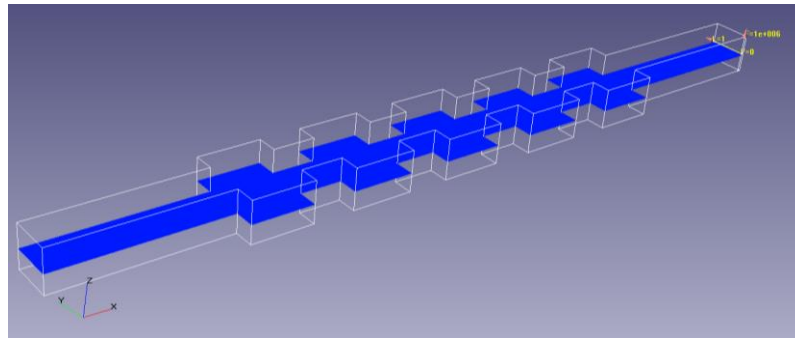


Рисунок 6.21 – Варіант конфігурації камер гасіння малого розміру

Розглянемо варіант поширення УПХ уздовж каналу з камерами малого наведеного діаметра прямокутної форми [320]. Побудова розрахункової області у вигляді геометричної тривимірної моделі виконується в програмному комплексі Solid Works. Для розбивання області розрахунку розрахунковою сіткою застосуємо прямокутну адаптивну локально здрібнену сітку.

Моделювання УПХ виконується джерелом теплового вибуху, який перебуває перед системою розширювальних камер на відстані, достатній для формування плоского фронту хвилі. Чисельний експеримент проводився в діапазоні надлишкового тиску у фронті УПХ, на вході в сполучення від 0,1 до 2,0 МПа.

На відміну від раніше проведених досліджень [316, 317], в цій дисертаційній роботі розглянемо рух ударної хвилі уздовж зворотного уступу безпосередньо в крилі довгої розширювальної камери протяжного каналу при $d_{p.к.}=2d_k$ (рис. 6.22). Оскільки задача є автомодельною за числом Рейнольдса проведено збезрозмірювання геометричних параметрів крила камери шляхом приведення їх до ширини каналу.

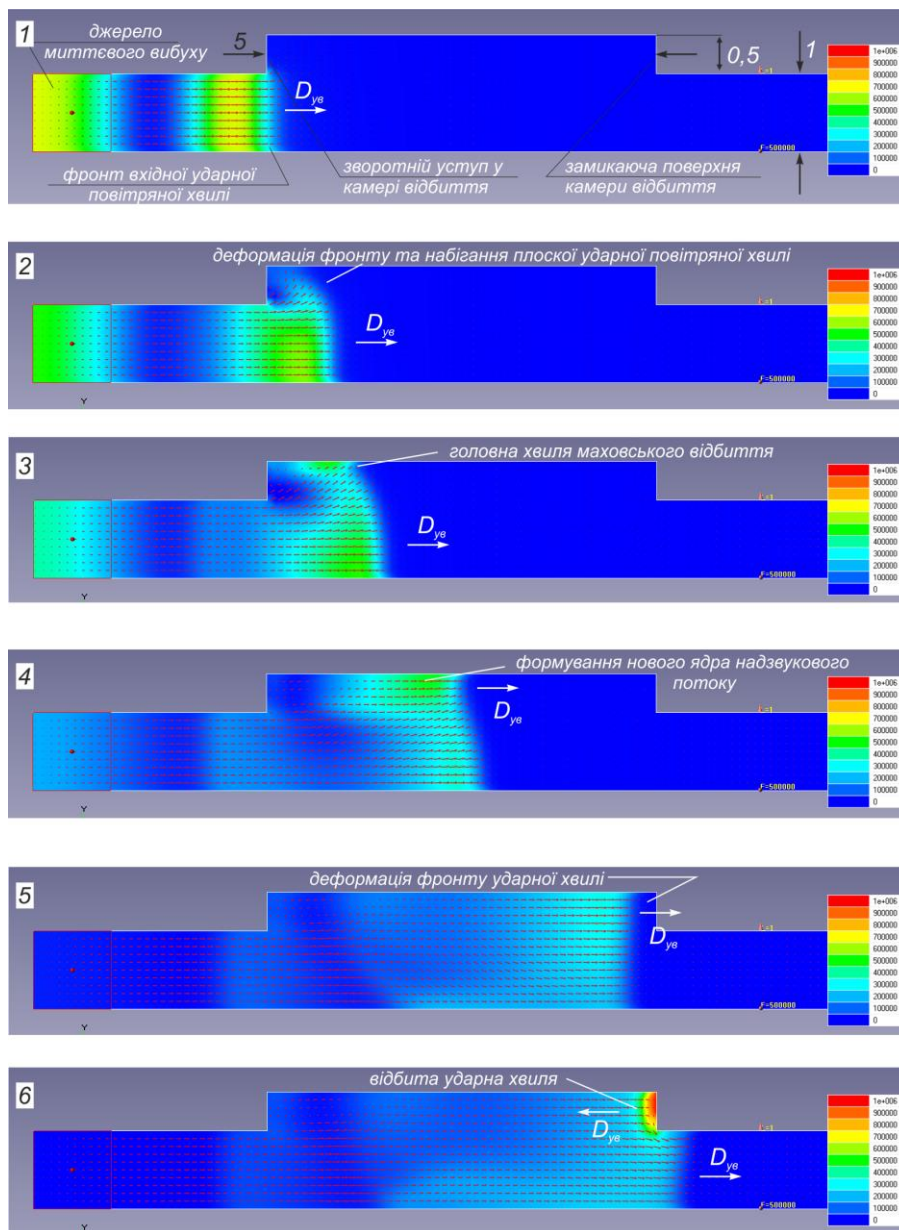


Рисунок 6.22 – Газодинаміка руху ударної повітряної хвилі уздовж зворотного уступу і стінки крила камери (градієнтне поле ΔP), для моментів часу 3,2; 4,1; 4,9; 6,7; 9,6; 10,7 мс

Чисельне моделювання показало всі передбачувані стадії при затіканні хвилі в камери малого діаметра. Особливістю цього процесу є виникнення махівського відбивання плоскої ударної хвилі (рис. 6.22-3), формування нового ядра УПХ, в якому відбувається концентрація енергії УПХ й збільшення надлишкового тиску. Цей ефект не дозволяє досягти прийняттого рівня гасіння у вузькій і довгій хвилевідбивній камері. Очевидним рішенням цієї проблеми є обмеження процесу затікання до моменту виникнення косоного відбиття, що забезпечується використанням коротких камер (рис. 6.23).

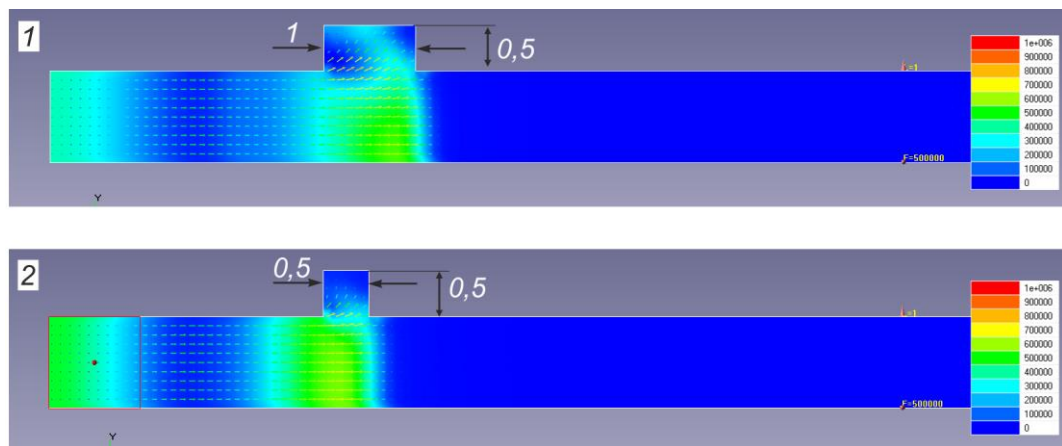


Рисунок 6.23 – Варіанти затікання ударної хвилі в камеру з наведеною довжиною 1,0 і 0,5 ширини каналу

Оптимізація довжини камери зводиться до відшукування її мінімального значення, при якому УПХ встигає повністю затікати до стінки камери за час приходу фронту хвилі до замикаючої площини (рис. 6.23-1), тобто час повного затікання $t_{зам}$ має дорівнювати часу руху основного фронту t_0 до замикаючої площини, тобто: $t_{зам} = t_0$. У цьому випадку відбудеться максимальне відсікання газового потоку, у протилежному випадку затікання буде не повним (рис. 6.23-2), а ефективність відсікання потоку знижується або не відбувається.

Чисельний експеримент показав, що за рахунок інерції руху надзвукового потоку існує деякий вплив надлишкового тиску у фронті хвилі на час повного затікання за інших однакових умов. Знаючи цю залежність, можна визначити раціональну довжину камери за формулою:

$$L_k = d_k \cdot k, \quad (6.17)$$

де k – коефіцієнт довжини хвилевідбивної камери для заданого відношення діаметра камери й каналу.

Залежність $k = f(n, \Delta P)$, де $n = d_{p.k.}/d_k$ визначена за допомогою двофакторного аналізу. У результаті отриманий відповідний графік (рис. 6.24).

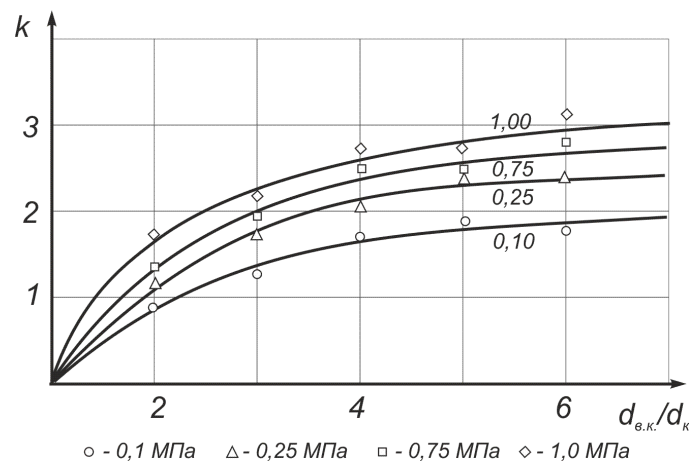


Рисунок 6.24 – Ефективна довжина хвилевідбивної камери

Для визначення ефективності гасіння газового потоку в конкретних схемах конфігурації хвилевідбивних камер проведена серія порівняльних чисельних експериментів. У них зіставлявся силовий імпульс УПХ, який виникає в каналі за наявності й відсутності досліджуваних елементів розсіювання енергії (рис. 6.25). Базовий канал має ідентичні характеристики з дослідним, точки знімання параметрів УПХ перебувають на вході перед розширювальною камерою (точки A_1, B_1) і на деякому видаленні від виходу з камери (точки A_2, B_2) для виключення впливу пульсацій всередині камер, що виникають внаслідок відбиття і взаємодії розривів. Перед розширювальною камерою імпульси УПХ у дослідному і базовому експерименті однакові (рис. 6.25-1, 6.25-2, точки A_1, B_1). При проході через систему хвилевідбивних камер різко знижується довжина й амплітуда хвилі, що видно на порівняльній градієнтній картині рис. 6.25-3, 6.25-4, точки A_2, B_2 . Конкретні значення параметрів потоку для системи з п'яти площин, що відбивають, наведено на графіку рис. 6.26.

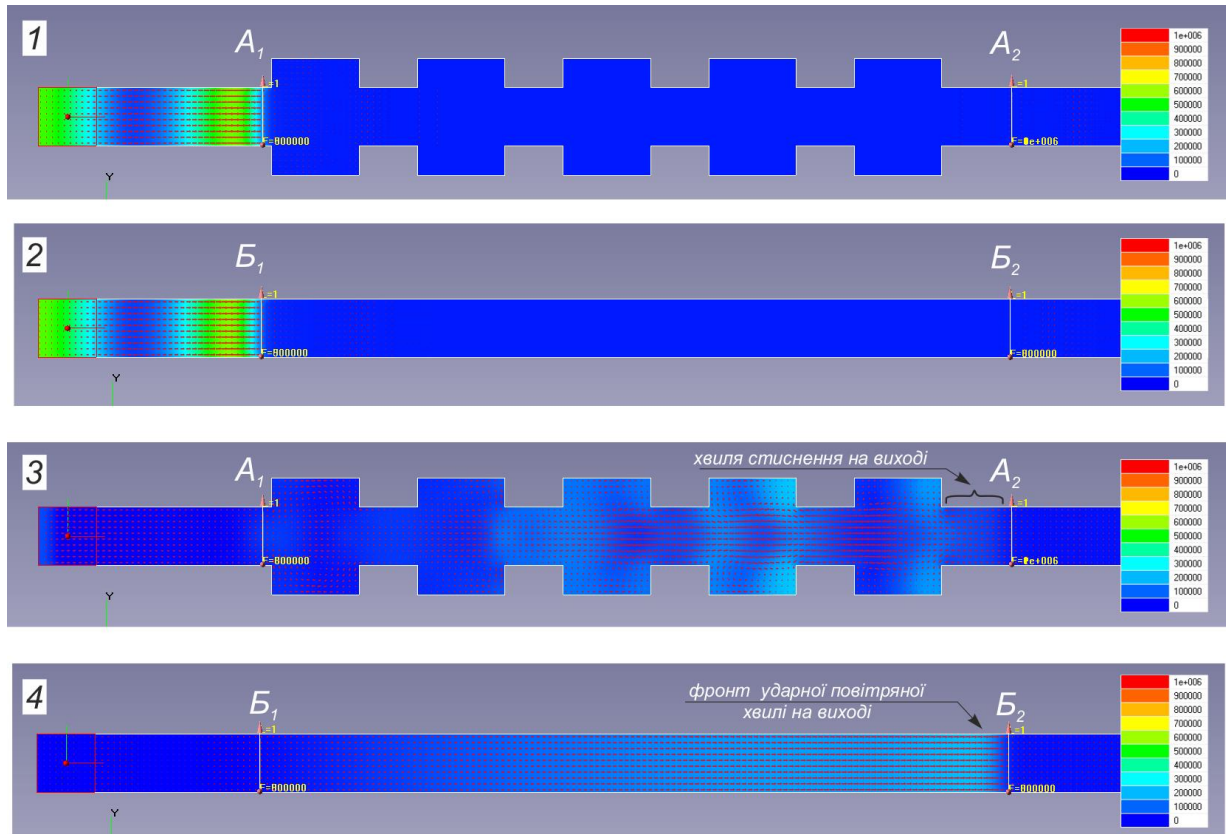


Рисунок 6.25 – Газодинамічна картина в УПХ на вході (1) та виході (3) з системи хвилевідбивних камерах в порівнянні з рухом в базовому каналі (2, 3)

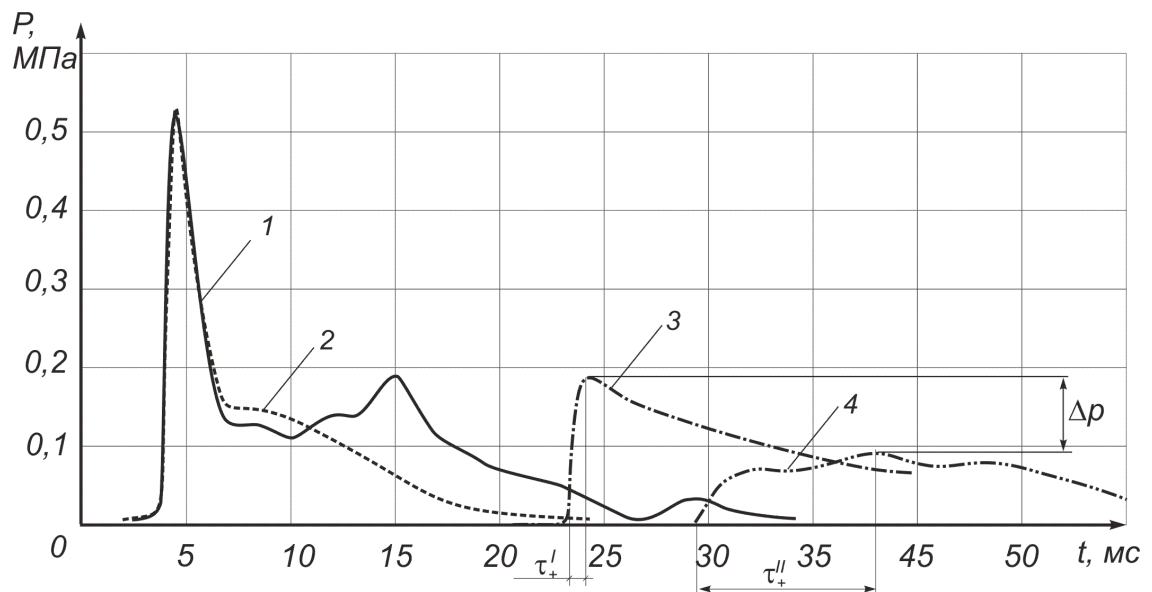


Рисунок 6.26 – Імпульс ударної повітряної хвилі в точках входу і виходу в досліджуваному (1, 4) і базовому (2, 3) каналі

У момент входу надлишковий тиск на фронті хвилі становить $\Delta P=0,52$ МПа, швидкість фронту $D=742$ м/с. На виході, у базовому каналі без камер гасіння – $0,18$ МПа й 453 м/с, у дослідному – $0,092$ МПа й 304 м/с, тобто зменшення амплітуди фронту ΔP склало 51 %.

Більше того, надзвуковий потік 3 базового каналу, що має ударну форму фронту трансформується в дозвуковий потік хвиль стискування 4 , у якому наростання тиску відбувається практично по синусоїді: $\tau_+^I \ll \tau_+^{II}$. У такий спосіб відбувається не тільки кількісна але і якісна трансформація УПХ в акустичну хвилю стискування, що чинить істотно менший руйнівний вплив.

Перевагою розглянутої вище конфігурації каналу є те, що проектний перетин на ділянках гасіння не зменшується. Однак у хвилевідбивних камерах ширина каналу збільшується вдвічі, що створює додаткові навантаження на несну конструкцію камер і збільшує гірський тиск на кріплення у випадку підземних виробок. Зменшити ширину камер на 25 % можна, розташувавши їх асиметрично за схемою рис. 5б. Однак у цій схемі був отриманий профіль силового імпульсу на виході, який має стрибкоподібне наростання й відповідає формі фронту УПХ, хоча ступінь зниження амплітуди й відповідає попередньому варіанту (рис. 6.27).

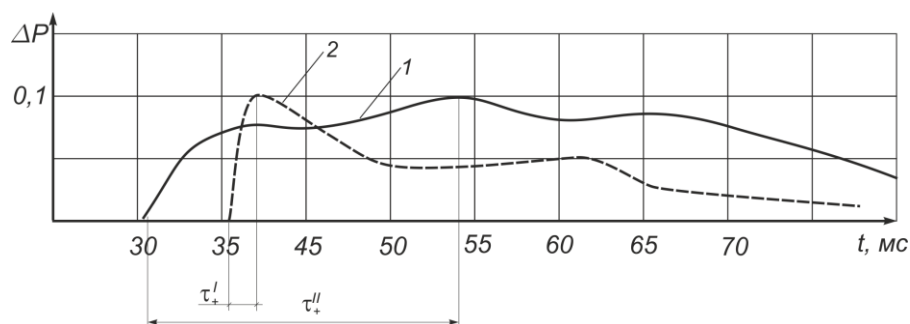


Рисунок 6.27 – Імпульс УПХ на виході з системи з хвилевідбивних камер:
1 – симетричне розташування крил камери; 2 – асиметричне розташування

Це пояснюється виникненням ефекту інтерференції відбитих хвиль у симетричних камерах і формуванням на невеликий період часу потужного звор-

тного потоку, що формує хвилю розрідження, яка рухається за фронтом головної УПХ, викликаючи падіння амплітуди останньої (рис. 6.28-1 – 6.28-5). При асиметричному розташуванні крил камер такого ефекту не виникає (рис. 6.28-б), відповідно перетворення УПХ на хвилю стискання не відбувається.

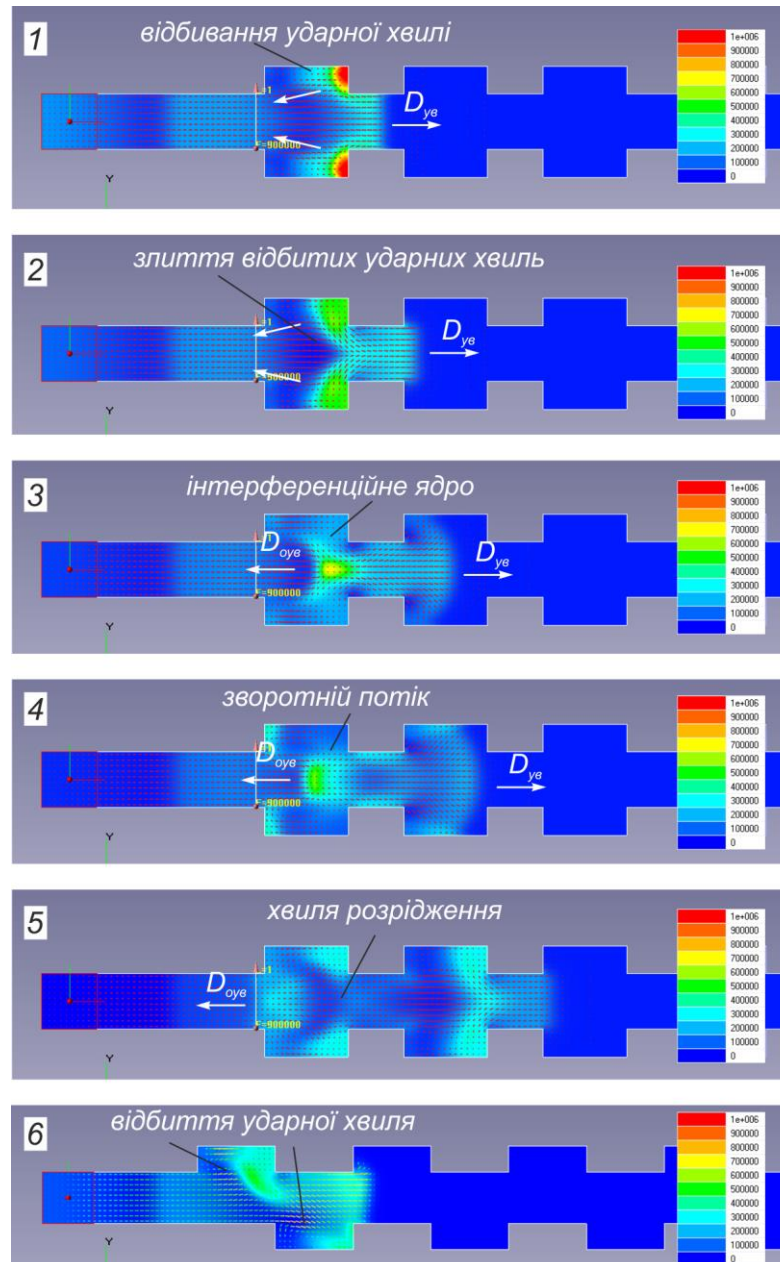


Рисунок 6.28 – Газодинамічна картина поля тиску й інтерференція відбитих УПХ у симетричних (1 – 5) і асиметричних камерах (6)

Таким чином, серед усіх розглянутих конфігурацій хвилевідбивних камер варіант рис. 6.19а є найбільш раціональним за ефективністю й технологічністю.

Для цього варіанту в роботі досліджено вплив кількості хвилевідбивних камер (n) на ефективність гасіння УПХ з урахуванням надлишкового тиску (ΔP) $E_2 = f(n, \Delta P)$. Дослідження проводились шляхом виконання двофакторного аналізу результатів чисельного експерименту, який був проведений за планом 2^{k-1} . У результаті отримано графічну залежність $E_2 = f(n, \Delta P)$ (рис. 6.29).

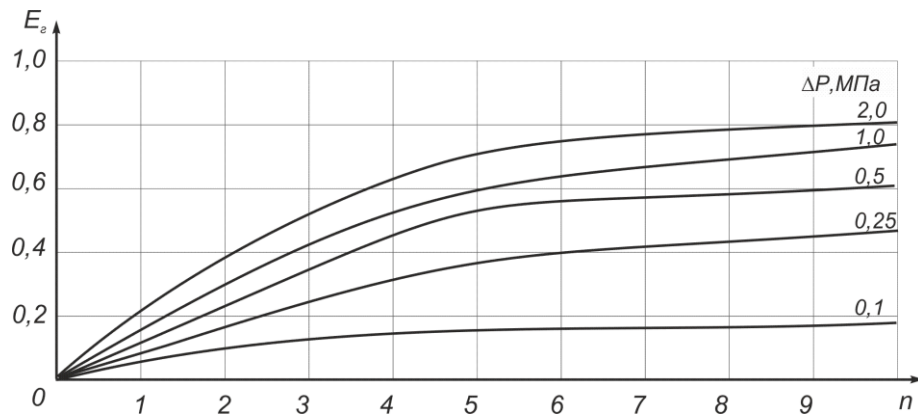


Рисунок 6.29 – Ефективність гасіння УПХ від кількості камер

За допомогою цього графіка можна визначити раціональну кількість хвилевідбивних камер для конкретних умов протяжної споруди. Величина надлишкового тиску у фронті УПХ після проходження ділянки з хвилевідбивними камерами (ΔP_1), у цьому випадку, визначають за формулою:

$$\Delta P_1 = \Delta P \cdot (1 - E_2). \quad (6.18)$$

З отриманого графіка видно, що чим вище надлишковий тиск у фронті УПХ, тим ефективніше відбувається її гасіння на відбивних поверхнях. Це пов'язано з тим, що при високих градієнтах розриву у газовому потоці сильніше проявляються хвильові властивості УПХ й, відповідно, працюють закони геометричної акустики. При невеликих градієнтах більше проявляються властивості безперервного потоку, у якому місцеві опори викликають не відбиття, а місцеву турбулізацію й завихрення потоку.

Через виникнення описаних вище ефектів повністю погасити енергію УПХ за допомогою хвилевідбивних камер малого діаметра неможливо. Їхнє за-

вдання – істотно знизити амплітуду УПХ за рахунок гасіння її хвильової енергії, перетворити її на хвилю стискування й у такий спосіб підвищити ефективність гасіння в інших елементах захисної системи. Застосування камер малого діаметра необхідно комплексно поєднувати з іншими засобами гасіння, наприклад, з розширювальною камерою великого діаметра (рис. 6.30).

Таким чином, застосовуючи серію хвилевідбивних камер малого діаметра, ми збільшуємо хвильовий опір каналу. Хвильовий опір є результатом витрат енергії УПХ на утворення додаткових фронтів ударних хвиль.

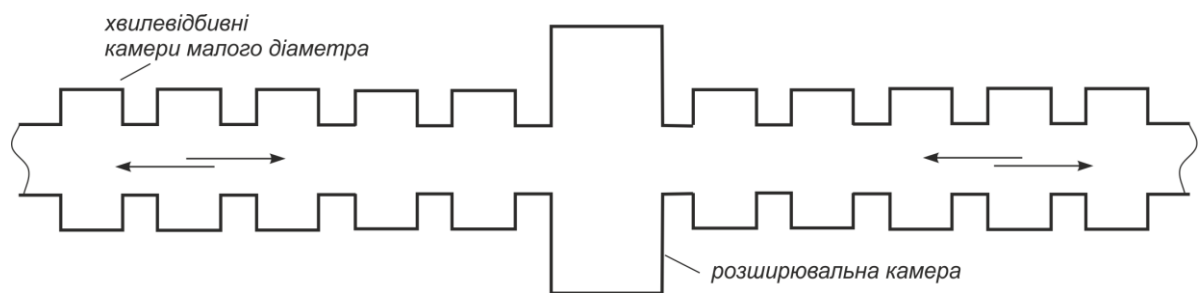


Рисунок 6.30 – Комплексна система захисту, що складається з хвилевідбивних і розширювальної камер двосторонньої дії

Збільшення хвильового опору каналу для умов надзвукового потоку у кілька разів перевищує опір, пов'язаний з тертям і тепловіддачею, що можна продемонструвати на графіку рис. 6.31, використовуючи дані п.п. 3.1, 3.2.

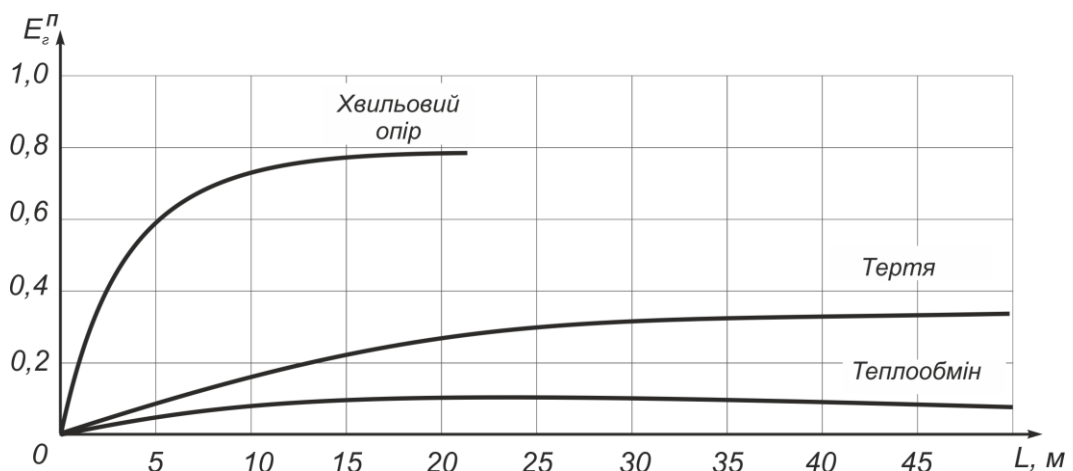


Рисунок 6.31 – Питома ефективність факторів дисипації енергій УПХ у протяжному каналі

6.4 Обґрунтування способу управління поширенням ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах

У процесі поширення УПХ у протяжних спорудах при зустрічі з місцевими опорами й ділянками зміни конфігурації й перерізу каналу можуть виникати деформації фронту хвилі й зміни напрямку руху потоку газів за ним. Цей факт пропонується використовувати для управління поширенням УПХ, способом перенаправлення газових потоків у додаткові виробки для розсіювання енергії хвилі (рис. 6.32а) або способом зменшення об'єму затікання надзвукового потоку в захисні виробки головного напрямку (рис. 6.32б).

Вплив на потік можна здійснювати, змінюючи конфігурацію поздовжнього перерізу каналу за допомогою спеціальних відбивних камер, у яких буде змінюватися кут набігання фронту хвилі на площину стінки, при цьому буде використовуватися властивість затікання УПХ до вільного простору. Таким чином вирішується важливе завдання – збереження технологічного перерізу каналу.

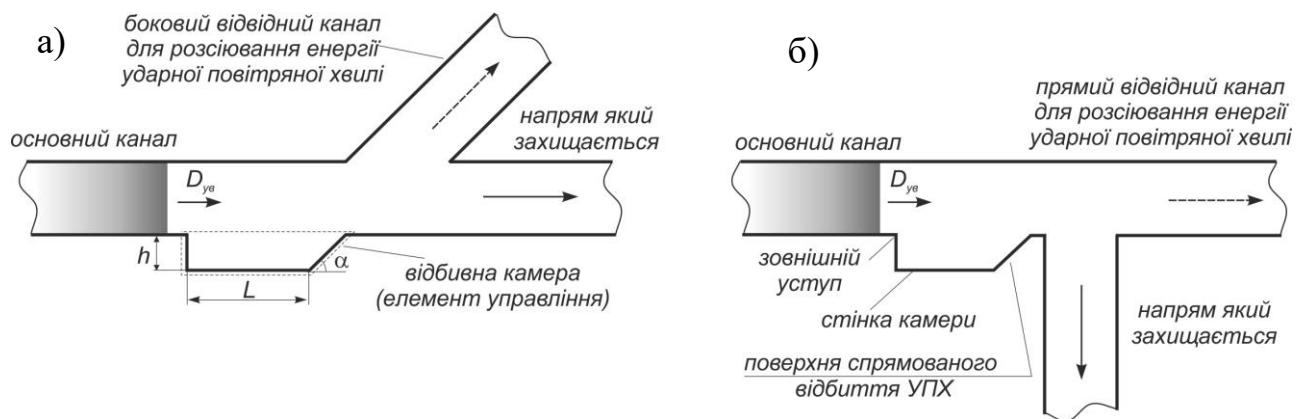


Рисунок 6.32 – Управління поширенням УПХ із застосуванням відбивних камер: а) перенаправлення надзвукового потоку в додаткові канали; б) зменшення об'єму затікання надзвукового потоку в канали, що захищаються

Для ефективного управління поширенням надзвуковим газовим потоком необхідно встановити раціональні параметри камери: глибину h , довжину L , кут

нахилу відбивної поверхні α і положення камери щодо виробок відгалуження й виробок, що захищаються від затікання УПХ. Раціональне значення глибини камери h , обґрунтоване в п. 6.3 відповідно до теорії дифракції ударної хвилі на зовнішньому уступі (рис. 6.20).

Мінімальна довжина камери L повинна забезпечувати повне затікання фронту УПХ в порожнину камери й початок процесу відбиття похилої ділянки фронту УПХ від її стінки. Для знаходження точки дотику фронту до стінки камери скористаємося рішенням Уітема, отриманим для поширення УПХ у каналах зі змінюваним перетином [317]. У його основу покладений наближений метод розв'язання рівнянь руху УПХ із лінійним і нелінійним фронтом, розвинутий у роботах Честера й Чизнела [317]. Рішення Уітема передбачає, що в найближчому просторі за УПХ частинки газу рухаються перпендикулярно фронту. При цьому використовується координатна сітка з послідовних положень фронту хвилі й ортогональних траєкторій частинок до неї (променів), для якої записується кінематична умова ортогональності. Для такої задачі вводиться припущення, що поширення УПХ між двома сусідніми променями можна розглядати як рух між твердими стінками. Тоді зміна числа Маха в цій частині УПХ відбувається через зміну площі поперечного перерізу $M = f(A)$ (рис. 6.33).

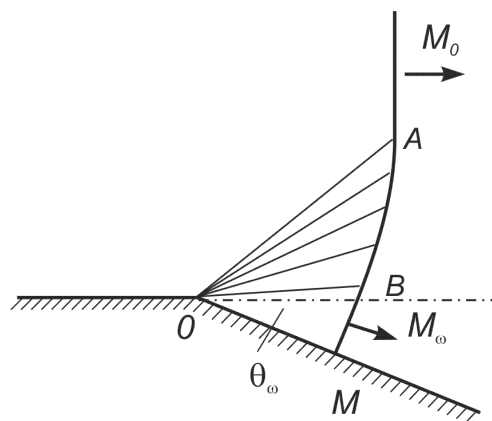


Рисунок 6.33 – Дифракція ударної хвилі в каналі зі змінним перетином [317]

Сукупність рівнянь для криволінійної системи координат з вираженням числа Маха від площі поперечного перерізу дає розв'язання задачі про просто-

рову взаємодію УПХ. Залежність числа Маха від зміни перерізу дозволяє розв'язувати задачі про поширення УПХ у каналах зі змінним перетином. Згідно з цим розв'язанням положення похилої частини профілю ударної хвилі в просторі знаходиться з рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{x}{M_0 a_0 t} = \left(\frac{n+1}{n}\right)^{\frac{1}{2}} e^{\theta/\sqrt{n}} \sin(\eta - \theta) \\ \frac{y}{M_0 a_0 t} = \left(\frac{n+1}{n}\right)^{\frac{1}{2}} e^{\theta/\sqrt{n}} \cos(\eta - \theta) \end{cases}, \quad (6.19)$$

де $n = 2 / K(M)$, $K(M)$ – функція Честера, що залежить від показника адиабати γ , для $\gamma=1,4$ $K(M) = 0,4 + (0,1/M^2)$.

Таким чином, при значенні кута $\theta = 90^\circ$ і числах Маха $M=1 - 3$ відносна довжина відбивної камери перебуває в межах $L = (1 - 2) d_k$.

Для одержання на відбивній площині максимального надлишкового тиску у відбитій хвилі необхідно виконання умови виникнення нерегулярного відбиття. Згідно з відомими аналітичними рішеннями [318] для сильних УПХ ($M = 1 - 3$), такий ефект виникає в діапазоні кутів падіння $\theta_\omega = 39 - 55^\circ$, при цьому утворюється хвиля Маха (рис. 6.34). Потрійна точка при махівському відбитті рухається під кутом χ до площини відбиття [317].

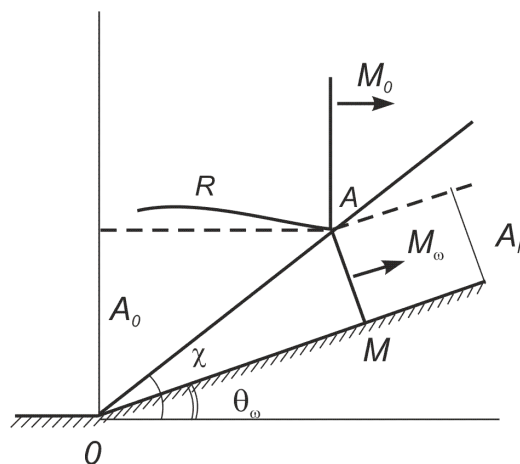


Рисунок 6.34 – Дифракція УПХ на увігнутому куті з утворенням хвилі Маха

Для оцінювання ширини фронту головної хвилі, яку можна одержати в діапазоні кутів махівського відбиття θ_ω , необхідно визначити величину кута χ . Згідно з рішенням Уітема, значення числа Маха головної хвилі й величину кута χ можна одержати зі співвідношення:

$$\begin{cases} \operatorname{tg} \theta_\omega = \frac{\sqrt{(M_\omega^2 - M_0^2)} \sqrt{(A_0^2 - A_\omega^2)}}{A_\omega M_\omega + A_0 M_0} ; \\ \frac{A_\omega}{A_0} = \frac{f(M_\omega)}{f(M_0)} \end{cases} \quad (6.20)$$

$$\operatorname{tg}(\chi - \theta_\omega) = \frac{A_\omega}{A_0} \left\{ \frac{1 - (M_0 / M_\omega)^2}{1 - (A_\omega / A_0)^2} \right\}^{1/2}, \quad (6.21)$$

де A_0, A_N – початковий і кінцевий перетин каналу, що звужується;
 M_0, M_ω – число Маха прямої й головної хвилі.

У діапазоні значень числа Маха в головній хвилі $M_\omega = 1 - 3$, кут $\chi - \theta_\omega$ становитиме $23 - 25^\circ$. Оцінювання динамічного впливу отриманої таким чином відбитої хвилі на основний газовий потік виконати аналітичним методом практично неможливо. Для вирішення цієї задачі, а також визначення ефективності запропонованих схем управління поширенням УПХ, скористаємося чисельними методами математичного моделювання. Принцип управління й гасіння УПХ на сполученні виробок розглянемо на прикладі їх сполучення під прямим кутом з додатковою системою виробок для розсіювання енергії УПХ (рис. 6.35).

У моделі сполучення генерація УПХ виконується джерелом теплового вибуху, який знаходиться перед системою відбивних камер на відстані, достатній для формування плоского фронту хвилі. Чисельний експеримент проводився в діапазоні надлишкового тиску в джерелі вибуху від 0,2 до 3,0 МПа.

На відміну від раніше проведених досліджень розглянемо рух УПХ уздовж зворотного уступу й на відбивній поверхні камери, розташованої безпосередньо в каналі споруди (рис. 6.36), за схемою рис. 6.32а.

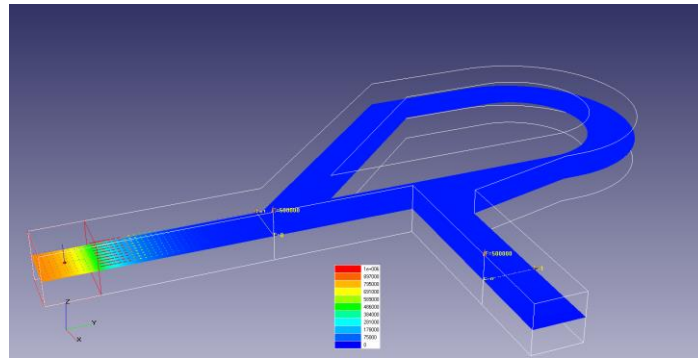


Рисунок 6.35 – Конфігурація сполучення з додатковою системою виробок для розсіювання енергії УПХ

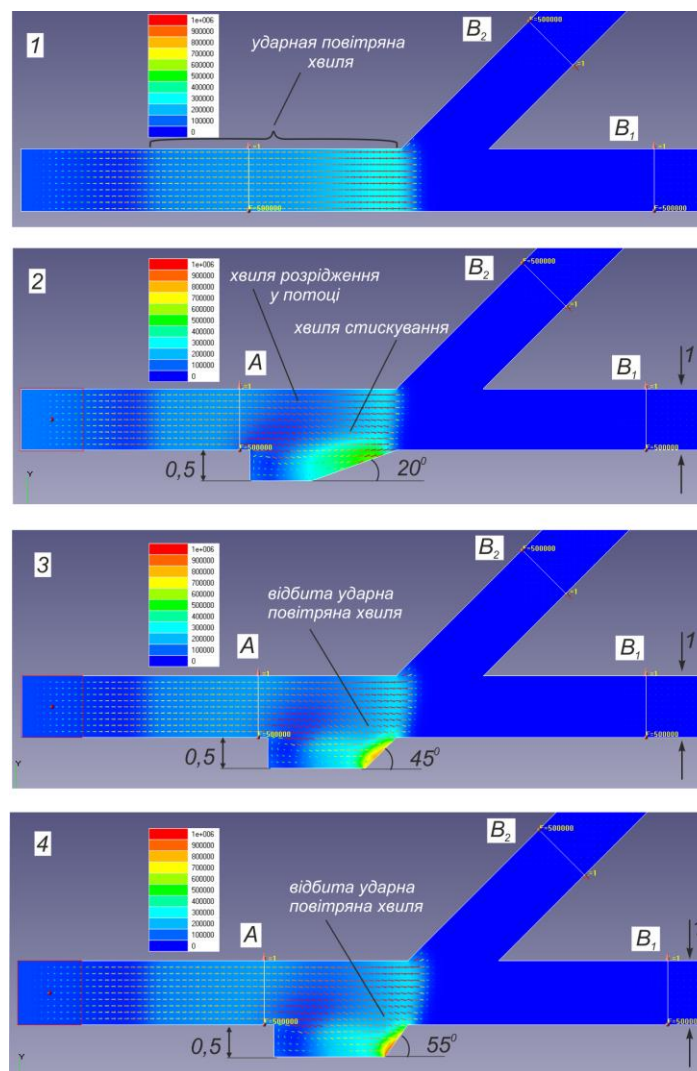


Рисунок 6.36 – Газодинаміка формування відбитої хвилі на поверхнях з різними кутами нахилу, безпосередньо у відбивній камері (градієнтне поле ΔP): A – точка реєстрації вхідного імпульсу УПХ; B₁, B₂ – точки реєстрації вихідного імпульсу в прямому каналі та його відгалуженні під 45°

Оскільки задача є автономною за числом Рейнольдса, було проведено збезрозмірювання геометричних параметрів відбивної камери шляхом приведення їх до ширини каналу $h_{o.к.}=0,5d_k$.

Застосування відбивної камери викликає появу хвиль розрідження в надзвучковому потоці наслідком чого є зменшення загальної інтенсивності УПХ. Чисельне моделювання продемонструвало передбачувані ефекти: за невеликих кутів нахилу відбивної поверхні утворюється хвиля стискування (рис. 6.36-2), що рухається за фронтом основної УПХ (рис. 6.36-1). Відповідно, її вплив на основний потік практично не викликає зміни його напрямку. Якщо величина кутів перевищує $39,2^\circ$, утвориться відбита УПХ (рис. 6.36-3, 6.36-4), яка поширюється в протитечії, викликаючи значне гальмування основного потоку й зміну напрямку вектора його масової швидкості (рис. 6.37-2, 6.37-3).

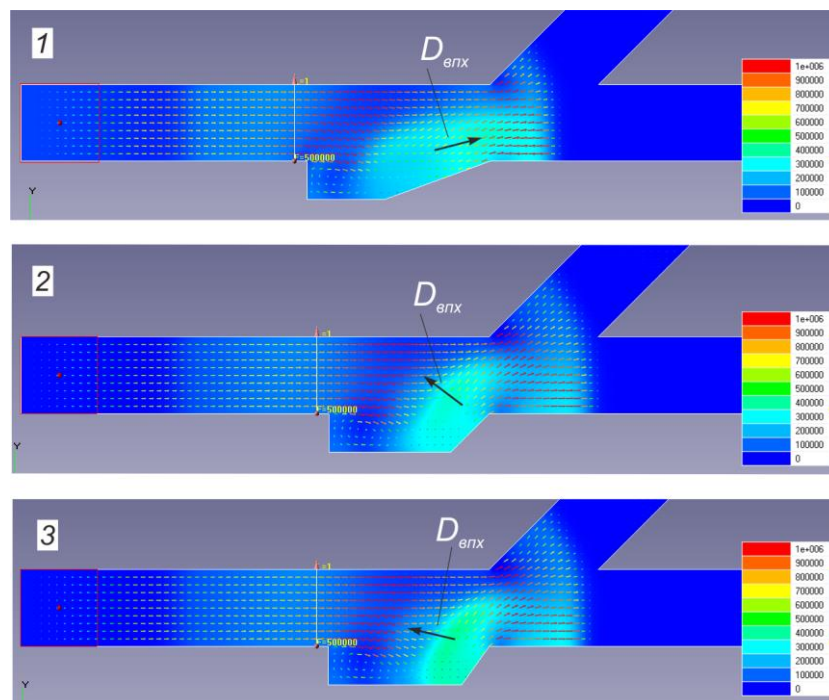


Рисунок 6.37 – Динаміка дії відбитої ударної хвилі на основний потік в каналі при різних кутах нахилу відбивної поверхні

Найбільший ефект впливу спостерігається при кутах нахилу поверхні, близьких до 45° . Подальше збільшення кута веде до виникнення протитечії в

об'ємі самої камери й втрати в ній енергії відбитої хвилі. Вплив на основний потік відбувається опосередковано через хвильові фронти, утворені всередині камери. Застосування відбивної камери, розташовуваної в створі перед сполученням відвідного каналу, значно зменшує інтенсивність УПХ, що можна прослідкувати на градієнтному полі ΔP , у газовому потоці за сполученням (рис. 6.38).

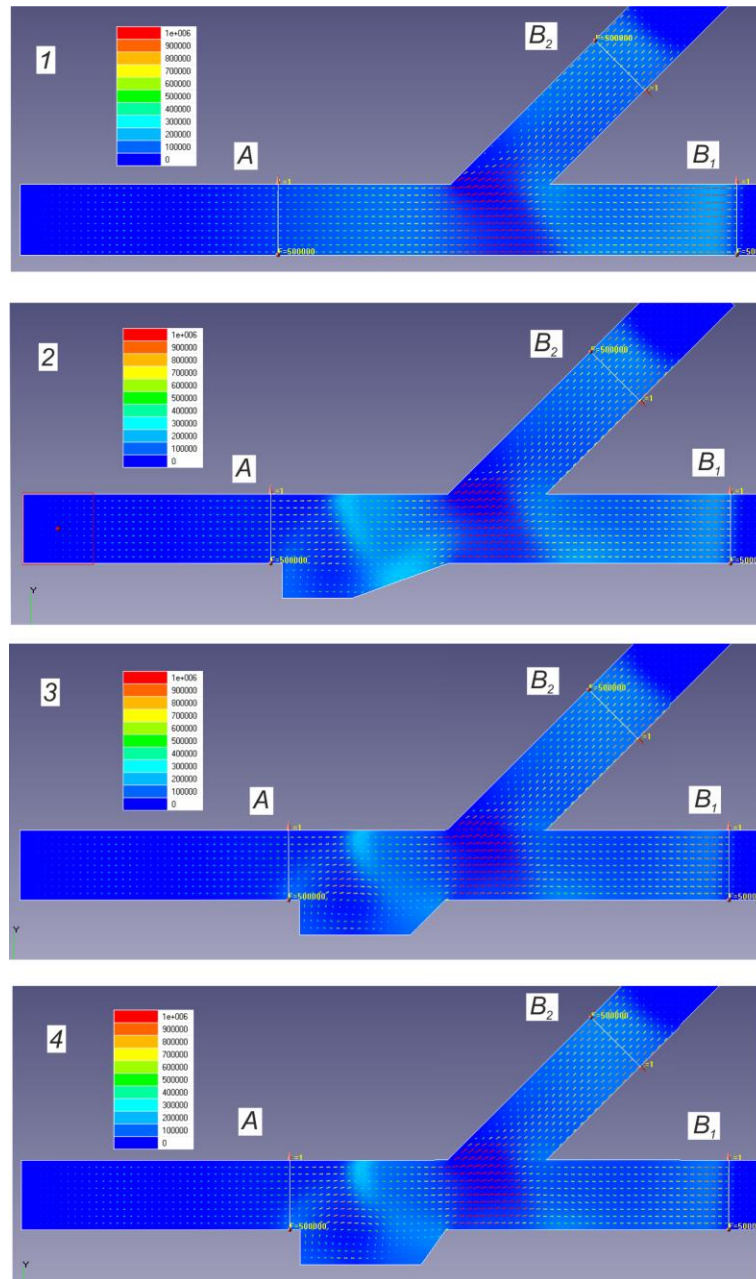


Рисунок 6.38 – Градієнтне поле ΔP , в газовому потоці за сполученням:

1 – без відбивної камери; 2, 3, 4 – із застосування відбивних камер
з кутами поверхні відбивання 20, 45, 55°

У кількісному вираженні зниження амплітуди тиску УПХ чітко простежується на відповідних графіках імпульсу (рис. 6.39), які зареєстровані в точці входу A перед сполученням, й у двох точках виходу B_1 , B_2 (рис. 6.41).

У прямому відвідному каналі B_1 (рис. 6.41а) падіння амплітуди при застосуванні відбивної камери з кутом нахилу поверхні відбиття 20° , становить 10 % (графік 2 – 3). Збільшення кута нахилу до 45° викликає падіння амплітуди в цій точці на 21 % (графік 2 – 4). При подальшому збільшенні кута нахилу поверхні відбиття ефективність гасіння практично не змінюється (графік 2 – 5).

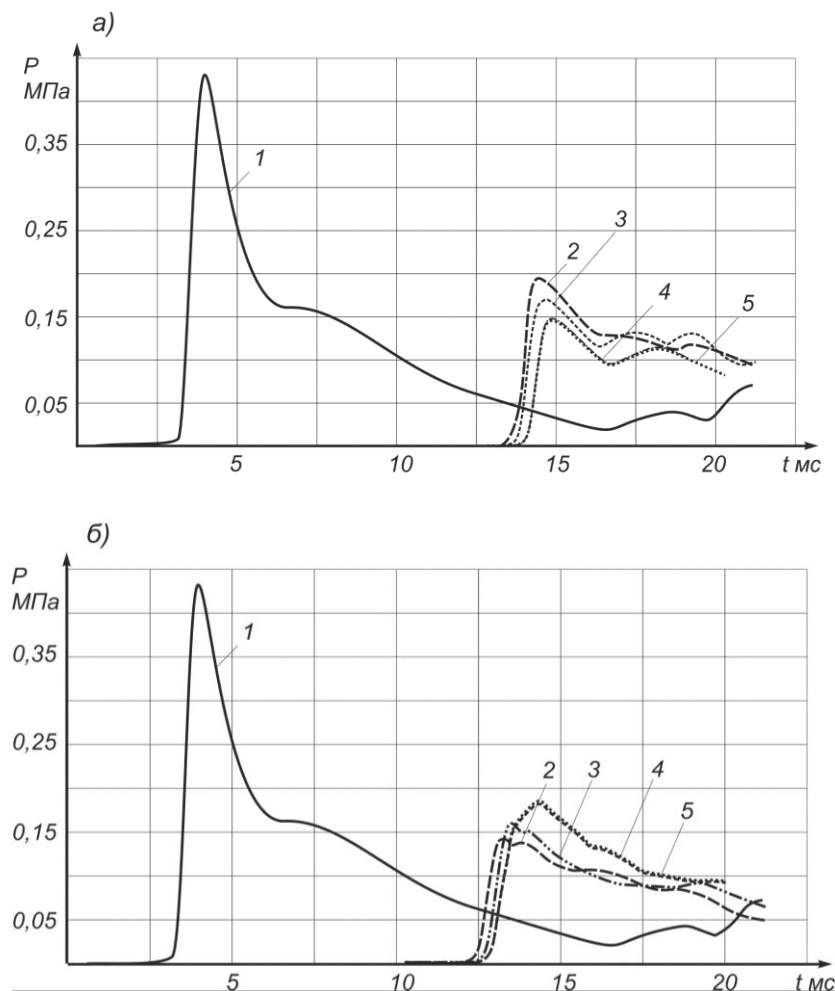


Рисунок 6.39 – Імпульс УПХ перед відбивною камерою (A) та за нею:
а) вихідні імпульси в прямому каналі (B_1); б) у каналі відгалуження (B_2);

1 – вхідний імпульс; 2 – вихідний імпульс при відсутності камери;
3, 4, 5 – застосування камери з кутами нахилу відбивної поверхні $20, 45, 55^\circ$

Падіння амплітуди у фронті УПХ обумовлено збільшенням об'єму затікання надзвукового потоку в канал відгалуження B_2 . Це відображено на графіках рис. 6.39б. Амплітуда тиску УПХ збільшується на 12 % при куті нахилу поверхні 20° (графіки 2 – 3) і на 18 % при куті 45° (графіки 4 – 5). Таким чином, раціональним кутом нахилу поверхні у відбивній камері є кут близький до 45° , за умови розташування камери в створі перед каналом відгалуження.

Дослідження процесу захисту каналу від затікання УПХ за допомогою відбивних камер виконувалося безпосередньо у вузлі сполучення з кутом 90° . Вузол сполучення, крім каналів головного напрямку, включає систему відвідних каналів у вигляді петлі, призначених для розсіювання енергії УПХ (рис. 6.35). Основна ідея способу гасіння полягає в тому, що на сполученні напрямок руху УПХ не змінюється й вона не зустрічає на своєму шляху стінок виробок, як у стандартному повороті під прямим кутом. При цьому вона вільно затікає в канали гасіння, розділившись на два зустрічних потоки: один утвориться до сполучення в каналі відгалуження, другий – за сполученням у прямому відвідному каналі. Для збільшення ефекту затікання в необхідні канали й зменшення затікання в канали головного напрямку використовуються елементи управління поширенням УПХ – відбивні камери й розкосина [319].

Як база порівняння для встановлення ефективності способу гасіння УПХ була обрана ділянка поширення УПХ через Г-подібне сполучення (рис. 6.40-1). Відстань між контрольними точками реєстрації імпульсу УПХ A_{ex} , $A_{вих}$ відповідало відстані пройденому фронтом УПХ в запропонованому захисному сполученні (рис. 6.40-2, – 6.40-4). У процесі поширення фронт УПХ постійно втягує до руху нові маси газу. При цьому на прямолінійних ділянках формується надзвуковий потік з довжиною, що значно перевищує ширину каналу (рис. 6.40-1). Увесь цей потік несе в собі силовий імпульс УПХ. На сполученні виникає два процеси – дифракція хвилі на уступі й відбивання хвилі від стінки поперечного каналу. У результаті відбивання частина енергії витрачається на рух потоку у зворотному напрямку, однак більша її частина переходить за сполучення.

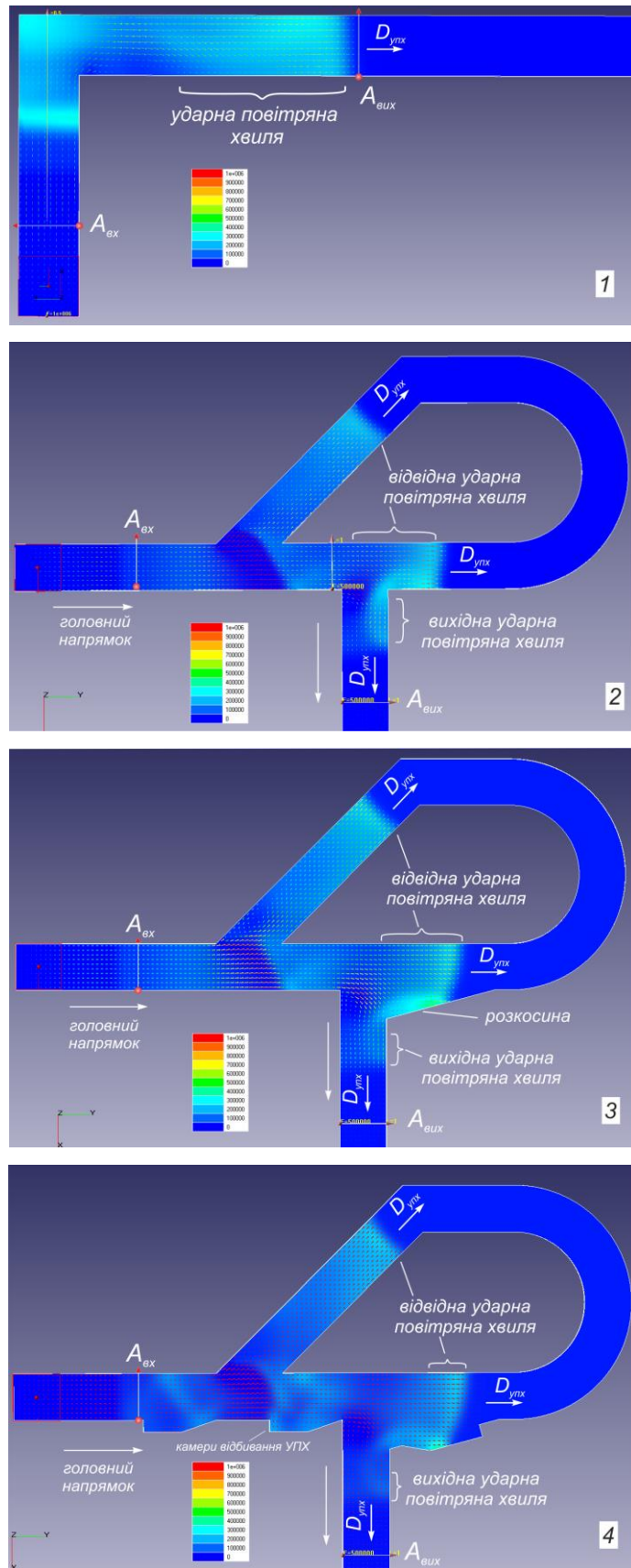


Рисунок 6.40 – Поширення УПХ в сполученні 90°: 1) затікання без захисних елементів; 2) застосування відвідних каналів; 3) застосуванням розкосини; 4) застосуванням відбивних камер (градієнтне поле ΔP)

Відповідно результатів досліджень наведених у пункті 6.1, для даної геометрії сполучення, ступінь затікання становить не менше 85 % за амплітудою тиску у фронті при вхідному надлишковому тиску 0,52 МПа. У запропонованій принциповій схемі гасіння УПХ на сполученні за рахунок відвідних каналів значно знижується інтенсивність затікання хвилі, це чітко демонструє чисельний експеримент та простежується на градієнтному полі ΔP (рис. 6.40-2).

При підході фронту до відгалуження каналу головного напрямку хвиля буде дефрагувати й відбиватися, описаним махівським принципом від протилежної стінки. Для зменшення впливу цих процесів пропонується два елементи управління: застосувати розкосину прямого кута (рис. 6.40-3) і використовувати відбивну камеру перед відгалуженням (рис. 6.40-4). Перший елемент зводить до мінімуму махівське відбиття, другий дозволяє змістити ядро надзвукового потоку до протилежної стінки, створюючи ефект відхилення потоку від вхідного простору каналу головного напрямку.

У петлі відвідних каналів виникають відбиті хвилі, які рухаються у зворотньому напрямку (рис. 6.41).

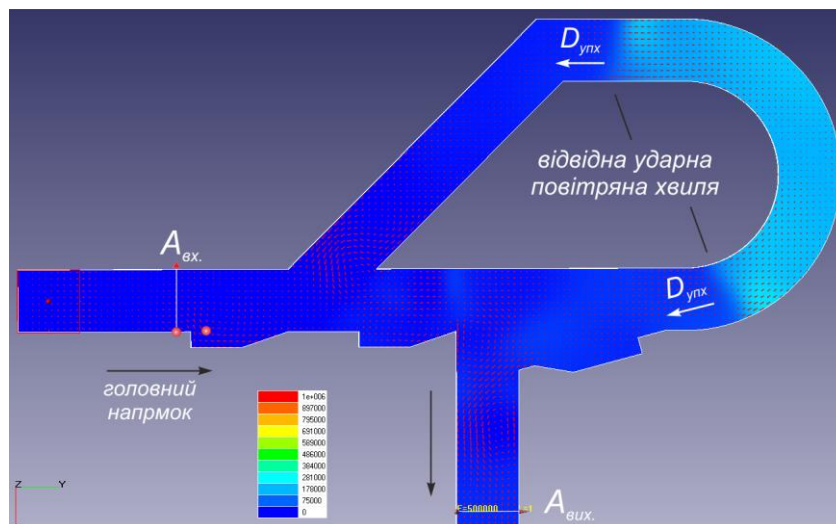


Рисунок 6.41– Відбиті ударні повітряні хвилі у відвідних каналах

Для захисту головного напрямку від затікання цих хвиль також необхідно застосовувати відбивні камери на лінії розкосини прямого кута.

Вплив запропонованого способу гасіння УПХ і елементів управління потоком на амплітуду й імпульс хвилі відображені на графіках імпульсу в точці $A_{\text{вих}}$ (рис. 6.42).

У цілому принципова схема гасіння УПХ з відвідними каналами знижує амплітуду вихідної хвилі на 55 % (графік 1 – 2) у порівнянні з базовим сполученням під прямим кутом. При цьому форма імпульсу, через наявність відбитих хвиль у додаткових каналах гасіння, набуває другого вираженого піку, хоча його амплітуда на 10 – 50 % нижча за максимум.

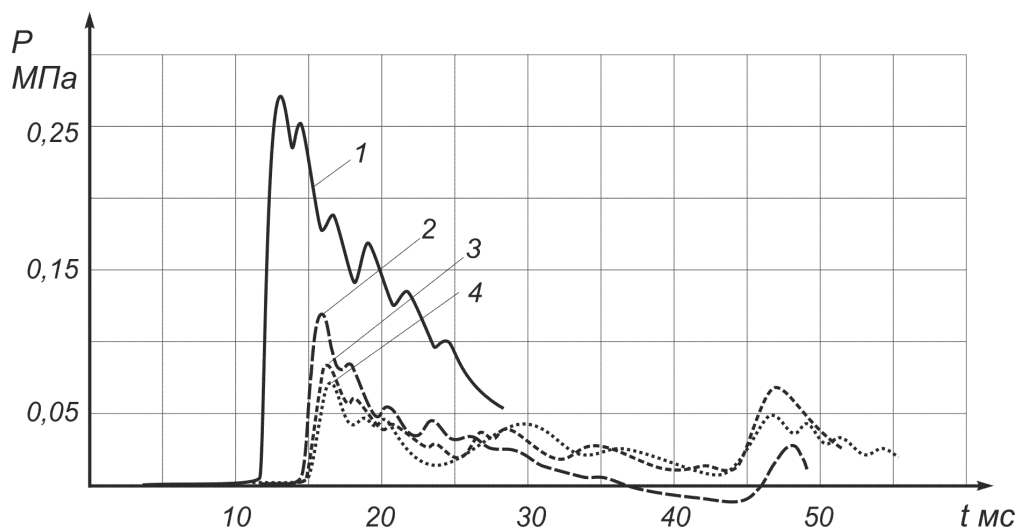


Рисунок 6.42 – Імпульс УПХ у вихідному каналі захисного сполучення:

1 – базове прямокутне сполучення; 2 – захисне сполучення; 3 – захисне сполучення з розкосиною; 4 – сполучення з відбивними камерами

Застосування розкосини дозволяє знизити амплітуду вихідної хвилі до 70 % (графік 1 – 3), однак другий пік усього лише на 10 % нижчий за максимум. Для зниження амплітуди другого піка в схемі застосовується відбивна камера на лінії розкосини. Загалом разом із двома камерами, розташованими перед відгалуженням, це дозволяє знизити амплітуду вихідної УПХ на 74 %.

6.5 Впровадження результатів досліджень та їх соціально-економічна ефективність

Результати дисертаційного дослідження було впроваджено у вигляді рекомендацій, методик та способів у науковій, виробничій та навчальній сфері [325, 327, 328] (додаток Л). Для рішення наукових завдань прогнозування наслідків газоповітряних вибухів у протяжних спорудах була розроблена комп'ютерна програма моделювання формування та поширення УПХ у протяжних спорудах [90]. Основою програми є математична модель ударної труби. Комп'ютерна програма VL-MCE 1.0 створена мовою програмування Borland Pascal 7.01, комп'ютерна програма FEM 1.0 – мовою DELPHI 7.0. Інструкцію до їх використання та функціонал наведено в Додатку Н.

Використання розробленої віртуальної лабораторії у навчальному процесі дає можливість значно підвищити ефективність засвоєння навчального матеріалу. У структурі професійної підготовки фахівця спеціальності 263 «Цивільна безпека» значне місце посідають прикладні дисципліни, одним з об'єктів вивчення яких є процеси горіння й вибуху. До них відносяться дисципліни «Теорія горіння і вибуху», «Пожежовибухобезпека», «Охорона праці в галузі», «Запобігання та ліквідація аварій», «Безпека при веденні вогневих робіт», «Моделювання технологічних процесів і систем» тощо.

Для практичного вивчення студентами вибухових процесів ще під час існування СРСР застосовувалися лабораторії, обладнані вибуховими камерами. Такі лабораторії мали тільки кілька академічних ВНЗ: Московський інженерно-будівельний інститут і гірничі інститути в Москві, Донецьку й Новосибірську. Для вивчення процесів газових вибухів використовуються лабораторії, які обладнані ударними трубами, але в системі академічної освіти вони були відсутні, як у минулому, так і зараз, тому розроблення комп'ютерних програм, що моделюють процеси горіння і вибух газових сумішей, дозволить вийти на новий, більш якісний рівень підготовки фахівців цивільної безпеки та дослідження вибухових процесів у цілому.

Для студентів, які навчаються за напрямом 26 «Цивільна безпека» із зазначених дисциплін (відповідно до вимог кваліфікаційної характеристики) необхідно формувати проектувальну функцію в діяльності фахівця з рівнем підготовки магістр-професіонал і магістр-науковець, чого дуже важко досягти без лабораторного практикуму. Лабораторні роботи дозволять сформувати знання на рівні ПС (продуктивно-синтетичні) і виробити знаково-розумові (ЗР) і знаково-практичні (ЗП) професійні вміння на рівні С (самостійно).

Компоновка візуальної частини віртуальної лабораторії дозволяє студенту повністю уявити механіку процесу, легко усвідомити й засвоїти навчальний матеріал і оцінити кількісні показники газодинаміки та хімічної кінетики детонаційного та дефлаграційного горіння. Одна з найважливіших рис фахівця спеціальності «Цивільна безпека» – уміння бачити причиново-наслідкові зв'язки між початковими параметрами і подальшими ефектами поширення вибухових хвиль. Для цього в комп'ютерній програмі віртуальної лабораторії графіки будуються у вертикальному проекційному зв'язку. При цьому легко спостерігати, як змінюються, наприклад, у фронті горіння або детонаційній хвилі склад газоповітряної суміші, її температура щільність, надлишковий тиск, як розподіляються ці параметри по перерізу каналу як уздовж, так і перпендикулярно його осі (рис. Н.4). У будь-який момент часу в програмі є можливість зупинити обчислювальний процес, проаналізувати співвідношення параметрів і потім продовжити розрахунок.

Згідно з хронометражними спостереженнями в репрезентативній вибірці групи студентів, час на самостійне освоєння інструкції для проведення лабораторної роботи й інтерфейсу програми під час аудиторних занять становить не більше 10 хв. за умови попереднього опанування теоретичного матеріалу за темою, що вивчається. Повне самостійне засвоєння теми й виконання лабораторної роботи для студентів-заочників займає 2 години. Середній бал відповідей на контрольні питання – 3,75 (за п'ятибальною шкалою). При цьому студент в змозі кількісно оцінити можливі варіанти розвитку подій в аварійних ситуаціях

і відповідно планувати адекватні заходи щодо їх запобігання. Таких вміннь, як правило, молодий спеціаліст набуває на виробництві [325].

Впровадження способів захисту підземних комунікацій та персоналу від дії УПХ, зокрема способу зниження інтенсивності УПХ та способу управління їх поширенням в протяжних спорудах, проведено в умовах шахти «Біжанівська-3» ТОВ «Донбасвугілляінвест». Технологія впровадження наведена у додатку Л. Ефективність зниження тиску у фронті УПХ при застосуванні симетричних хвилевідбивних камер за початкового значення від 0,1 до 2 МПа становить від 18 до 75 %. Ефективність зниження тиску у фронті УПХ при застосуванні відвідних каналів та відбивних камер на сполученні виробок становить 70 %.

Методику базового експерименту було впроваджено в діяльності Дніпропетровського воєнізованого гірничо-рятувального (аварійно-рятувального) загону для прогнозування наслідків аварійної ситуації (додаток Л.4). За цією методикою виконано розрахунки затікання УПХ у нестандартні сполучення каналів протяжних споруд на вибухопожежонебезпечних виробничих об'єктах, які неможливо розрахувати за стандартною методикою СНиП 2.01.54 – 84 [306], та визначені вибухові навантаження на будівельні конструкції, які виникають при аварійних газових вибухах, у вигляді навантажувальної кривої.

Закономірності, які отримано у дисертаційній роботі, застосовані для удосконалення нормативної бази визначення параметрів поширення УПХ та розрахунку навантаження на захисні споруди у вигляді проекту актуалізації СНиП 2.01.54 – 84 «Защитные сооружения гражданской обороны в подземных горных выработках» та методики розрахунку параметрів повітряних ударних хвиль та безпечних відстаней при вибухах газів та пилу в гірничих виробках СОУ-Н 10.1.00174102.012:2010 (додаток М).

Визначення соціально-економічної ефективності застосування результатів дисертаційних досліджень у виробництві виконувалося для умов впровадження способу зниження інтенсивності УПХ на шахті «Біжанівська-3» ТОВ «Донбасвугілляінвест». Оцінювання ефективності заходів щодо підви-

щення безпеки працівників при загрозі дії небезпечного фактора – ударної повітряної хвилі, виконано на основі економічних показників підприємства, які представлені у звітних формах № 1-ПВ (умови праці), № 1-УБ (відомча), № 7-тнв [330], з використанням методики оцінювання величини відверненого збитку внаслідок впровадження протиаварійних заходів [331] і «Рекомендації щодо побудови, впровадження та удосконалення системи управління охороною праці» [332].

Ефективність витрат підприємства на спорудження системи відвідних каналів та хвилевідбивних камер визначено показником E :

$$E = E_p / B, \quad (6.22)$$

де E_p – річна економія за рахунок зменшення збитків від наслідків аварійних вибухів, грн;

B – витрати підприємства на впровадження способу управління поширенням УПХ, грн.

Значення E_p визначено через величину відверненого збитку [331]:

$$E_p = Z_e = (p - p_e) \cdot Z(A), \quad (6.23)$$

де Z_e – максимальна величина відверненого збитку, грн;

p, p_e – вірогідність виникнення шкоди від дії УПХ до і після впровадження способу управління поширенням УПХ;

$Z(A)$ – величина очікуваного збитку від дії УПХ.

У результаті проведених розрахунків (додаток П) ефективність витрат на спорудження системи відвідних каналів та хвилевідбивних камер в умовах шахти «Бежанівська-3» становить $E = 7,6$ одиниць, тобто витрати на заходи з

охорони праці у 7,6 разів менше за вірогідні збитки від дії УПХ у разі аварійного вибуху.

Соціальний ефект складається зі зменшення ступеня базового ризику P [332] з 75 балів до 6 балів (додаток П), що унеможлиблює смертельні нещасні випадки та знижує кількість тяжких нещасних випадків, і в цілому дає підвищення безпеки та поліпшення умов праці.

Висновки до розділу 6

1. Уперше розроблено універсальну методику обчислювального експерименту, що дозволяє виділити вплив конфігурації і геометричних характеристик сполучення виробок та нівелювати вплив інших факторів на ступінь трансформації ударної повітряної хвилі при її проходженні через будь-які типи сполучень і вузлів сполучень каналів.

2. Виконано математичне обґрунтування раціонального положення точки вимірювання параметрів ударної повітряної хвилі для встановлення ступеня її трансформації з урахуванням складної ударно-хвильової картини поширення УПХ за сполученням каналів.

3. Подальшого наукового розвитку дістало уявлення про закономірності зміни коефіцієнта затікання УПХ у типові сполучення каналів. Отримані закономірності, унаочнені у формі таблиць коефіцієнтів затікання, мають практичне значення для вдосконалення нормативних документів у будівельній і гірничо-видобувній галузі.

4. Уперше розроблено ефективні схеми гасіння ударних повітряних хвиль, які засновані на принципово нових підходах до використання фізичних проявів аеродинамічного опору та які дозволяють, не зменшуючи технологічного перерізу каналів, перетворювати ударну повітряну хвилю на хвилю стискування зі значним зниженням амплітуди надлишкового тиску за рахунок підви-

щення хвильового опору каналу, що дає можливість обирати найефективніші захисні заходи на стадії проектування.

5. Розроблено новий спосіб гасіння ударних повітряних хвиль на сполученнях із застосуванням відвідних каналів, використання яких знижує амплітуду тиску вихідної хвилі до 55 %.

6. Встановлено новий ефект управління поширенням УПХ із застосуванням відбивних камер, які дозволяють перенаправляти газові потоки ударної хвилі в додаткові канали для розсіювання її енергії або зменшувати обсяг затікання УПХ в канали головного напрямку, які потребують захисту.

7. На основі проведення чисельного моделювання визначена ефективність комплексного застосування відвідних каналів і відбивних камер, які дозволяють знизити амплітуду вихідної ударної хвилі на прямокутному сполученні каналів на 74 %.

Результати, наведені в розділі, опубліковані в таких роботах автора [90, 154, 188, 268, 309, 311, 319, 320, 325].

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі, яка є завершеною науково-дослідною роботою, вирішена важлива для охорони праці проблема розвитку наукових основ підвищення безпеки в протяжних спорудах при газових вибухах за рахунок детального прогнозування параметрів поширення ударних повітряних хвиль і захисту від їх дії шляхом розроблення математичних моделей процесів газодинаміки й хімічної кінетики детонаційного та дефлаграційного горіння газоповітряних сумішей у протяжних каналах, розроблення способів зниження інтенсивності ударних повітряних хвиль на основі об'ємно-планувальних та топологічних рішень.

Найбільш важливі наукові та практичні результати, висновки і рекомендації полягають у такому:

1. Проведений аналіз виконаних раніше досліджень показав, що відсутність ефективних математичних моделей чисельного розрахунку вибухового горіння для встановлення початкових параметрів ударних повітряних хвиль, які генеруються аварійними вибухами в протяжних спорудах, не дозволяє прогнозувати навантаження на захисні будівельні конструкції та забезпечити їхню стійкість.

2. Вперше запропоновано структуру алгоритму чисельного розрахунку методу великих частинок, яка дозволяє створити математичний опис не тільки однокомпонентних, а й багатоконпонентних середовищ, що створює можливість для моделювання взаємодії реакційноздатних компонентів газових потоків, які виникають під час аварійних газових вибухів.

3. Вперше запропоновано спосіб реалізації граничних умов розв'язання задачі поширення УПХ методом великих частинок для невідбивних границь розрахункової області, що виконується проведенням спільного дослідження граничних умов і фізичних процесів.

4. На основі модифікованої чисельної схеми методу великих частинок розроблено алгоритм і програмне забезпечення для моделювання газодинамічних процесів поширення ударних повітряних хвиль у каналах протяжних споруд, яке реалізоване в інтерактивній віртуальній лабораторії.

5. Дістала подальшого розвитку теорія теплообміну між стінкою каналу і газовим надзвуковим потоком в області оцінювання значення коефіцієнта теплообміну в умовах поширення ударних повітряних хвиль у каналах і підземних виробках протяжних споруд.

6. Розроблено математичну модель ударної труби, що дозволяє перейти від спрощеної схеми розрахунку вибухових навантажень, яка реалізовувалась шляхом застосування квазістатичного коефіцієнта динамічності, до прямого визначення динаміки навантаження (форми імпульсу), що дає можливість враховувати складне ударно-хвильове поле навантаження будівельної конструкції.

7. На основі експериментальних досліджень проведено порівняння силового імпульсу, розрахованого в математичній моделі ударної труби, з імпульсом, отриманим у фізичному експерименті, заснованому на лазерному підриванні оптичного вибухового заряду із застосуванням балістичного маятника. Встановлено, що лазерне підривання з достатнім ступенем точності моделює умови миттєвого вибуху. Вперше проведено обґрунтування критеріїв енергетичної та геометричної подібності чисельного і фізичного експерименту, розбіжності між результатами не перевищили 9 %.

8. Вперше розроблено новий підхід до реалізації чисельної схеми модифікованого методу великих частинок, що дозволяє виконувати спільне розв'язання задачі газодинаміки й хімічної кінетики вибухового горіння газоповітряної суміші. Розроблена схема чисельного моделювання хімічного механізму вибухового горіння, яка заснована на теорії термодинаміки й макрокінетики реакції окислювання вуглеводнів. Чисельна схема дозволяє визначати режим горіння й, відповідно, динаміку формування й поширення ударної повітряної хвилі в протяжних спорудах.

9. Запропоновано нову методику визначення макрокінетичних характеристик рівнянь вибухового горіння вуглеводневих сумішей з використанням обчислювального експерименту.

10. Вперше встановлено макрокінетичні параметри реакцій для моделювання одностадійного запалювання й горіння найбільш імовірних вуглеводнів в атмосфері протяжних споруд у режимі дефлаграції й детонації. Виконано узгодження кінетичних характеристик реакції за рівнянням Арреніуса – передекспоненти й ефективної енергії активації за газодинамічними показниками протікання реакції вибухового горіння для умов протяжних споруд. Отримані параметри макрокінетики дозволяють застосовувати прості кінетичні механізми в практичних розрахунках процесів дефлаграційного й детонаційного горіння та прогнозувати з достатнім ступенем точності параметри аварійних вибухів в умовах протяжних споруд.

11. У рамках фізико-математичної моделі ударної труби, що враховує хімічну кінетику горіння метаноповітряної суміші, досліджено задачу про вплив режиму горіння й місця ініціювання на параметри ударної повітряної хвилі в протяжних каналах, що дозволяє достовірно оцінювати, в залежності від умов, динаміку навантаження на захисні споруди.

12. Встановлено закономірності динаміки вибухового горіння газоповітряної суміші залежно від розташування точки її ініціювання: у режимі дефлаграційного горіння ГПС з ініціюванням на границі хмари амплітуда хвилі, що поширюється у бік горіння, збільшена на 10 % у порівнянні з протилежною УПХ, яка, в свою чергу, має в 3,6 рази більшу довжину. В цьому ж випадку, але в режимі детонації, спостерігається ефект спрямованого вибуху, при якому утворюється УПХ, що рухається в бік руху детонаційної хвилі з амплітудою тиску в 5 разів більше, ніж в ударній хвилі, яка рухається в протилежному напрямку. Модель миттєвого об'ємного вибуху, у порівнянні із моделями горіння, дає занижені початкові значення амплітуд ударної хвилі.

13. Вперше встановлено закономірності запалювання локальних скупчень метану ударною повітряною хвилею для умов протяжних каналів з використанням математичної моделі ударної труби.

14. Вперше розроблено універсальну методику обчислювального експерименту, що дозволяє виділити вплив конфігурації і геометричних характеристик сполучення виробок та нівелювати вплив інших факторів на ступінь трансформації ударної повітряної хвилі при її проходженні через будь-які типи сполучень і вузлів сполучень каналів.

15. Уперше розроблено ефективні схеми гасіння ударних повітряних хвиль, які засновані на принципово нових підходах до використання фізичних проявів аеродинамічного опору та які дозволяють, не зменшуючи технологічного перерізу каналів, перетворювати ударну повітряну хвилю на хвилю стискування зі значним зниженням амплітуди надлишкового тиску за рахунок підвищення хвильового опору каналу, що дає можливість обирати найефективніші захисні заходи на стадії проектування.

16. Розроблено новий спосіб гасіння ударних повітряних хвиль на сполученнях із застосуванням відвідних каналів, використання яких знижує амплітуду тиску вихідної хвилі до 55 %.

17. Досліджено новий ефект управління поширенням ударних повітряних хвиль із застосуванням відбивних камер, які дають можливість перенаправляти газові потоки ударної хвилі в додаткові канали для розсіювання її енергії або зменшувати обсяг затікання надзвукового потоку в захисні канали головного напрямку.

18. На основі проведеного чисельного моделювання визначено ефективність комплексного застосування відвідних каналів і відбивних камер, які дозволяють знизити амплітуду вихідної ударної хвилі на прямокутному сполученні каналів на 74 %.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Булат А.Ф., Фичев В.В., Яценко И.А. и др. Состояние техники безопасности и эффективности функционирования противоаварийной защиты угольных шахт. Днепропетровск: ООО «Норд-Компьютер», 2005. 266 с;
2. Сумской С.И., Пчельников А.В., Шамшин И.О., Викторов С.Б. Моделирование взрывного превращения топливовоздушных смесей в протяженных тоннелях. *Безопасность труда в промышленности*, 2007. № 3. С. 46 – 50.
3. Таубкин С.И. Пожар и взрыв, особенности их экспертизы. Москва: ВНИИПО, 1999. 600 с.
4. Кружилко О.Є., Сторож Я.Б., Лютак І.З., Праховнік Н.А. Методичні заходи оцінки виробничих ризиків при плануванні профілактичних заходів. *Проблеми охорони праці в Україні*. Київ: ДУ «ННДПБОП», 2017. Вип. 33. С. 15 – 21.
5. Сумской С.И., Пчельников А.В., Шамшин И.О., Викторов С.Б. Моделирование последствий взрывного превращения топливовоздушных смесей в протяженных тоннелях. *Безопасность труда в промышленности*, 2007. № 4. С. 42 – 48.
6. Бунько Т.В., Кокоулин И.Е., Жалилов А.Ш., Бокий А.Б. Совершенствование метода расчета концентраций метана по сети горных выработок, включающих рассредоточенные источники метановыделения. *Геотехнічна механіка*: Міжвід. зб. наук. праць. Інститут геотехнічної механіки ім. М.С. Полякова НАН України. Дніпро, 2015. Вип. 120. С. 115 – 124.
7. Цейтлин Я.И., Смолий Н.И. О действии слабых ударных воздушных волн при взрывах на карьерах и стройплощадках. *Взрывное дело* : сборник, 1980. № 82/39. С. 232 – 247.
8. Стоецкий В.Ф., Голинько В.И., Дранишников Л.В. Оценка риска при авариях техногенного характера. *Науковий вісник НГУ*, 2014. Вип. 3(141). С. 117 – 125.

9. Комаров А.А., Бажина Е.В. Определение параметров динамических нагрузок от аварийных взрывов, действующих на здания и сооружения взрывоопасных производств. *Вестник МГСУ*, 2013. № 12. С. 14 – 19.

10. Мишуев А.В., Казеннов В.В., Комаров А.А. и др. Особенности аварийных взрывов внутри жилых газифицированных и промышленных объектов. *Пожаровзрывобезопасность*, 2012. Т. 21. № 3. С. 49 – 56.

11. Комаров А.А. Разрушение зданий при аварийных взрывах бытового газа. *Пожаровзрывобезопасность*, 2004. № 5. С. 15 – 23.

12. Комаров А.А. Основы обеспечения взрывобезопасности объектов и прилегающих к ним территорий : учебное пособие. Москва: Академия ГПС МЧС России, 2012. 91 с.

13. Садовский М.А. Геофизика и физика взрыва : Избранные труды. Отв. ред. В.В. Адушкин. Москва: Наука, 2004. 440 с.

14. Бажина Е.В. Безопасность зданий городской застройки вблизи взрывоопасных объектов. *Научно-технический журнал Жилищное строительство*, 2011. № 4. С. 38 – 40.

15. Ганопольский М.И. Результаты экспериментальных исследований ударных воздушных волны при взрывах на земной поверхности. Отдельные статьи Горного информационно-аналитического бюллетеня (научно-технического журнала), 2011. № 5. 38 с.

16. Орлов Г.Г. Легкосбрасываемые конструкции для взрывозащиты промышленных зданий. Москва: Стройиздат, 1987. 200 с.

17. Абрамова А.В., Гирин А.А. Компьютерное моделирование аварийных взрывных процессов. Сб. докл. и тез. II-го Междунар. молодежного форума «Информационные технологии в XXI веке». Днепропетровск: Украинский гос. хим.-технолог. университет, 2004. С. 4 – 6.

18. ГОСТ 12.1.044 – 89 (ИСО 4589 – 84) Пожаровзрывоопасность веществ и материалов. Номенклатура показателей и методы их определения. Москва: Стандартинформ, 2006. 99 с.

19. Лукашов О.Ю. Исследование волновых эффектов, возникающих при распространении ударных волн по разветвленной сети горных выработок : Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: Томский гос. ун-т., 2004. 22 с.

20. Котляревский В.А., Шаталов А.А., Ханухов Х.М. Безопасность резервуаров и трубопроводов. Москва: «Экономика и информатика», 2000. 555 с.

21. Войтов А.П., Гельфанд Б.Е., Губин С.А. и др. Влияние состава горючей газовой смеси на параметры плоской ударной волны генерируемой при взрыве в воздухе. *Физика горения и взрыва*, 1984. № 1. С. 90 – 93.

22. Комаров А.А. Прогнозирование нагрузок от аварийных дефлаграционных взрывов и оценка последствий их воздействия на здания и сооружения: дис. ... д-ра техн. наук. Москва: МГСУ, 2001. 412 с.

23. Мишуев А.В., Комаров А.А. Определение динамических нагрузок при внутренних аварийных взрывах на объектах газовой промышленности. Методологические аспекты оценки техногенных и природных рисков: Сб. тр. ВНИИГАЗ. Москва: ОАО «Газпром», 1999. С. 300 – 311.

24. Мишуев А.В., Казённов В.В., Гусак Л.Н. Взрывозащита зданий. Пожаровзрывобезопасность. Научно-технический журнал ООО «Издательство «Пожнаука», 2004. Т. 13. № 6. С. 24 – 25.

25. Белоцерковский О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред. Москва: Физматлит, 1994. 448 с.

26. Маркова Т.В., Жлуктов С.В. Развитие моделей горения в ПК FlowVision. [Электронный ресурс]. Режим доступа: http://tesis.com.ru/infocenter/downloads/flowvision/fv_es12_tesis3.pdf.

27. Законы горения. Под ред. Ю.В. Полежаева. Москва: УНПЦ «Энергомаш», 2006. 351 с.

28. Лисаков С.А., Сидоренко А.И., Павлов А.Н. и др. Компьютерное моделирование горения метановоздушных смесей на начальной стадии развития. *Вестник научного центра по безопасности работ в угольной промышленности*, 2016. № 3. С. 38 – 46.

29. Палеев Д.Ю. Моделирование газодинамических процессов при взрывах в угольных шахтах. *Вычислительная газодинамика и горение конденсированных систем* : Сб. научн. трудов Томского гос. ун-та. Томск: ТГУ, 2001. С. 167 – 174.

30. Скоб Ю.А. Математическое моделирование дефлаграционного горения газовых смесей в помещении. *Вісник Харківського національного університету*, 2009. № 863. С 218 – 236.

31. Агеев В.Г., Греков С.П., Зинченко И.Н., Салахутдинов Т.Г. Компьютерное моделирование развития, распространения и локализации взрывов метановоздушных смесей в горных выработках. *Вісник Харківського національного університету*, 2013. № 1058. С. 5 – 12.

32. Поландов Ю.Х., Бабанков В.А. Об особенности взрыва газо – воздушной смеси в закрытых цилиндрических камерах. *Фундаментальные и прикладные проблемы техники и технологии*, 2010. № 5(283). С. 14 – 19.

33. Кондранин Т.В., Березникова М.В., Ткаченко Б.К. и др. Применение пакетов прикладных программ при изучении курсов механики жидкости и газа: Учебное пособие. Москва: МФТИ, 2005. 104 с.

34. Reaction Design – Products – Chemkin [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.reactiondesign.com/products/open/chemkin.html>.

35. Im H.G. and Chen J.H. Effects of flow transients on the burning velocity of hydrogen – air premixed flames [Электронный ресурс]. *Twenty-Eighth International Symposium on Combustion, Edinburgh, Scotland (GB), 30 Jul 2000-04 Aug 2000*. Режим доступа: <http://www.osti.gov/bridge/>.

36. Berg S. Combustion Modelling [Электронный ресурс] : курс лекций / Steve Berg. 1 ECTS PE course, October 2003. Режим доступа: <http://www.face.aau.dk/courses/face9/combmodel/face9-combmodel.htm>.

37. CFX4 [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.ansys.com/products/cfic-4.asp>.

38. FLUENT 6.0 Documentation [Электронный ресурс] / Fluent Incorporated. Режим доступа: http://www.fluentusers.com/fluent/doc/doc_f.htm.

39. Стрельчук Н.А., Мишуев А.В., Ананьев В.Н. Взрывное горение газовой воздушной смеси в помещениях вытянутой формы и каналах. В кн.: Всесоюзная научн.-техн. конференция «Проблемы взрывобезопасности технологических процессов» (28 – 30 окт. 1980 г.): Тез. докл. ВНИИТЕХП. Черкассы: НИИТЭХИМ, 1980. С. 19 – 20;

40. Физика высоких плотностей энергии. Под ред. П. Кальдиरोла, Г. Кнопфель. Москва: Мир, 1974. 484 с.

41. Астанін В.В., Щегель Г.О. Моделювання ударної взаємодії при високих швидкостях. *Технологические системы*, 2013. № 2(63). С. 39 – 43.

42. Бибин Ю.К., Найда А.А. Несущая способность цилиндрических оболочек при воздействии внешнего динамического давления. *Прикладная механика*, 1970. Т. 6. № 10. С. 28 – 34.

43. Минеев В.Е. Исследование устойчивости замкнутых цилиндрических оболочек при динамическом действии всестороннего сжатия. *Исследования по теории пластин и оболочек* : Сб. научн. трудов. Казань: Изд. Казанского ун-та, 1970. Вып. VI – VII. С. 596 – 623.

44. Минеев В.Е. Гидроупругость оболочек. Ленинград: Судостроение, 1970. 365 с.

45. Аникьев И.И., Михайлова М.И., Списовский А.С., Тимофеев А.Л. Экспериментальное исследование деформирования тонких пластин при статическом нагружении и при взаимодействии их с ударной волной. *Прикладная механика*, 1983. № 10. С. 89 – 94.

46. Аникьев И.И., Михайлова М.И., Сущенко Е.А. Деформирование упругой пластины с краевым разрезом при падении плоской ударной волны – экспериментальное исследование. *Прикладная механика*, 2009. № 11. С. 115 – 121.

47. Андреев Л.В., Галкин В.Ф., Павленко И.Д. Влияние повторности динамического навантажения на поведение цилиндрической оболочки. *Прикладная механика*, 1975. № 11. С. 31 – 35.

48. Маневич Л.И., Прокопало Е.Ф. Экспериментальное исследование устойчивости цилиндрических оболочек при динамическом внешнем давлении. Теория оболочек и пластин. Москва: Наука, 1973. С. 515 – 518.

49. Воробьев Ю.С., Овчарова Н.Ю. Воздействие ударной волны на прямоугольную пластину с разрезом. *Вібрації в техніці та технологіях*. Вінниця: ВНАУ, 2015. № 4 (80). С. 5 – 9.

50. Vorobiov Iu.S. Dynamic Behaviour Of Structure Element Under Impact Loads L. Kruszka, Iu.S. Vorobiov and N.Y. Ovcharova / Book of Abstracts «10th Workshop Dynamic Behaviour of Materials and its Applications in Industrial Processes» 24 – 26 August 2016. Poznan University of Technology. Poland. P. 53 – 55.

51. Седов Л.И. Методы подобия и размерностей в механике. Москва: Наука, 1972. 704 с.

52. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П. и др. Физика взрыва. Под общ. ред. К.П. Станюкович. Москва: Наука, 1975. 704 с.

53. Коул Р. Подводные взрывы. Москва: ИЛ, 1950. С. 494 с.

54. Кармышин А.В., Скурлатов Э.Д., Старцев В.Г., Фельдштейн В.А. Нестационарная аэроупругость тонкостенных конструкций. Москва: Машиностроение, 1982. 240 с.

55. Скурлатов Э.Д., Фельдштейн В.А. Экспериментально – теоретическое определение реакции цилиндрических оболочек на действие волны давления. Труды IV симпозиума по колебаниям упругих конструкций с жидкостью. М.: ЦНТИ «Волна», 1980. С. 289 – 294.

56. Луговой П.З., Михайлова М.И., Мейш В.Ф., Аникьев И.И. и др. Взаимодействие ударных волн с объектами сложной геометрии. Проблемы прочности, 2003. № 6. С. 56 – 66.

57. Воробьев Ю.С., Овчарова Н.Ю. Влияние динамических свойств материала на скоростное деформирование элементов конструкций. *Вісник Запорізького національного університету*. Запоріжжя: ЗНУ, 2015. № 1. С. 12 – 22.

58. Котляревский В.А., Ганушкин В.И., Костин А.А. и др. Убежища гражданской обороны. Конструкции и расчет. Москва: Стройиздат, 1989. 606 с.

59. Фролов С.М. Эффективность ослабления ударных волн в каналах различными способами. *Физика горения и взрыва*, 1993. № 1. С. 34 – 39.

60. Патент 2404365 RU, МПК E21F5 / E21F17/103. Син А.Ф., Черных А.В. Способ гашения взрывной ударной волны. Заявитель ОАО "Военизированная горноспасательная, аварийно-спасательная часть" (RU); заявл. 27.01.2009; опубл. 20.11.2010.

61. Патент 2027018 RU, МПК F42D5/045. Г.А. Басс. Способ гашения воздушных ударных волн при взрывных работах. Заявитель Басс Г.А. № заяв. 5045902/03; заявл. 03.06.1992; опубл. 20.01.1995.

62. А.с. 964184 СССР, МКИЗ E 21 F 5/00. Плотников В. М., Абинов А. Г., Митрофанов В.П., Рогов М.Г., Логинов Ю.А. (СССР). Устройство для гашения энергии ударной волны в горной выработке. № 2913346/22 – 03; заявл. 18.04.80; опубл. 07.10.82, Бюл. № 37. 2 с.

63. А.с. 976104 СССР, МКИЗ E 21 F 5/00. Плотников В. М. (СССР). Устройство для гашения энергии ударной волны в горной выработке. № 3290152/22 – 03; заявл. 18.05.81; опубл. 23.11.82, Бюл. № 43. 2 с.

64. Русских В.В., Яворский А.В., Яворская Е.А. Параметры взрывозащитных устройств для гашения ударных воздушных волн при подземной добыче руд. Монография. Днепропетровск: НГУ, 2012. 93 с.

65. Патент 2408788 RU, МПК E21F5 / E21F17/103. Нигматуллин И.В., Вишнев А.В., Нигматуллин В.С. Способ защиты от ударной воздушной волны и продуктов взрыва. Заявитель Казанский государственный архитектурно-строительный университет; заявл. 18.06.2009; опубл. 10.01.2011.

66. Попов Ю. В., Тимухин С. А., Копачев В. Ф., Горшкова Э. М. Оценка параметров ударной взрывной волны при ее взаимодействии с элементами защитных устройств. Известия Уральского государственного горного университета, 2013. № 3(30). С. 40 – 42.

67. ДБН В 2.2.5 – 97 Будинки і споруди. Захисні споруди цивільної оборони. Київ: Держкоммістобудування України, 1998. 78 с.

68. Орлов Г.Г., Корольченко Д.А., Ляпин А.В. Оптимизация требований к конструктивным и объемно-планировочным решениям при проектировании зданий и сооружений для взрывоопасных производств. *Пожаровзрывобезопасность*, 2014. Т. 23, № 11. С. 67 – 74.

69. Мишуев А.В., Казенов В.В., Громов Н.В. Обеспечение взрывобезопасности и взрывоустойчивости промышленных, транспортных, энергетических и гражданских объектов. *Вестник МГСУ*, 2011. № 1. С. 336 – 340.

70. Абросимов А. А., Комаров А. А. Мероприятия, обеспечивающие безопасные нагрузки при аварийных взрывах в зданиях со взрывоопасными технологиями. *Сейсмостойкое строительство. Безопасность сооружений*, 2002. № 4. С. 48 – 51

71. Лукашов О.Ю., Ващилов В.В. Топология выработок как элемент пассивной защиты при взрывах газа. Вестник Кузбасского государственного технического университета, 2012. № 6. С. 20 – 22.

72. Чернай А.В., Налисько Н.Н. Обоснование разработки новых подходов к расчету параметров распространения воздушных ударных волн в горных выработках. Техногенні катастрофи: моделі, прогноз, запобігання. Матеріали 3-ї міжнар. наук.-техн. конф., 22 – 24 трав. 2013 р., м. Дніпропетровськ. Дніпропетровськ: Національний гірничий університет, 2013. С. 132 – 143.

73. Nalisko M.M. Modification of the method of large particles in the problem of calculation of an accidental explosion in mine atmosphere. *Scientific Bulletin of National Mining University*. Scientific and technical journal, 2017. № 5. P.108 – 116.

74. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Москва: Наука, 1982. 391 с.
75. Кукуджанов В.Н. Численные методы в механике сплошных сред. Москва: МАТИ – РГТУ, 2006. 158 с.
76. Гурин А.А., Малый П.С., Савенко С.К. Ударные воздушные волны в горных выработках. Москва: Недра, 1983. 223 с.
77. Ворожцов Е.В. Разностные методы решения задач механики сплошных сред. Новосибирск: НГТУ, 1998. 86 с.
78. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Нестационарный метод крупных частиц для решения задач внешней аэродинамики. Москва: ВЦ АН СССР, 1970. 70 с.
79. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Расчет трансзвуковых течений методом крупных частиц. Численные методы механики сплошной среды, 1970. № 6. С. 19 – 43.
80. Ковалёв Ю.М., Ковалёва Е.А. Метод крупных частиц для исследования течений газозвесей. *Вестник ЮУрГУ. Серия: Компьютерные технологии, управление, радиоэлектроника*, 2015. Т. 15. № 2. С. 91 – 96.
81. Гришин Ю.Л. Новые схемы метода крупных частиц и их использование для оптимизации газоздушных трактов двигателей. *Математическое моделирование*, 2002. Т. 14. № 8. С. 51 – 55.
82. Гришин Ю.А., Зенкин В.А. Повышение устойчивости вычислительного алгоритма метода крупных частиц. *Наука и образование*, 2011. № 9.09.2011. <http://technomag.edu.ru/doc/221488.html>.
83. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Москва: Наука, 1966. 686 с.
84. Ильгамов М.А., Гильманов А.Н. Неотражающие условия на границах расчетной области. Москва: Физматлит, 2003. 240 с.

85. Ильгамов М.А. О неотражающих условиях на границах вычислительной области. Динамика оболочек в потоке. Казань: Физ.-техн. ин-т Казанского филиала АН СССР, 1985. Вып. 18. С. 4 – 76.

86. Егоров М.Ю. Метод Давыдова – современный метод постановки вычислительного эксперимента в ракетном твердотопливном двигателестроении. *Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета*. Серия: Аэрокосмическая техника, 2014. № 37. С. 6 – 70.

87. Беляев Н.М., Хрущ В.К. Численный расчет сверхзвуковых течений газа. Киев: Вища школа, 1984. 224 с.

88. Гольдфельд М.А., Захарова Ю.В. Численные и экспериментальные исследования обтекания каверны высокоэнтальпийным высокоскоростным потоком. *Теплофизика и аэромеханика*, 2012. Т. 19. № 6. С. 673 – 687.

89. Бабкин А.В., Колпаков В.И., Охитин В.Н., Селиванов В.В. Прикладная механика сплошных сред. Т.3 Численные методы в задачах физики быстропротекающих процессов. Москва: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 520 с.

90. Налісько М.М. Свідотство авторського права на твір: Комп'ютерна програма «Віртуальна лабораторія VL-MSE 1.0 Моделювання поширення ударної повітряної хвилі в ударній трубі». Державна служба інтелектуальної власності України. Свідотство № 64123 від 16.02.2016.

91. Яковчук М.С. Численное моделирование динамических процессов вдува струй в сверхзвуковую часть сопла. *Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета*, 2012. № 3(34). С. 359 – 367.

92. Баринов С.Н., Веретенников С.В. Исследование сеточной сходимости при численном моделировании процессов газодинамики и теплообмена в вихревой трубе. *Прикладная математика, механика и процессы управления*, 2014. Т. 1. С. 90 – 102.

93. Давыдов Ю.М. Исследование трансзвуковых и сверхзвуковых течений методом крупных частиц. Численное исследование современных задач газовой динамики. Москва: Наука, 1974. С. 83 – 181.

94. Гавриленко Т.П., Григорьев В.В., Жадан С.А. и др. Возбуждение газовой детонацией ударных волн в трубах. *Физика горения и взрыва*, 1982. № 1. С. 109 – 114.

95. Прохоров Е.С. Градиентные соотношения на фронте газовой детонации. *Физика горения и взрыва*, 2013. № 2. Т. 49. С. 49 – 53.

96. Парфенов А.Ю. Численное моделирование динамики внутрикамерных процессов при срабатывании артиллерийского орудия: дис. ...канд. техн. наук: 05.13.18. Пермь, 2014. 148 с.

97. Лисанов М.В., Самусева Е.А. Проблемы взрывоустойчивости зданий и сооружений опасных производственных объектов. *Техногенно-екологічна безпека та цивільний захист*, 2011. Вип. 3. С. 19 – 22.

98. Тропкин С.Н., Тляшева Р.Р., Баязитов М.И. и др. Верификация математической модели ударной волны при аварийных ситуациях на предприятиях нефтегазовой отрасли. *Электронный научный журнал «Нефтегазовое дело»*. 2013. № 1. <http://www.ogbus.ru>.

99. Ефимов В.Ф., Рябиков А.А., Титоренко Л.П. и др. Защита в чрезвычайных ситуациях и гражданская оборона. Ч.1. Москва: Изд. ООО «Ториус 77», 2009. 268 с.

100. Забабахин Е.И. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. Снежинск: РФЯЦ – ВНИИТФ, 1997. 205 с.

101. Воронин Д.В. Моделирование возбуждения газовой детонацией ударных волн в трубах. *Физика горения и взрыва*, 1999. № 2, Т.35. С. 75 – 80.

102. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Вычислительные технологии в задачах механики жидкости и газа. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2012. 468 с.

103. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. Москва: «Наука», 1977. 456 с.

104. Самарский А. А. Теория разностных схем. Москва: «Наука», 1977. 655 с.

105. Лидский Б.В., Посвянский В.С., Фролов С.М. и др. Неотражающие граничные условия на открытых границах для сжимаемых и несжимаемых многомерных течений. *Горение и взрыв*, 2009. Вып. 2. С. 31 – 34.

106. Лукашов О.Ю., Палеев Д.Ю. Применение двух- и трёхмерного компьютерного представления сети горных выработок при моделировании аварийных ситуаций в угольных шахтах. Материалы VI Международной конференции «Современные методы математического моделирования природных и техногенных катастроф». Красноярск, 2001. С. 228 – 232.

107. Водяник В.И. Взрывозащита технологического оборудования. Москва: «Химия», 1991. 256 с.

108. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. Москва: Энергоиздат, 1981. 416 с.

109. Васенин И.М., Шрагер Э.Р., Крайнов А.Ю. и др. Математическое моделирование нестационарных процессов вентиляции сети выработок угольной шахты. *Компьютерные исследования и моделирование*, 2011. Т. 3. № 2. С. 155 – 163.

110. Безуглый В.Ю., Беляев Н.М. Численные методы теории конвективного теплообмена. Киев – Донецк: «Вища школа», 1984. 176 с.

111. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. Москва: Энергоатомиздат, 1985. 320 с.

112. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. Москва: Энергия, 1977. 344 с.

113. Дрейцер Г.А., Кузьминов В.А. Расчет разогрева и охлаждения трубопроводов. Москва: «Машиностроение», 1977. 128 с.

114. Беляев Н.М. Нестационарный теплообмен в трубах. Под общ. ред. Киев – Донецк: Гол. изд. Вища школа, 1980. 216 с.

115. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. Москва: Госэнергоиздат, 1961. 70 с.

116. Кофман В.М. Определение КПД и идентификация математической модели турбины по результатам ее испытаний в системе газогенератора ГТД. *Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Аэрокосмическая техника*, 2013. № 34. С. 5 – 18.

117. Виноградов Л.В., Евтеев И.В., Талавера М. Исследования влияния числа Рейнольдса на характеристики радиального вентилятора. *Вестник РУДН. Инженерные исследования*, 2000. № 3. С. 50 – 52.

118. Беликов А.С., Налисько Н.Н., Барташевская Л.И. Оценка распространения ударных воздушных волн в протяженных сооружениях с учетом диссипации внутренней энергии газового потока. *Вісник Придніпровської державної академії будівництва та архітектури*, 2019. № 1. С. 35 – 43.

119. Литвин О.М., Лобанова Л.С., Залужна Г.В. Математичне моделювання поширення тепла за допомогою інтерлінаціїю. Сучасні проблеми прикладної математики та інформатики : Матеріали XV всеукр. наук. конф. Львів. нац. ун-т ім. І. Франка. Львів, 2008. С. 77 – 85.

120. Юрманов Ю.А. Защита сооружений от действия ударной воздушной волны. Записки Ленинградского горного института им. Г.В. Плеханова, 1966. Вып. 52. Т.1. С. 231 – 242.

121. Гурин А.А. Управление ударными воздушными волнами и определение границ их опасного действия при взрывных работах в подземных условиях. Автореф. дис. ... д-ра техн. наук: 05.15.02 Моск. горн. ин-т. М., 1987 г. 30 с.

122. Ушаков К.З., Бурчаков А.С., Пучков Л.А., Медведев И.И. Аэрология горных предприятий. Москва: Недра, 1987. 421 с.

123. Чеховский А.М., Гудков В.И., Пономарев И.Л. и др. О коэффициентах затухания воздушных ударных волн при их распространении по прямолинейным участкам горных выработок. *Техника безопасности, охрана труда и горноспасательное дело*, 1970. № 11. С. 19 – 21.

124. Гурин А.А. Управление ударными воздушными волнами при взрывных работах. Москва: Недра, 1978. 81 с.

125. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. Москва: «Дрофа», 2003. 840 с.
126. Денисов С. В. О коэффициенте трения в нестационарных течениях. *Инженерно-физический журнал*, 1970. № 1. т. XVIII. С. 118 – 123.
127. Широков Н.Н., Вознесенский Э.Н. Введение в механику жидкости и газа. Москва: МФТИ, 2007. 324 с.
128. Лукашов О.Ю., Глазунов А.А., Крайнов А.Ю., Костеренко В.Н. Исследование нестационарных аэродинамических процессов, возникающих при пожаре в наклонной выработке угольной шахты. *Известия высших учебных заведений. Физика*, 2009. Т. 52. № 7/2. С. 142 – 145.
129. Справочник по теплообменникам. Т. 1. Под ред. Мартыненко О.Г. и др. Москва: Энергоатомиздат, 1987. 352 с.
130. Налисько Н.Н. Определение безопасных расстояний при аварийных взрывах шахтной атмосферы с учетом отражения ударных воздушных волн в тупиковых выработках. *Геотехническая механика: Межвед. сб. науч. трудов / Институт геотехнической механики им. Н.С. Полякова НАН Украины. Днепропетровск*, 2016. Вып. 127. С. 112 – 126.
131. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика Ч.1. Москва: Наука, 1991. 600 с.
132. Гельфанд Б.Е., Фролов С.М., Медведев С.П. Измерение и расчет затухания ударной волны в шероховатой трубе. *Физика горения и взрыва*, 1990. № 3. С. 91 – 95.
133. Борисов А.А., Гельфанд Б.Е., Цыганов С.А. О моделировании волн давления образующихся при детонации и горении газовых смесей. *Физика горения и взрыва*, 1985. № 2. С. 90 – 97.
134. Налисько Н.Н. Взаимодействие ударных воздушных волн со стенками горных выработок. *Горноспасательное дело*, 2014. Вып. 51. С. 47 – 53.

135. Брюханов А.М., Мнухин А.Г., Бусыгин К.К. Анализ обстоятельств взрывов метана на шахтах и мероприятиях по их предотвращению. *Уголь Украины*, 2003. № 4. С. 37 – 40.

136. Палеев Д.Ю., Лукашов О.Ю., Васенин И.М. и др. Взаимодействие ударной волны взрыва метана с водяным заслоном. *Научные технологии разработки и использования минеральных ресурсов*, 2017. Т. 3. С. 381 – 384. <http://vital.lib.tsu.ru/vital/access/manager/Repository/vtls:000616158>.

137. Чжан Ц., Ли В., Цинь Б. Оценки опасности взрывов смесей метана с воздухом в шахтах. *Физика горения и взрыва*, 2010. № 6. С. 66 – 72.

138. Чернай А.В., Налысько Н.Н., Лукашенко Е.Н. Численное моделирование взрыва заряда ВР вблизи открытой поверхности. Сборник научных трудов Донбасского государственного технического университета. Алчевск: ДонГТУ, 2011. Вып. 34. С. 40 – 45.

139. Палеев Д.Ю., Лукашов О.Ю., Мячин В.В., Костеренко В.Н. Оценка влияния волновых эффектов распространения ударных волн на величину взрывобезопасного расстояния. *Материалы IV Международной научно-практической конференции «Безопасность жизнедеятельности предприятий в угольных регионах»*. Кемерово, 2000. С. 143 – 145.

140. Цикулин М.А. О догоне одного треугольного профиля давления другим в симптоматике ударных волн. *Прикладная механика и техническая физика*, 1960. № 2. С. 132 – 134.

141. ДНАОП 1.1.30 – 4.01.97 Статут ДВГРС по організації і веденню гірничорятувальних робіт. Київ: Мінвуглепром, 1997. 445 с.

142. Дицент В., Щелкин К.И. Быстрое горение в шероховатых трубах. *Избранные труды*. Под ред. Б.Г. Лобойко. Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011. С. 100 – 111.

143. Охитин В.Н., Климачков С.И., Перевалов И.А. Детонация газовой смеси в шероховатых трубах и щелях. VII Забабахинские научные чтения. Снежинск, 8 – 12 сентября 2003 г. Снежинск: РФЯЦ – ВНИИТФ, 2003. С. 1 – 9.

144. Зельдович Я.Б., Гельфанд Б.Е., Каждан Я.М., Фролов С.М. Распространение детонации в шероховатой трубе с учетом торможения и теплоотдачи. *Физика горения и взрыва*, 1987. Т. 23, № 3. С. 103 – 112.

145. Карауш С.А. Оценка параметров промышленных взрывов. Томск: Изд-во Томского гос. архит.-строит. университета, 2014. 96 с.

146. Комаров А.А., Корольченко Д.А., Фан Туан А. Особенности определения коэффициента динамичности при импульсных нагрузках. *Пожаровзрывобезопасность*, 2018. № 2 – 3. Т. 27. С. 37 – 43.

147. Белов Н.Н., Копаница Д.Г., Кумпяк О.Г., Югов Н.Т. Расчет железобетонных конструкций на взрывные и ударные нагрузки. Нортхэмптон – Томск: STT, 2004. 465 с.

148. Расторгуев Б.С., Плотников А.И., Хуснудинов Д.З. Проектирование зданий и сооружений при аварийных взрывных воздействиях. Москва: Асс. строит. вузов, 2007. 152 с.

149. Бирбраер А.Н., Роледер А.Ю. Экстремальные воздействия на сооружения. Санкт-Петербург: Изд-во Политехн. ун-та, 2009. 594 с.

150. Динамический расчет сооружений на специальные воздействия. Справочник проектировщика. Под ред. Б.Г. Корнеева, И.М. Рабиновича. Москва: Стройиздат, 1981. 215 с.

151. Попов Н.Н., Расторгуев Б.С. Вопросы расчета и конструирования специальных сооружений. Москва: Стройиздат, 1980. 190 с.

152. Рахутин В.С., Русских В.В., Овчинников Н.П. Прибор для определения давления ударной воздушной волны при ее движении по подземным выработкам. *Научовий вісник НГУ*, 2004. № 6. С. 12 – 14.

153. Барг М.А., Поландов Ю.Х. О моделировании распространения пламени в замкнутом цилиндрическом канале. *Известия ОрелГТУ*. Серия: Фундаментальные и прикладные проблемы техники и технологии: информационные системы и технологии. Орел: ОрелГТУ, 2008. № 1 – 2/269(544). С. 30 – 32;

154. Налисько Н.Н. Газодинамический расчет параметров распространения воздушных ударных волн в горных выработках. *Вісник КрНУ імені Михайла Остроградського*, 2013. Випуск 5/(82). С. 136 – 144;

155. Sobolev V.V., Shyman L.M., Nalysko M.M., Kyrychenko O.L. Computational modeling in research of ignition mechanism of explosives by laser radiation. *Scientific Bulletin of National Mining University*. Scientific and technical journal, 2017. № 6. P. С. 53 – 60.

156. Станюкович К.П. Неустановившееся движение сплошной среды. М. Наука, 1971. 854 с.

157. Физика взрыва. Под ред. К.П. Станюковича. Москва: Наука, 1975. 704 с.

158. Власов Д.А., Муравина Л.И., Чумак В.Ф. О некоторых параметрах детонации зарядов из взрывчатых неорганических азидов. *Физика горения и взрыва*, 1977. Т. 13, № 4. С. 650 – 652.

159. Трофимова Т.И. Курс физики : учеб. пособие для вузов. Москва: «Академия», 2006. 560 с.

160. Chernay A., Sobolev V. and Nalisko N. (2016) Methods of assessing safe environment emergency response after the air – gas explosions. *Scientific Israel – Technological Advantages*, vol. 18, no. 3, P. 98 – 105.

161. Чернай А.В., Соболев В.В., Налисько Н.Н. Сравнительный анализ взрывного импульса в физическом и численном эксперименте при оценке безопасных условий ликвидации аварий. *Вісник КрНУ імені Михайла Остроградського*, 2016. Вип. 3. С. 70 – 75.

162. Орленко Л.П. Физика взрыва и удара. М. ФИЗМАТЛИТ, 2006. 304 с.

163. Чернай А.В., Ищенко А.К., Налисько Н.Н., Кириченко А.Л. Метод крупных частиц в механике гетерогенных сред. *Збірник наукових праць НГУ*. Дніпропетровськ: НГУ, 2010. № 34, Т. 1. С. 180 – 191.

164. Чернай В.А., Соболев В.В., Білан Н.В. Ініціювання світлочутливих вибухових речовин вузькими лазерними пучками. Матеріали міжнародної кон-

ференції «Форум гірників – 2007». Дніпропетровськ: Національний гірничий університет, 2007. С. 174 – 181.

165. Ципилев В.П., Морозова Е.Ю. Зажигание конденсированного вещества лазерным импульсом в области длин волн собственного поглощения. *Известия вузов. Физика*, 2009. № 8/2. С. 324 – 326.

166. Таржанов В.И., Зинченко А.Д., Сдобнов В.И. Лазерное инициирование ТЭНа. *Физика горения и взрыва*, 1996. Т. 32. № 4. С. 113 – 119.

167. Илюшин М.А., Котомин А.А., Душенок С.А., Ефанов В.В. Лазерное инициирование светочувствительных энергетических материалов, перспективных для систем пировавтоматики космических аппаратов. *Космонавтика и ракетостроение*, 2017. № 1/35. С. 43 – 52.

168. Патент № DE19546342, Германия, C06B 23/00. Initiieren der Sprengstoff/ Schnaider Alexander, Chernay Anatoliy, Sobolev Valeriy, Piushin Mishail; Получен 11.03.1999.

169. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. Москва: Наука, 1977. 440 с.

170. Чернай А.В., Соболев В.В., Чернай В.А., Илюшин М.А. и др. Зажигание взрывчатых веществ импульсным лазерным излучением : *Физика импульсной обработки материалов*. Сб. научн. трудов под ред. В.В. Соболева. Днепропетровск: Арт-Пресс, 2003. С. 267 – 314.

171. Чернай А.В., Илюшин М.А., Соболев В.В., Чернай В.А. Ініціювальна вибухова сполука. Патент на винахід № 52997 С2 2006. Бюл. 2006. № 17. (Україна).

172. Ahmad S.R. and Cartwright M. Laser Ignition of Energetic Materials. John Wiley & Sons, 2014, 284 p.

173. СОУ-Н 10.1.00174102.012:2010. Параметри повітряних ударних хвиль та безпечних відстаней при вибухах газів та пилу у гірничих виробках. Методика розрахунку. Київ: Мінвуглепром України, 2011. 46 с.

174. Kostenko V., Zhurbinskiy D., Kostenko T. Evaluation of radial component of thermal load at workplaces in hot shops. Metallurgical and mining industry, 2016. № 9. P. 20 – 26.

175. Абинов А.Г. Исследование взрывов метанопылевоздушных смесей и выбор путей совершенствования взрывозащитных шахтных перемычек. Повышение безопасности работ и совершенствование проветривания на горнодобывающих предприятиях Казахстана. Тез. докл., Респ. научн. техн. конф. Алма-Ата, 1982. С. 235 – 237.

176. Булат А.Ф., Бунько Т.В., Яценко И.А. и др. Совершенствование функционирования угольных шахт: вентиляция, кондиционирование, дегазация, экология. Днепр: Журфонд, 2018. С. 316 – 325.

177. Греков С.П., Зинченко И.Н., Карманов В.С. Методика расчета параметров воздушных ударных волн при взрывах газа и пыли в шахтах. *Горноспасательное дело*, 2010. Вып. 47. С. 17 – 25.

178. Пашковский П.С., Кравченко Н.М., Кравченко М.В. Комплексное решение проблем вентиляции шахт в нормальных и аварийных условиях. *Вісті Донецького гірничого інституту*, 2008. №2. С. 109 – 114.

179. Пефтибай Г.И., Чайковская Э.Г., Луганский А.М. Применение современных материалов для возведения изолирующих взрывоустойчивых сооружений. *Горноспасательное дело*, 2010. Вып. 47. С. 25 – 34.

180. Котляревский В.А., Ганушкин В.И., Костин А.А. и др. Убежища гражданской обороны: Конструкции и расчет. Под ред. В.А. Котляревского. Москва: Стройиздат, 1989. 606 с.

181. Бесчаснов М.В. Промышленные взрывы. Оценка и предупреждение. Москва: Химия, 1991. 432 с.

182. Бейкер У., Кокс П., Уэстайн П. и др. Взрывные явления. Оценка и последствия: В 2-х кн. Кн. 1. Москва: Мир, 1986. 319 с.

183. Жадан С.А. Расчет динамической нагрузки действующей на стенку взрывной камеры. *Физика горения и взрыва*, 1981. № 2. С. 142 – 146.

184. Коротков А.И., Цикулин М.А. Соотношение импульсов в отраженной и проходящей ударной волне. В сб. *Физика взрыва*. Москва: Изд-во Академии наук, 1956, № 5. С. 56 – 60.

185. Боданский М.Д., Горшков Л.М., Мороз В.И. и др. Расчет конструкций убежищ. Москва: Стройиздат, 1974. 207 с.

186. Борисов А.А., Гельфанд Б.Е., Цыганов С.А. О моделировании волн давления, образующихся при детонации и горении газовых смесей. *Физика горения и взрыва*, 1985. № 2. С. 90 – 97.

187. Марчук Г.И. Математическое моделирование в проблеме окружающей среды. Москва: Наука, 1982. 320 с.

188. Налісько М.М., Чернай А.В., Лукін В.В. Свідчення авторського права на твір: Комп'ютерна програма "FEM". Державна служба інтелектуальної власності України. Свідчення № 47385 від 22.01.2013.

189. Налісько М.М. Динамическое воздействие ударных воздушных волн на взрывоустойчивые перемычки. *Горноспасательное дело*, 2013. Вып. 50. С. 67 – 77.

190. Гельфанд Б.Е., Сильников М.В. Фугасные эффекты взрывов. СПб.: ООО Изд. «Полигон», 2002. 272 с.

191. Shevchenko V.G. Developing methods for increasing readiness of the managers of coal mine divisions to accident – free operation according to quantitative estimations of their personality characteristics. *Scientific Bulletin of National Mining University*, 2016. No. 6. P. 114 – 119.

192. Shevchenko V.G. Research on the influence of miners' energy expenditure on coal mining efficiency. *Scientific Bulletin of National Mining University*, 2017. № 3. P. 140 – 146.

193. Shevchenko V.G. Validation of parameters and design of information system on the underground mining job safety with taking into account geomechanical factors. *Геотехнічна механіка: Міжвід. зб. наук. праць. Ін-т геотехнічної механіки ім. М.С. Полякова НАН України*. Дніпро, 2016. Вип. 128. С. 70 – 78.

194. Кружилко О. Є., Ткалич І. М., Полукаров О. І. Удосконалення оперативного управління гігієною та безпекою праці на основі оцінки виробничого ризику. *Адаптивні системи автоматичного управління*. Міжвідомчий науково-технічний збірник. Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, Вид-во «Політехніка», 2019. Вип. 1(34). С. 37 – 41.

195. Kruzhilko, O., Maystrenko, V. (2019). Management decision-making algorithm development for planning activities that reduce the production risk level. *Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering*, № 1-2(93), P. 41 – 49. DOI: 10.5604/01.3001.0013.4141.

196. Налісько Н.Н. Численный анализ влияния объемов загазирования горных выработок на импульс ударной воздушной волны. *Вісник Криворізького національного університету*, 2015. Вип. 39. С. 73 – 77.

197. Чернай А.В., Соболев В.В., Илюшин М.А., Житник Н.Е. О методе получения механических импульсов навантаження, основанном на лазерном подрыва покрытий из взрывчатых составов. *Физика горения и взрыва*, 1994. № 2. С. 106 – 111.

198. Горев В.А. Сравнение воздушных взрывных волн от разных источников. *Физика горения и взрыва*, 1982. № 1. С. 94 – 101.

199. Басевич В.Я. Детальные кинетические механизмы горения гомогенных газовых смесей с участием кислородсодержащих окислителей. *Успехи химии*, 1987. Вып. 5. С. 705 – 731.

200. Басевич В.Я., Беляев А.А., Сметанюк В.А. и др. Детальный кинетический механизм окисления и горения метана в присутствии диоксида серы. *Горение и взрыв*, 2017. Т. 10. № 1. С. 16 – 19.

201. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. Пер. с англ. Г.Л. Агафонова. Под ред. П.А. Власова. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 352 с.

202. Никитин А.В. Кинетические закономерности окисления легких алканов и их смесей в среднетемпературной области: дисс. ... канд. хим. наук: 02.00.15. Черноголовка, 2016. 127 с.

203. Дешко А.Е. О выборе кинетической модели горения водорода при численном моделировании сверхзвукового неравновесного течения. *Техническая механика*. 2014. № 1. С. 37 – 45.

204. Васильев А.А., Валишев А.И., Васильев В.А. Оценка параметров горения и детонации углеводородных газогидратов. *Физика горения и взрыва*, 2000. Т. 36. № 6. С. 119 – 125.

205. Щетинков Е.С. Физика горения газов. Москва: Наука, 1965. 739 с.

206. Куманев С.А. Разработка метода контроля качества сжигания природного газа с учетом эффекта ионизации. *Вопросы химии и химической технологии*, 2012. № 2. С. 205 – 206.

207. Аравин Г.С., Власов П.А., Карасевич Ю.К. и др. Исследование механизма химической ионизации при высокотемпературном окислении метана в ударных волнах. *Физика горения и взрыва*, 1981. № 1. 49 – 56.

208. Применение вычислительной математики в химической и физической кинетике. Под ред. Л.С. Полак. Москва: Наука, 1969. 279 с.

209. Корольченко А.Я. Процессы горения и взрыва. Москва: «Пожнаука», 2007. 266 с.

210. Васильев А.А. Топчиян М.Е., Ульяницкий В.Ю. Влияние начальной температуры на параметры газовой детонации. *Физика горения и взрыва*, 1979. № 6. С. 149 – 152.

211. Тарахно О.В., Сирих В.М., Тарахно Р.В. Проблемні питання дослідження вибухів газоповітряних сумішей при проведенні пожежно-технічних експертиз. *Проблеми пожежної безпеки*, 2009. Вып. 25. С. 175 – 180.

212. Сирих В.М., Тарахно О.В. Методологічні основи експертного дослідження аварійних вибухів в обмеженому об'ємі. *Проблеми пожежної безпеки*, 2013. Вып. 34. С. 150 – 155.

213. Козлитин А.М., Попов А.И., Козлитин П.А. Теоретические основы и практика анализа техногенных рисков. Вероятностные методы количественной оценки опасностей техносферы. Саратов: СГТУ, 2002. 178 с.

214. Семиохин И.А., Страхов Б.В., Осипов А.И. Кинетика химических реакций. Москва: МГУ, 1995. 351 с.

215. Griffiths J. Reduced kinetic models and their application to practical combustion systems. *University of Leeds, Leeds LS2 9JT, U.K.*

216. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. Москва: Наука, 1987. 502 с.

217. Розловский А.И. Научные основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. Москва: Химия, 1972. 368 с.

218. Westbrook C.K. and Dryer F.L. Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion. *Progress in Energy and Combustion Science*, 1984. Vol. 10, P. 1 – 57. DOI:10.1016/0360 – 1285(84)90118 – 7.

219. Основы практической теории горения. Под ред. В.В. Померанцева.— Ленинград: Энергоатомиздат, 1986. 312 с.

220. Щелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения. Москва: Академия наук, 1963. 250 с.

221. Liu Y. K., Lee J. H. and Knystautas R. Effect of geometry on the transmission of detonation through an orifice. *Combustion and Flame*, 1984, Vol. 56, no. 2. P. 215 – 225.

222. Гельфанд Б.Е., Попов О.Е., Чайванов Б.Б. Водород: параметры горения и взрыва. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 288 с.

223. Костенко В.К., Зав'ялова О.Л. Механізм розвитку вибухів вугільного пилу в мережі гірничих виробок шахт. *Геотехнічна механіка: міжвід. зб. наук. праць*. ІГТМ ім. М.С. Полякова НАН України. Дніпро, 2017. Вип. 135. С. 52 – 63.

224. Гельфанд Б.Е., Сильников М.В. Объемные взрывы : монография. Москва: «Астарион», 2008. 374 с.

225. Chernai A.V., Nalysko M.M., Derevianko H.S. The kinetics of the methane acidification by the oxygen and its role in the blast air wave formation in mine workings. Scientific Bulletin of National Mining University. Scientific and technical journal, 2016. № 1. P. 63 – 69.

226. Кондратьев В.Н., Никитин Е.Е. Химические процессы в газах. Москва: Наука, 1981. 264 с.

227. Химическая энциклопедия Т. 2. Под ред. И.Л. Кнунянц. Москва: «Советская энциклопедия», 1990. 671 с.

228. Иванов В.С., Сметанюк В.А., Фролов С.М. Математическое моделирование начальной стадии перехода горения в детонацию в трубе с гомогенной газовой смесью. *Горение и взрыв*, 2009. Вып. 2. С. 18 – 21.

229. Киреев В.А. Курс физической химии. Москва: Химия, 1975. 776 с.

230. Физико-химические процессы в газовой динамике : Справочник в 3-х томах. Т. 1. Под ред. Г.Г. Черного, С.А. Лосева. Москва: МГУ, 1995. 350 с.

231. Химия горения: Пер.с англ. Под ред. У. Гардинера. Москва: Мир, 1988. 464 с.

232. Бабушок В.И., Дакданча А.Н. Глобальные кинетические параметры для высокотемпературных газофазных реакций. *Физика горения и взрыва*, 1993. № 4. С. 48 – 80.

233. Гельфанд Б.Е., Сильников М.В. Химические и физические взрывы. Параметры и контроль. Санкт-Петербург: ООО «Издательство Полигон», 2003. 416 с.

234. Зверев И.Н., Смирнов Н.Н. Газодинамика горения. Москва: МГУ, 1987. 307 с.

235. Нетлетон М. Детонация в газах: Пер. с англ. Под ред. Л.Г. Гвоздевой. Москва: Мир, 1989. 280 с.

236. Азатян В.В., Болодьян А.И., Шебенко Ю.Н., Копылов С.Н. Особенности критических условий цепно-теплового взрыва. *Физика горения и взрыва*, 2001. Т. 37. № 5. С. 12 – 23.

237. Васильев А.А., Пинаев А.В., Троцюк А.В. и др. Полное подавление детонации и горения метановых смесей пылевой завесой. *Вестник научного центра по безопасности работ в угольной промышленности (ВостНИИ)*, 2015. № 4. С. 12 – 21.

238. Басевич В.Я., Фролов С.М. Глобальные кинетические механизмы, разработанные для моделирования многостадийного самовоспламенения углеводородов в реагирующих течениях. *Химическая физика*, 2006. № 6. С. 54 – 62.

239. Полак Л.С., Гольденберг М.Я., Левицкий А.А. Вычислительные методы в химической кинетике. Москва: Наука, 1984. 280 с.

240. Скоб Ю.А., Угрюмов М.Л. Численное моделирование детонации в газовых смесях. *Вісник Харківського національного університету*, 2013. № 1058. С. 149 – 157.

241. Ершов А.П. О макрокинетики быстрых реакций. *Физика горения и взрыва*, 2010. № 6. С. 49 – 59.

242. Борисов А.А., Коваль А.С., Маилков А.Е. Переходные режимы распространения комплекса «ударная волна – зона реакции» в метановоздушных смесях. *Химическая физика*, 2014. Т. 33. № 3. С. 1 – 8.

243. Васильев А.А., Митрофанов В.В., Топчиян М.Е. Детонационные волны в газах. *Физика горения и взрыва*, 1987. № 5. С. 109 – 131.

244. Загуменников Р.А. Недостатки современной оценки пожаровзрывоопасности метана. Современные технологии обеспечения гражданской обороны и ликвидации последствий чрезвычайных ситуаций. Воронеж: Воронежский институт ГПС МЧС России, 2013. С. 361 – 363.

245. Васильев А.А., Васильев В.А. Расчетные и экспериментальные параметры горения и детонации смесей на основе метана и угольной пыли. *Вестник Научного центра по безопасности работ в угольной промышленности (ВостНИИ)*, 2016. № 2. С. 8 – 39.

246. Бартльме Ф. Газодинамика горения. Перев. с нем. Под ред. М.Е. Дейча. Москва: Энергоиздат, 1981. 280 с.

247. Басевич В.Я., Лидский Б.В., Фролов С.М. Сокращение длины преддетонационного участка в химически подготовленной газовой смеси: эффект Щелкина-Соколика. *Горение и взрыв*, 2009. Вып. 2. С. 22 – 25.

248. Трофимов В.С. Обобщение гидродинамической теории детонации на случай турбулентного движения среды. *Взрывное дело*, 2010. Т. 103 – 60. С. 3 – 16.

249. Трофимов В.С. Обобщение гидродинамической теории детонации на случай турбулентного движения среды (Часть II. Турбулентность как аналог химического компонента среды). *Взрывное дело*, 2010. Т. 104 – 61. С. 18 – 30.

250. Васильев А.А. Детонационные свойства предельных углеводородов. *Физика горения и взрыва*, 2009. Т. 45. № 6. С. 82 – 90.

251. Корольченко А.Я., Корольченко Д.А. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средств их пожаротушения. Справочник Т. 1. Москва: Асс. «Пожнаука», 2004. 713 с.

252. Васильев А.А. Характеристики горения и детонации метаноугольных смесей. *Физика горения и взрыва*, 2013. Т. 49. № 4. С. 48 – 59.

253. Васильев А.А. Оценка зависимости скорости пламени от давления // *Физика горения и взрыва*, 2011. № 5. С. 13 – 17.

254. Westbrook C.K. and Dryer F.L. Simplified reaction mechanisms for the oxidation of hydrocarbon fuel in flames. *Combustion Science and Technology*, 1981, Vol. 27. Pp. 31 – 43.

255. Азатян В.В. Роль химического механизма в температурной зависимости скорости реакций горения газов. *Кинетика и катализ*, 2015. Т. 56. № 1. С. 3 – 14.

256. Азатян В.В. Особенности температурной зависимости скорости газофазных реакций горения. *Журнал физической химии*, 2013. Т. 87. № 8. С. 1311 – 1315.

257. Азатян В.В. Эффективные химические методы управления горением, взрывом и детонацией. *Горение и взрыв*, 2010. Вып. 3. С. 76 – 81.

258. Васильев А.А., Пинаев А.В., Фомин П.А., и др. Оценки условий возбуждения и гашения взрывных волн при шахтных взрывах. *Вестник Научного центра по безопасности работ в угольной промышленности (ВостНИИ)*, 2016. № 2. С. 91 – 105.

259. Кондратьев В.Н., Никитин В.Н. Кинетика и механизм газофазных реакций. Москва: Наука, 1974. 325 с.

260. Нурисламова Л.Ф., Губайдуллин И.М. Редукция детальных схем химических превращений окислительных реакций формальдегида и водорода на основании результатов анализа чувствительности математической модели. *Вычислительные методы и программирование*, 2014. Т. 15. С. 685 – 696.

261. Физико-химические процессы в газовой динамике : Справочник в 3-х томах. Т. 2. Под ред. Г.Г. Черного, С.А. Лосева. Москва: МГУ, 2002. 368 с.

262. Соболев В.В., Налисько Н.Н., Устименко Е.Б., Коваленко И.Л. Параметры макрокинетики горения углеводородов в численном расчете аварийных взрывов в горных выработках. *Науковий вісник Національного гірничого університету*, 2018. № 1. С. 89 – 98.

263. Кудряшова О.Б., Галенко Ю.А., Сыпин Е.В. и др. Детонация реакционноспособных газовых смесей как задача об очаговом тепловом взрыве. *Вестник Научного центра по безопасности работ в угольной промышленности (ВостНИИ)*, 2017. № 7. С. 53 – 58.

264. Мержанов А.Г., Быков В.И. Об адекватности экспериментальных и теоретических моделей процессов горения. *Физика горения и взрыва*, 2010. Т. 46. № 5. С. 65 – 70.

265. Бабурин А.В., Нестеров М.Ю. Параметры взрывного горения метана в окислительной среде. Материалы XX научно-техн. конференции «Системы безопасности – 2011». Москва: Академия ГПС МЧС России, 2011. С. 163 – 165. [http://ipb.mos.ru/sb/2011/section – 2](http://ipb.mos.ru/sb/2011/section-2).

266. НАПБ Б.03.002 – 2007. Нормы определения категорий помещений, зданий и наружных установок по взрывопожарной и пожарной опасности. Киев, 2007. 27 с.

267. Налисько Н.Н. Оценка адекватности математической модели ударной трубы в численном эксперименте взрыва газозвушной смеси в закрытом объеме. *Збірник наукових праць Національного гірничого університету*, 2015. № 48. С. 270 – 276.

268. Налисько Н.Н. Численный расчет параметров взрывного горения газозвушных смесей в выработках угольных шахт. *Наукові праці Донецького національного технічного університету*. Серія: Гірничо-геологічна, 2013. № 2(19). С. 24 – 30.

269. Гельфанд Б.Е., Медведев С.П., Поленов А.Н. и др. Основные режимы самовоспламенения их реализации в горючих газовых смесях. *Физика горения и взрыва*, 1997. Т. 33. № 2. С. 3 – 10.

270. Тотай А.В., Казаков О.Г., Радькова Н.О. и др. Теория горения и взрыва. Москва: Изд. «Юрайт», 2013. 296 с.

271. Хомик С.В., Медведев С.П., Гельфанд Б.Е. Иницирование взрывных процессов в водосодержащих газовых смесях многоструйным потоком продуктов детонации. *Физика горения и взрыва*, 2010. Т. 46. № 1. 54 – 59.

272. Таубкин С.И., Таубкин И.С. Пожаро- и взрывобезопасность пылевидных материалов и технологических процессов их переработки. Москва: «Химия», 1976. 264 с.

273. Ткачук А.Н., Шевкуненко В.А. Математическое моделирование взрыва горючей смеси внутри взрывонепроницаемой оболочки. *Наукові праці ДонНТУ*. Серія: Гірничо-електромеханічна, 2009. Вип.17(157). С. 245 – 255.

274. Тропин Д.А., Фёдоров А.В. Физико-математическое моделирование воспламенения и горения силана в проходящих и отраженных ударных волнах. *Физика горения и взрыва*, 2015. № 4. С. 37 – 45.

275. Storozh Ya., Kruzhilko O., Maystrenko V., Polukarov O. Information and analytical support improvement for production risk assessment in mining and processing industry Resources and resource-saving technologies in mineral mining and processing. Multi-authored monograph. Petroșani, Romania: UNIVERSITAS Publishing, 2018. 363 p.

276. Беликов А.С., Шаломов В.А., Стаценко Ю.Ф., Корж Е.Н. К вопросу обеспечения безопасной эксплуатации металлических конструкций в очаге пожара. *Строительство, материаловедение, машиностроение*. Серия: Безопасность жизнедеятельности: Сб. научн. трудов. Днепропетровск: ГВУЗ «Приднепр. гос. академия строительства и архитектуры», 2015. Вып. 83. С. 34 – 39.

277. Зельдович Я.Б., Баренблат Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. Москва: Наука, 1980. 478 с.

278. Беляев Н.М., Рядно А.А. Методы теории теплопроводности. Ч. 1. Москва: Высш. школа, 1982. 327 с.

279. Чернай А.В., Налисько Н.Н. Математическое моделирование вынужденного воспламенения газовой смеси при расчете поражающих факторов аварийных взрывов. *Науковий вісник Національного гірничого університету*, 2016. № 5(155). С. 106 – 114.

280. Субботин А.Н. Аналитическое решение задачи зажигания высокоэнергетических веществ проволочной нагреваемой электрическим током. *Пожаровзрывобезопасность*, 2008. Т. 17. № 4. С. 22 – 27.

281. Гельфанд Б.Е., Борисов А.А., Циганов С.А. Моделирование волн разрежения при детонации газовых смесей. *Физика горения и взрыва*, 1989. № 1. С. 136 – 139.

282. Васенин И.М., Крайнов А.Ю., Палеев Д.Ю. и др. Влияние места взрыва метановоздушной смеси на интенсивность ударной волны в горной выработке. Доклады VII Всероссийской научной конференции с участием иностранных ученых «Современные методы математического моделирования

природных и антропогенных катастроф». Т.1. Красноярск: Ин-т вычислительного моделирования СО РАН, 2003. С. 64 – 65.

283. Горев В.А., Медведев Г.М. Влияние формы облака и места инициирования взрыва на характер взрывной волны. *Пожаровзрывобезопасность*, 2012. № 6. С. 29 – 33.

284. Зельдович Я.Б. Теория ударных волн и введение в газодинамику. Москва – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2004. 188 с.

285. Поландов Ю.Х., Бабанков В.А. Влияние места расположения источника воспламенения в помещении на развитие взрыва газа. *Пожаровзрывобезопасность*, 2014. № 3. С. 68 – 74.

286. Фролов С.М. Быстрый переход горения в детонацию. *Химическая физика*, 2008. Т. 27. № 6. С. 32 – 46.

287. Физика взрыва. Под ред. Л.П. Орленко. Т.1. Москва: Физматлит, 2002. 832 с.

288. Иванов В.С. Математическое моделирование перехода горения в детонацию во взрывчатых газовых смесях: автореф. дисс. ...канд. физ.-мат. наук: 01.04.17. Москва, 2011. 24 с.

289. Налисько Н.Н. Определение безопасных расстояний при аварийных взрывах шахтной атмосферы с учетом места расположения источника воспламенения и характера горения. *Вісник Криворізького національного університету*, 2017. Вип. 44. С. 7 – 14.

290. Гидаспов В.Ю., Москаленко О.А. Численное моделирование инициирования детонации в керосино-воздушной газокапельной смеси падающей ударной волной. Материалы XI Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ'2016), 25–31 мая 2016 г., Алушта. Москва: Изд-во МАИ, 2016. 600 с.

291. Поняев С.А., Апевалов И.В., Лебедев А.С. и др. Моделирование процессов задержки поджига смеси метан – воздух ударной волной. Труды военно-космической академии имени А.Ф. Можайского, 2013. Выпуск 641. С. 61 – 68.

292. Huang, J., Hill, P.G., Bushe, W.K. and Munshi, S.R. (2004), «Shock – tube study of methane ignition under engine – relevant conditions: experiments and modeling», *Combustion and Flame*, vol. 136, iss. 1 – 2, January, pp. 25 – 42.

293. Petersen, E.L., Davidson, D.F. and Hanson, R.K. (1999), «Kinetics modeling of shock – induced ignition in low – dilution CH₄/O₂ mixtures at high pressures and intermediate temperatures», *Combustion and Flame*, vol. 117, iss. 1–2, April, pp. 272 – 290.

294. Федеральные нормы и правила в области промышленной безопасности «Инструкция по локализации и предупреждению взрывов пылегазовоздушных смесей в угольных шахтах». Зарег. Минюст России 25.01.12, рег. № 26359. Бюллетень нормативных актов федеральных органов исполнительной власти, 2013. № 7.

295. Собур А.А., Бабушенко Д.И. Численное исследование инициирования детонации с использованием модели сильного взрыва. Проблемы фундаментальных и прикладных естественных и технических наук в современном информационном обществе : Труды 55-й научной конференции МФТИ, 19 – 25 ноября 2012 г. Москва: МФТИ, 2012. С. 13 – 14.

296. Гридаспов Ю.В., Сиверина Н.С. Численное моделирование экспериментов по определению времени задержки воспламенения за падающими ударными волнами. *Физика горения и взрыва*, 2013. Т. 49. № 4. С. 31 – 37.

297. Гельфанд Б.Б., Медведев С.П., Химик С.В., Агафонов Г.Л. Самовоспламенение смесей водород – воздух за отраженными взрывными. *Теплофизика высоких температур*, 2010. Т. 48. № 3. С. 458 – 462.

298. Головастов С.В. Управление процессами воспламенения и детонации в газовых средах: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.14.14: защищена 29.10.08. Москва: Объед. ин-т высоких температур РАН, 2008. 136 с.

299. Агафонов Г.Л., Тереза А.М. Воспламенение пропана в ударных волнах. *Химическая физика*, 2015. Т 34. № 2. С. 49 – 60.

300. Калякин С.А. Определение критических параметров ударных волн при взрыве заряда ВР, вызывающих воспламенение метановоздушной смеси. *Наукові праці ДонНТУ*. Серія: Гірничо-геологічна, 2012. Вип. 16(206). С. 133 – 139.

301. Налісько Н.Н. Инициирование локальных скоплений метана ударной воздушной волной при аварийных взрывах в горных выработках. *Вісник КрНУ імені Михайла Остроградського*, 2017. Вип. 1/2017(102). С. 104 – 110.

302. Hjartstam S., Normann F., Andersson K. and Johnsson F. Оxy – Fuel Combustion Modeling: Performance of Global Reaction Mechanisms. *Industrial & Engineering Chemistry Research*. July 5, 2012, no. 51(31), pp. 10327 – 10337.

303. Гельфанд Б.Б., Медведев С.П., Химик С.В., Агафонов Г.Л. Самовоспламенение смесей водород – воздух за отраженными взрывными. *Теплофизика высоких температур*, 2010. Т. 48. № 3. С. 458 – 462.

304. Ершов А.П., Медведев Д.А. О кинетике химических реакций при детонации. *Письма в ЖТФ*, 2009. Т. 35. Вып. 3. С. 386 – 399.

305. Палеев Д.Ю., Костеренко В.Н., Васенин И.М. Ударные волны при взрывах в угольных шахтах. Библиотека горного инженера. Т. 6. Промышленная безопасность. Москва: Издательство «Горное дело»; ООО «Киммерийский центр», 2011. 312 с.

306. СНиП 2.01.54 – 84 Защитные сооружения гражданской обороны в подземных горных выработках. Минземстрой России. Москва: ГУП ЦПП, 1998. 20 с.

307. Греков С.П., Зинченко И.Н. Расчет коэффициентов затухания воздушных ударных волн в горных выработках шахт. *Горноспасательное дело*, 2012. Вып. 49. С. 10 – 14.

308. Аксенов А.А., Похилко В.И., Дядькин А.А., Сельвачев А. Система моделирования движения жидкости и газа FlowVision. Москва: ООО «ТЕСИС», 2007. 265 с.

309. Налисько Н.Н. Численное исследование распространения ударной воздушной волны через сопряжения выработок. *Збірник наукових праць Національного гірничого університету*, 2015. № 49. С. 264 – 275

310. Мишуев А.В. Воздушная ударная волна в сооружениях. Москва: МГСУ, 2015. 408 с.

311. Налисько Н.Н. Параметры распространения ударных воздушных волн через сопряжения протяженных каналов. *Збірник наукових праць Національного гірничого університету*, 2018. № 55. С. 222 – 238.

312. Гендугов В.М., Зиновьев А.С. Взаимодействие детонационных и ударных волн на границе раздела детонирующего газа с нейтральным. *Физика горения и взрыва*, 1985. № 4. С. 98 – 100.

313. Пособие по обследованию и проектированию зданий и сооружений, подверженных воздействию взрывных нагрузок. Москва: АО «ЦНИИПромзданий», 2000. 122 с;

314. Булат П.В., Волков К.Н. Численное моделирование дифракции ударной волны на прямом угле на неструктурированных сетках. *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, 2016. Т. 16. № 2. С. 354 – 362.

315. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. Москва: Наука, 1971. 854 с.

316. Bazhenova T.V., Gvozdeva L.G. and Nettleton M.A. (1984) Unsteady interactions of shock waves. *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 21, pp. 249 – 331.

317. Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г. Нестационарное взаимодействие ударных волн. Москва: Наука, 1977. 274 с.

318. Физика взрыва. Под ред. Л.П. Орленко. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2002. 832 с.

319. Налисько Н.Н. Защита персонала от ударных воздушных волн путем управлением их распространением в протяженных сооружениях. *Вісник При-*

дніпровської держ. академії будівництва та архітектури, 2018. № 3. С. 102 – 114.

320. Беликов А.С., Налисько Н.Н. Повышение безопасности при возникновении аварийных газовых взрывов и распространении ударных воздушных волн в протяженных сооружениях. *Будівництво. Матеріалознавство. Машинобудування*. Серія: Безопасность жизнедеятельности. Днепр: ПГАСА, 2018. № 105. С. 16 – 28.

321. Чернуха Н.А. Особенности расчета сооружений на взрывные воздействия в среде SCAD. *Инженерно-строительный журнал*, 2014. № 1. С. 12 – 22.

322. Тютюкин А.Л. Исследование основных параметров взрывного воздействия для практических расчетов прочности и устойчивости тоннельных конструкций. Наука и прогресс транспорта : *Вестник Днепропетровского национального университета железнодорожного транспорта*, 2006. № 5. С. 208 – 214.

323. Комаров А.А., Бажина Е.В. Особенности взрывных явления в пешеходных переходах. *Вестник Московского государственного строительного университета*, 2009. № 3. С. 107 – 109.

324. Володин Г.Т., Новиков А.С. Энергетический метод в задачах разрушения элементов конструкций взрывной нагрузкой. *Известия ТулГУ. Технические науки*, 2017. Вып. 6. С. 243 – 255.

325. Налисько Н.Н. Виртуальная лаборатория изучения процессов горения и взрыва в подготовке инженеров гражданской безопасности. *Вісник Придніпровської держ. академії будівництва та архітектури*, 2018. № 5. С. 66 – 74.

326. Комаров А.А., Казенов В.В., Гусев А.А., Громов Н.В. Критерий квазистатичности взрывного давления газопаровоздушных смесей в помещениях. *Пожаровзрывобезопасность*, 2015. Т. 24. № 8. С. 56 – 61.

327. Беликов А.С., Налісько Н.Н. Моделирование инициирования взрыва метана ударной волной как прогноз оценки безопасности. *Будівництво. Матеріалознавство. Машинобудування. Серія: Енергетика, екологія, комп'ютерні технології у будівництві*. Дніпро: ПДАБА, 2017. Вип. № 98. С. 25 – 31.

328. Беликов А.С., Налісько Н.Н., Маладыка И.Г. Рагимов С.Ю. Повышение безопасности при развитии аварии путем моделирования процесса воспламенения газозвдушной смеси. *Строительство, материаловедение, машиностроение* : Сборник научных трудов ПГАСА. Серия: Безопасность жизнедеятельности. Днепропетровск: ПГАСА, 2016. № 93. С. 73 – 79.

329. Налісько Н.Н. Расчет распространения взрывных воздушных волн в протяженных сооружениях с учетом диссипации внутренней энергии газового потока. *Строительство, материаловедение, машиностроение* : Сборник научных трудов ПГАСА. Серия: Безопасность жизнедеятельности. Днепропетровск: ПГАСА, 2015. № 83. С. 154 – 160.

330. Основи охорони праці : підручник. За ред. К.Н. Ткачука, М.О. Халімовського. Київ: Основа, 2006. 448 с.

331. Голінько В.І. Соціально-економічний моніторинг умов праці: навч. посіб. Мін-во освіти і науки України, Нац. гірн. ун-т. Дніпро: НГУ, 2017. 152 с.

332. Рекомендації щодо побудови, впровадження та удосконалення системи управління охороною праці. *Бізнес – Бухгалтерія – Право. Податки*. Консультації від 21.04.2008, 2008. № 16. С. 32.

333. Налісько Н.Н. Влияние места расположения источника воспламенения газозвдушной смеси в горной выработке и дегазационном трубопроводе на параметры взрывной волны. *Геотехническая механика: Межвед. сб. науч. трудов / Ин-т геотехнической механики им. Н.С. Полякова НАН Украины*. Днепропетровск, 2017. Вып. 132. С. 246 – 258.

ДОДАТОК А
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

1. Чернай А.В., Ищенко А.К., Налісько Н.Н., Кириченко А.Л. Метод крупных частиц в механике гетерогенных сред. Збірник наукових праць Національного гірничого університету, 2010. № 34., т. 1. С. 180 – 191.

2. Чернай А.В., Налісько Н.Н., Лукашенко Е.Н. Численное моделирование взрыва заряда ВВ вблизи открытой поверхности. Сборник научных трудов Донбасского государственного технического университета. Алчевск: ДонГТУ, 2011. Вып. 34. С. 40 – 45.

3. Налісько Н.Н. Динамическое воздействие ударных воздушных волн на взрывоустойчивые перемычки. *Горноспасательное дело*, 2013. Вып. 50. С. 67 – 77.

4. Налісько Н.Н. Численный расчет параметров взрывного горения газозвудушных смесей в выработках угольных шахт. Наукові праці Донецького національного технічного університету. Серія: Гірничо-геологічна. Донецьк: ДонНТУ, 2013. № 2(19). С. 24 – 30.

5. Налісько Н.Н. Газодинамический расчет параметров распространения воздушных ударных волн в горных выработках. *Вісник Кременчуцького національного університету імені Михайла Остроградського*, 2013. Вип. 5(82). С. 136 – 144. (*Index Copernicus*).

6. Налісько Н.Н. Взаимодействие ударных воздушных волн со стенками горных выработок. *Горноспасательное дело*, 2014. Вып. 51. С. 47 – 53.

7. Налісько Н.Н. Численный анализ влияния объемов загазирования горных выработок на импульс ударной воздушной волны. *Вісник Криворізького національного університету*, 2015. Вип. 39. С. 73 – 77.

8. Налісько Н.Н. Оценка адекватности математической модели ударной трубы в численном эксперименте взрыва газозвудушной смеси в закрытом объ-

еме. Збірник наукових праць Національного гірничого університету, 2015. № 48. С. 270 – 276.

9. Налисько Н.Н. Численное исследование распространения ударной воздушной волны через сопряжения выработок. Збірник наукових праць Національного гірничого університету, 2015. № 49. С. 264 – 275.

10. Chernai A.V., Nalysko M.M., Derevianko H.S. The kinetics of the methane acidification by the oxygen and its role in the blast air wave formation in mine workings. *Scientific Bulletin of National Mining University*. Scientific and technical journal, 2016. № 1. P. 63 – 69. (*Scopus, Index Copernicus*).

11. Чернай А.В., Соболев В.В. Налисько Н.Н. Сравнительный анализ взрывного импульса в физическом и численном эксперименте при оценке безопасных условий ликвидации аварий. *Вісник Кременчуцького національного університету імені Михайла Остроградського*, 2016. Вип. 3, ч. 1. С. 70 – 75. (*Index Copernicus*).

12. Chernai A.V., Nalysko M.M. Mathematical simulation of gas mixture forced ignition for the calculation of the damaging factors of emergency explosion. *Scientific Bulletin of National Mining University*. Scientific and technical journal, 2016. № 5(155). P. 106 – 114. (*Scopus, Index Copernicus*).

13. Беликов А.С., Налисько Н.Н., Маладыка И.Г. Рагимов С.Ю. Повышение безопасности при развитии аварии путем моделирования процесса воспламенения газозадушной смеси. *Строительство, материаловедение, машиностроение* : Сб. науч. тр. Серия: Безопасность жизнедеятельности. Днепропетровск: ПГАСА, 2016. Вып. 93. С. 73 – 79.

14. Налисько Н.Н. Определение безопасных расстояний при аварийных взрывах шахтной атмосферы с учетом отражения ударных воздушных волн в тупиковых выработках. *Геотехнічна механіка: Міжвід. зб. наук. пр.* / Інститут геотехнічної механіки ім. М.С. Полякова НАН України. Дніпропетровськ, 2016. Вип. 127. С. 112 – 126.

15. Налисько Н.Н. Инициирование локальных скоплений метана ударной воздушной волной при аварийных взрывах в горных выработках. *Вісник Кременчуцького національного університету імені Михайла Остроградського*, 2017. Вип. 1/2017(102). С. 104 – 110. (*Index Copernicus*).

16. Nalisko M.M. Modification of the method of large particles in the problem of calculation of an accidental explosion in mine atmosphere. *Scientific Bulletin of National Mining University*. Scientific and technical journal, 2017. № 5. P. 108 – 116. (*Scopus, Index Copernicus*).

17. Sobolev V.V., Shyman L.M., Nalysko M.M., Kyrychenko O.L. Computational modeling in research of ignition mechanism of explosives by laser radiation. *Scientific Bulletin of National Mining University*. Scientific and technical journal, 2017. № 6. P. 53 – 60. (*Scopus, Index Copernicus*).

18. Беликов А.С., Налисько Н.Н. Моделирование инициирования взрыва метана ударной волной как прогноз оценки безопасности. *Строительство, материаловедение, машиностроение* : Сб. науч. тр. Серия: Энергетика, экология, компьютерные технологии в строительстве. Днепр: ПГАСА, 2017. Вып. 98. С. 25 – 31.

19. Налисько Н.Н. Влияние места расположения источника воспламенения газовой смеси в горной выработке и дегазационном трубопроводе на параметры взрывной волны. *Геотехнічна механіка*: Міжвід. зб. наук. пр. / Інститут геотехнічної механіки ім. М.С. Полякова НАН України. Дніпропетровськ, 2017. Вип. 132. С. 246 – 258.

20. Налисько Н.Н. Параметры распространения ударных воздушных волн через сопряжения протяженных каналов. *Збірник наукових праць Національного гірничого університету*, 2018. № 55. С. 222 – 238.

21. Sobolev V.V., Ustimenko Ye.B., Nalisko M.M., Kovalenko I.L. The macrokinetics parameters of the hydrocarbons combustion in the numerical calculation of accidental explosions in mines. *Scientific Bulletin of National Mining University*, 2018. № 1. P. 89 – 98. (*Scopus, Index Copernicus*).

22. Беликов А.С., Налисько Н.Н. Повышение безопасности при возникновении аварийных газовых взрывов и распространении ударных воздушных волн в протяженных сооружениях. *Строительство, материаловедение, машиностроение* : Сб. науч. тр. Серия: Безопасность жизнедеятельности. Днепр: ПГАСА, 2018. Вып. 105. С. 16 – 28.

23. Налисько Н.Н. Защита персонала от ударных воздушных волн путем управлением их распространением в протяженных сооружениях. *Вісник Придніпровської державної академії будівництва та архітектури*, 2018. № 3. С. 102 – 114. (*Index Copernicus*).

24. Налисько Н.Н. Виртуальная лаборатория изучения процессов горения и взрыва в подготовке инженеров гражданской безопасности. *Вісник Придніпровської державної академії будівництва та архітектури*, 2018. № 5. С. 66 – 74. (*Index Copernicus*).

25. Беликов А.С., Налисько Н.Н., Барташевская Л.И. Оценка распространения ударных воздушных волн в протяженных сооружениях с учетом диссипации внутренней энергии газового потока. *Вісник Придніпровської державної академії будівництва та архітектури*, 2019. № 1. С. 10 – 17. (*Index Copernicus*).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

26. Налисько Н.Н. Численное моделирование импульсных нагрузок ударных воздушных волн на взрывозащитные сооружения аварийных участков угольных шахт. *Освіта і наука в умовах реформування системи освіти в Україні* : Матеріали XLVI науково-практичної конференції науково-педагогічних працівників, аспірантів, магістрів та співробітників СННІГОТ УПА, 1 листопада 2012 – 20 січня 2013 р., Стаханов: СННІГОТ УПА, 2013. С. 63 – 72.

27. Налисько Н.Н., Чернай А.В. Обоснование разработки новых подходов к расчету параметров распространения воздушных ударных волн в горных выработках. *Техногенні катастрофи: моделі, прогноз, запобігання*. Матеріали 3-ї міжнародної наук.-техн. конф., 22 – 24 травня 2013 р., м. Дніпропетровськ: Національний гірничий університет, 2013. С. 132 – 143.

28. Налісько Н.Н. Газодинамічний расчёт взривних нагрузок ударних воздушних волн на инженерные сооружения. *Техногенні катастрофи: моделі, прогноз, запобігання*. Матеріали 3-ї міжнар. наук.-техн. конф., 22 – 24 травня 2013 р., м. Дніпропетровськ: Національний гірничий університет, 2013. С. 144 – 152.

29. Налісько Н.Н. Влияния объемов загазирования горных выработок на импульс ударной воздушной волны, передаваемый взрывозащитному сооружению. *Форум гірників – 2013* : Матеріали міжнародної конференції, 2 – 5 жовтня 2013 р., м. Дніпропетровськ: НГУ, 2013. Т. 3. С. 175 – 182.

30. Налісько Н.Н. Параметры распространения ударных воздушных волн с учетом их силового взаимодействия со стенками горных выработок. *Форум гірників – 2014* : Матеріали міжнар. конф., 1 – 4 жовт. 2014 р., м. Дніпропетровськ: ТОВ «ЛізуновПрес», 2014. Т. 3 С. 191 – 194.

31. Налісько Н.Н. Виртуальная лаборатория изучения процессов горения и взрыва в подготовке горных инженеров. Тези XLVIII науково-практичної конференції науково-педагогічних працівників, науковців, аспірантів та співробітників Стахановського навчально-наукового інституту гірничих та освітніх технологій Української інженерно-педагогічної академії, 19 – 21 травня 2015 р., м. Харків: СНИГОТ УПА, 2015. С. 6 – 7.

32. Налісько Н.Н. Численный расчёт распространения взрывных воздушных волн с учетом диссипации внутренней энергии газового потока. *Форум гірників – 2015*: Матеріали міжнар. конференції, 30 вер. – 03 жовт. 2015 р., м. Дніпропетровськ: ТОВ «ЛізуновПрес», 2015. Т. 3. С. 124 – 128.

33. Налісько Н.Н. Анализ влияния объемов загазирования горных выработок на импульс ударной воздушной волны. Матеріали міжнар. наук.-техн. конференції «*Сталий розвиток промисловості та суспільства*», 20 – 22 травня 2015 р., Кривий Ріг: Криворізький національний університет, 2015. С. 181 – 182.

34. Беліков А.С., Налісько М.М., Голянич І.А. Дослідження параметрів згасання ударної повітряної хвилі у довгих каналах. *Інноваційні технології зба-*

лансованого природокористування в агропромисловому виробництві : Зб. матер. міжнар. наук.-практ. конф., 24 – 25 березня 2016 р., м. Ніжин: ВП НУБІП України «Ніжинський агротехнічний інститут», 2016. С. 258 – 268.

35. Чернай А.В., Соболев В.В., Налісько Н.Н. Экспериментальная проверка методики численного расчета импульса взрывной волны на баллистическом маятнике. *Форум гірників – 2016* : Матеріали міжнар. наук.-техн. конференції, 5 – 8 жовт. 2016 р., м. Дніпро: «Літограф», 2016. Т. 1. С. 105 – 113.

36. Налісько Н.Н. Методика определения степени ослабления амплитуды ударной воздушной волны на сопряжении выработок в численном эксперименте. *Форум гірників – 2016*: Матеріали міжнар. наук.-техн. конференції, 5 – 8 жовтня 2016 р., м. Дніпро: «Літограф», 2016. Т. 1. С. 133 – 140.

37. Деря Г.О., Беліков А.С., Налісько М.М. Параметри формування ударної повітряної хвилі у моделі миттєвого об'ємного вибуху. *Екологічна і техногенна безпека. Охорона водного і повітряного басейнів. Утилізація відходів* : Матеріали щорічної міжнар. наук.-техн. конференції, 25 – 26 квітня 2017 р., м. Харків: ХНУБА, 2017. С. 65 – 66.

38. Беліков А.С., Налісько М.М. Ініціювання вибуху газоповітряної суміші ударною повітряною хвилею. *Теорія і практика гасіння пожеж та ліквідації надзвичайних ситуацій*: Матеріали VIII Міжнар. наук.-практ. конференції, 18 – 19 травня 2017 р., м. Черкаси: ЧПБ ім. Героїв Чорнобиля НУЦЗУ, 2017. С. 173 – 174.

39. Соболев В.В., Налісько Н.Н. Закономерности инициирования локальных скоплений метана ударной воздушной волной при аварийных взрывах шахтной атмосферы. *Форум гірників – 2017* : Матеріали міжнар. наук.-техн. конференції, 4 – 7 жовт. 2017 р., м. Дніпро: «Літограф», 2017. С. 196 – 204.

40. Налісько Н.Н., Барташевская Л.И. Определение безопасных расстояний при аварийных взрывах шахтной атмосферы с учётом места расположения источника воспламенения и характера горения. *Форум гірників – 2017* : Мате-

ріали міжнародної наук.-техн. конференції, 4 – 7 жовт. 2017 р., м. Дніпро: «Літограф», 2017. С. 308 – 316.

41. Беликов А.С., Налісько Н.Н. Параметры макрокинетики горения углеводородов в численном расчете аварийных взрывов. *Надзвичайні ситуації: безпека та захист*: матеріали VII Всеукраїнської наук.-практ. конференції з міжнародною участю, 20 – 21 жовтня 2017 р., м. Черкаси: ЧПБ ім. Героїв Чорнобиля НУЦЗУ, 2017. С. 54 – 56.

42. Налісько Н.Н., Пилипенко А.В. Макрокинетика горения углеводородов в численном моделировании аварийных взрывов. *Сучасні інноваційні та інформаційні технології в перевезенні небезпечних вантажів* : Міжнародна наук.-практ. конференція, 16 – 17 листопада 2017 р., м. Харків: Український державний університет залізничного транспорту, 2017. С. 43 – 45.

43. Соболев В.В., Налісько Н.Н., Барташевская Л.И. Параметры макрокинетики горения углеводородов в численном расчете аварийных взрывов в горных выработках. *Форум гірників – 2018* : Матеріали міжнародної науково-технічної конференції, 10 – 13 жовтня 2018 р., м. Дніпро: НТУ «Дніпровська політехніка». С. 72 – 83.

Наукові праці, які додатково відображають результати дисертації:

44. Налісько Н.Н., Чернай А.В. Обоснование новых подходов к расчету параметров взрывного горения газовоздушных смесей в выработках угольных шахт. *Высокоэнергетические системы, процессы и их модели* : Сб. науч. тр. Днепропетровск: АкцентПП, 2013. С. 267 – 278.

45. Налісько Н.Н. Численный расчет динамической нагрузки от воздействия воздушных ударных волн на инженерные сооружения. *Высокоэнергетические системы, процессы и их модели* : Сб. науч. тр. Днепропетровск: АкцентПП, 2013. С. 255 – 266.

46. Налісько М.М., Чернай А.В., Лукін В.В. Свідоцтво авторського права на твір: Комп'ютерна програма FEM. Державна служба інтелектуальної власності України. Свідоцтво № 47385 від 22.01.2013.

47. Налисько Н.Н. Виртуальная лаборатория изучения процессов горения и взрыва в подготовке горных инженеров. *Проблеми інженерно-педагогічної освіти*. Харків: УПА, 2015. № 46. С. 120 – 129.

48. Налисько Н.Н. Расчет распространения взрывных воздушных волн в протяженных сооружениях с учетом диссипации внутренней энергии газового потока. *Строительство, материаловедение, машиностроение* : Сб. науч. тр. Серия: Безопасность жизнедеятельности. Днепропетровск: ПГАСА, 2015. Вып. 83. С. 154 – 160.

49. Налисько М.М. Свідоцтво авторського права на твір: Комп'ютерна програма «Віртуальна навчальна лабораторія VL-MCE 1.0 Моделювання розповсюдження ударної повітряної хвилі в ударній трубі». Державна служба інтелектуальної власності України. Свідоцтво № 64123 від 16.02.2016.

50. Chernay A., Sobolev V., Nalisko N. Methods of assessing safe environment emergency response after the air-gas explosions. *Scientific Israel – Technological Advantages*, 2016. Vol. 18, no. 3. P. 98 – 105. (*Index Copernicus*).

51. Налисько Н.Н. Определение безопасных расстояний при аварийных взрывах шахтной атмосферы с учетом места расположения источника воспламенения и характера горения. *Вісник Криворізького національного університету*, 2017. Вип. 44. С. 7 – 14.

52. Чернай А.В., Налисько Н.Н., Барташевская Л.И. Закономерности зажигания газозвушной смеси тепловым источником при аварийных выбросах газа. *The scientific heritage* (Budapest, Hungary), 2017. № 10(10), vol. 3. P. 58 – 66.

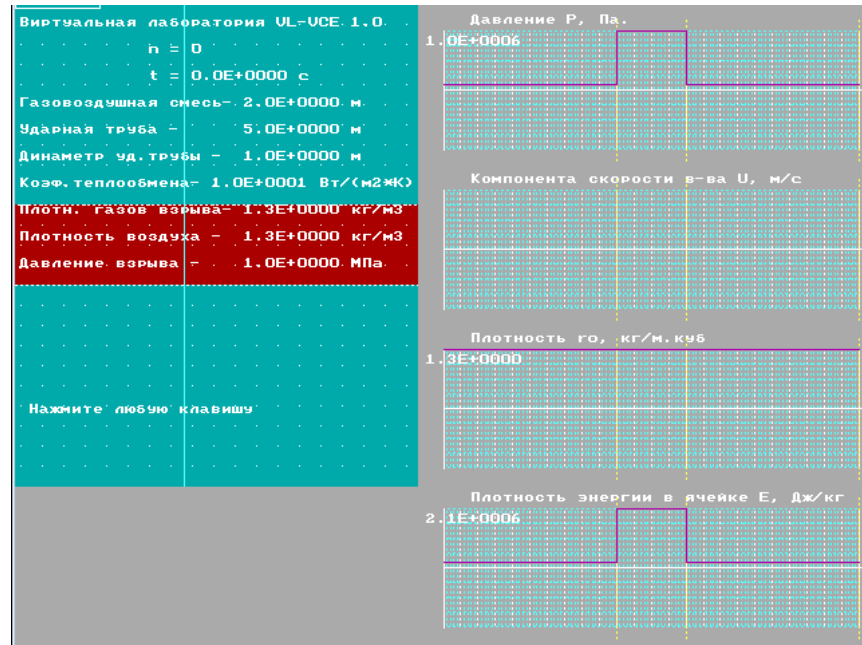
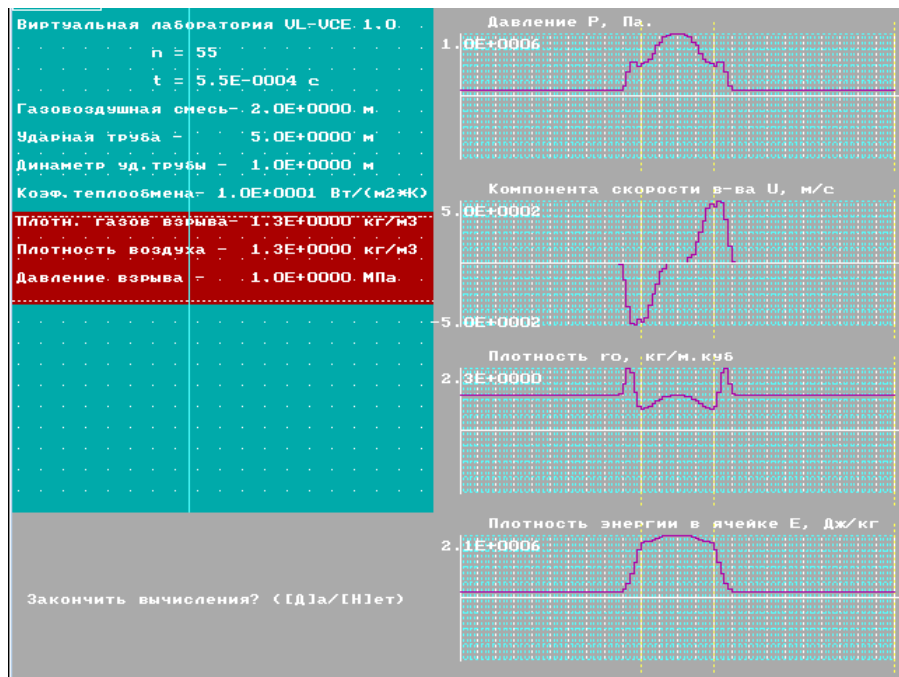
53. Беликов А.С., Налисько Н.Н., Барташевская Л.И., Рагимов С.Ю. Модификация метода крупных частиц в задаче расчета аварийных взрывов газозвушной среды. *Строительство, материаловедение, машиностроение* : Сб. науч. тр. Серия: Компьютерные системы и информационные технологии в образовании, науке и управлении. Днепр: ПГАСА, 2017. Вып. 101. С. 34 – 41.

54. Налисько Н.Н. Защита персонала от ударных воздушных волн путем управлением их распространением в протяженных сооружениях. *Надзвичайні*

ситуації: попередження та ліквідація : Збірник наукових праць. Черкаси: ЧПБ ім. Героїв Чорнобиля НУЦЗ України, 2018. № 3. С. 72 – 89.

ДОДАТОК Б

Результати тестової задачі виконання симетрії.

Рисунок Б.1 – Початкові умови розрахунку, $t = 0$ мсРисунок Б.2 – Параметри формування ударної повітряної хвилі
в момент часу $t = 0,52$ мс

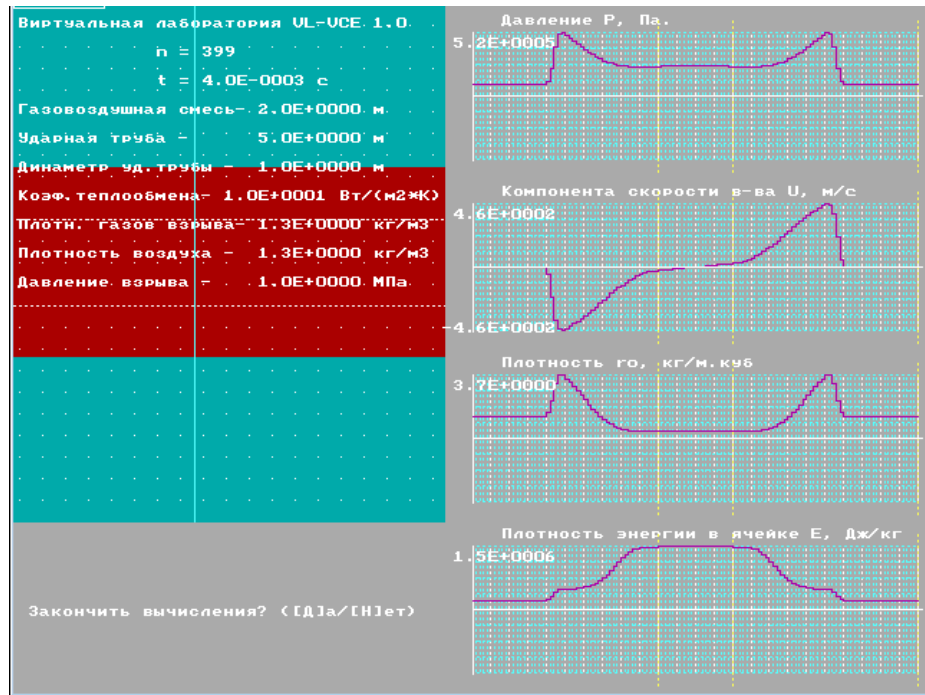


Рисунок Б.3 – Параметры ударной воздушной волны
 в момент часу $t = 4,0$ мс

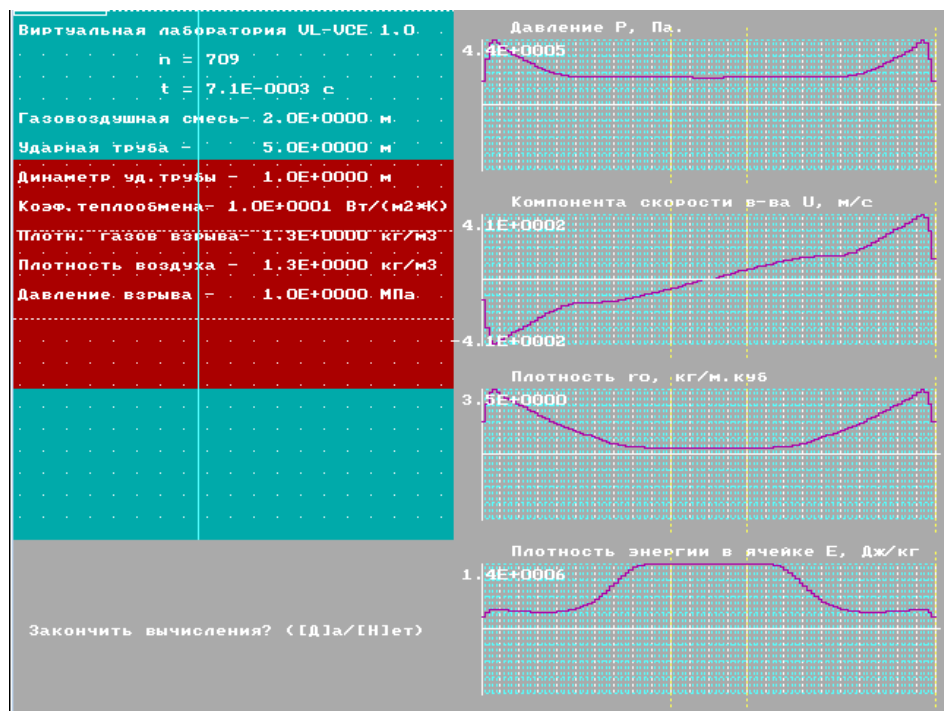


Рисунок Б.4 – Параметры ударной воздушной волны
 в момент часу $t = 7,1$ мс

ДОДАТОК В

Результати тестової задачі сіткової збіжності.

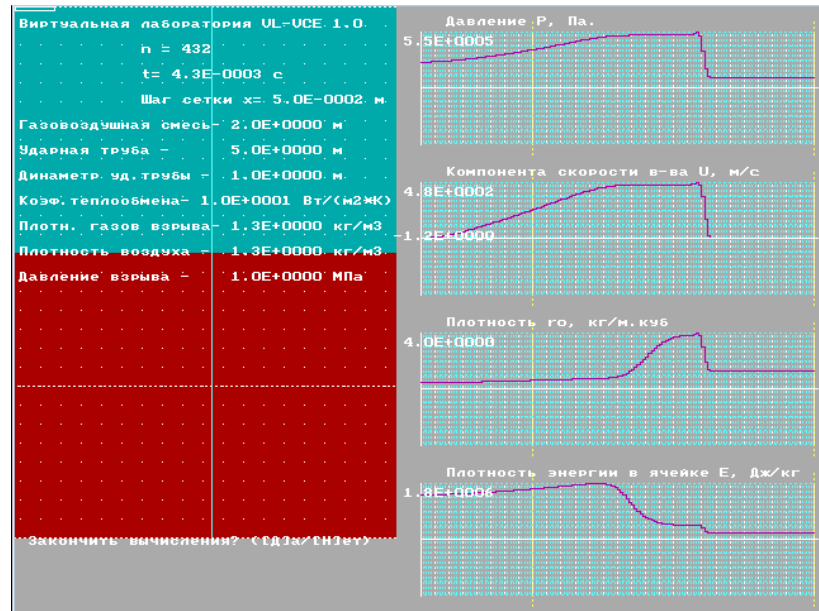


Рисунок В.1 – Положення фронту ударної повітряної хвилі в момент часу $t = 4,3$ мс, крок розрахункової сітки $\Delta x = 0,05$ м

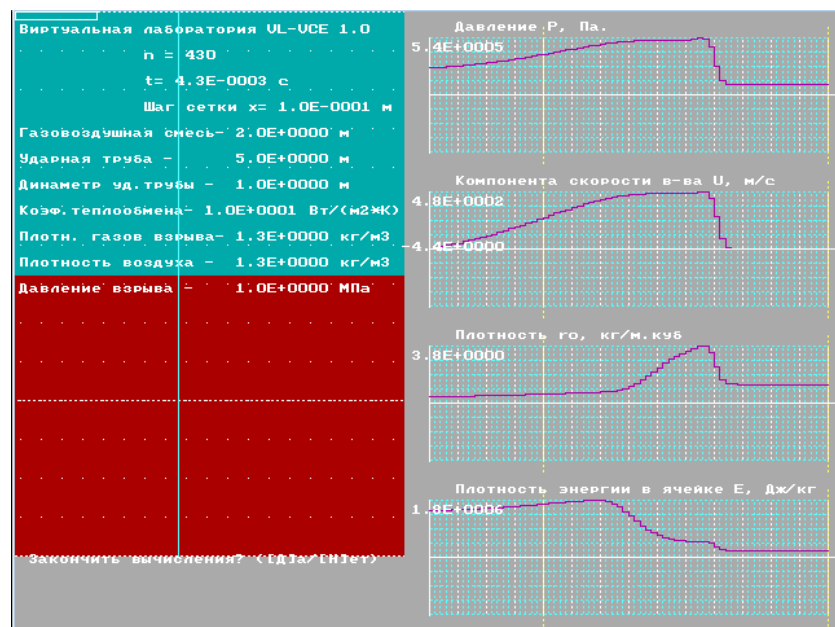


Рисунок В.2 – Положення фронту ударної повітряної хвилі в момент часу $t = 4,3$ мс, крок розрахункової сітки $\Delta x = 0,1$ м

ДОДАТОК Д

Результати тестової задачі визначення
коефіцієнта шуму чисельної схеми.

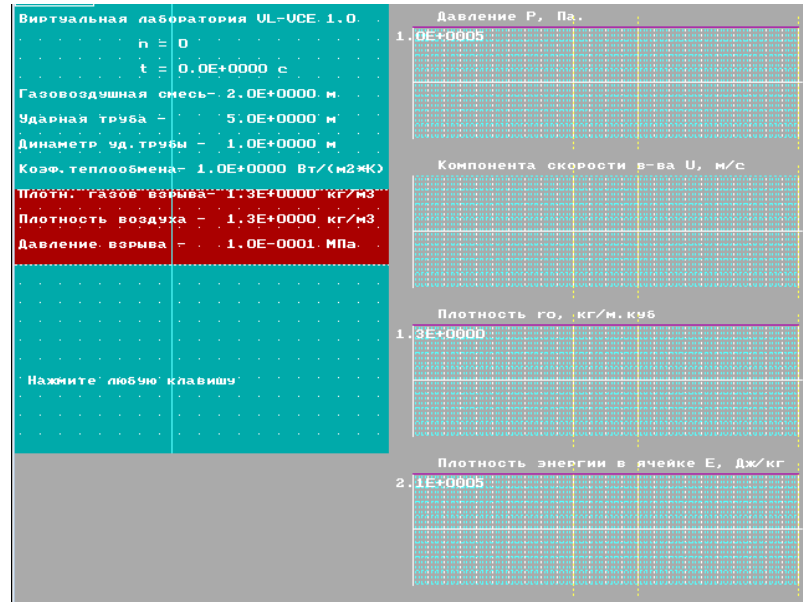


Рисунок Д.1 – Початковий стан у розрахунковій області $t = 0$ мс,
крок розрахункової сітки $\Delta x = 0,05$ м

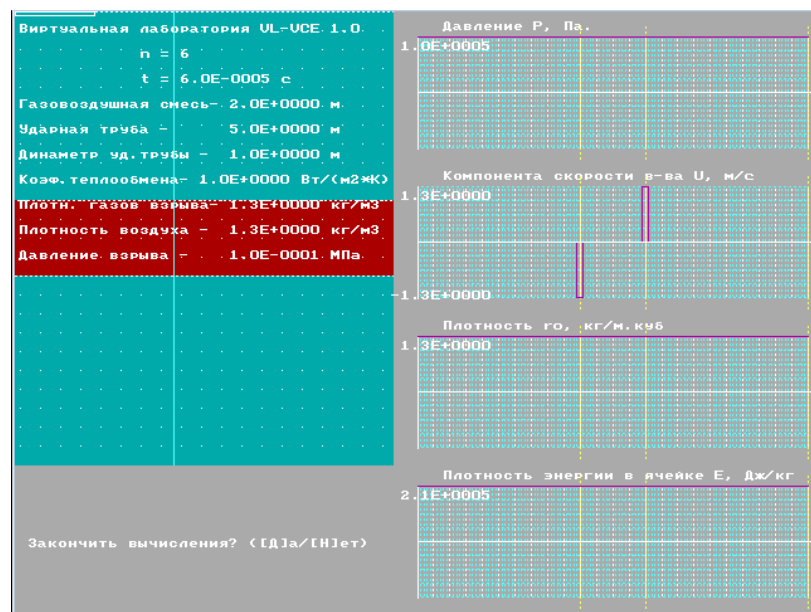


Рисунок Д.2 – Збурювання флуктуацій швидкості середовища
на момент часу $t = 0,6$ мкс, крок розрахункової сітки $\Delta x = 0,05$ м

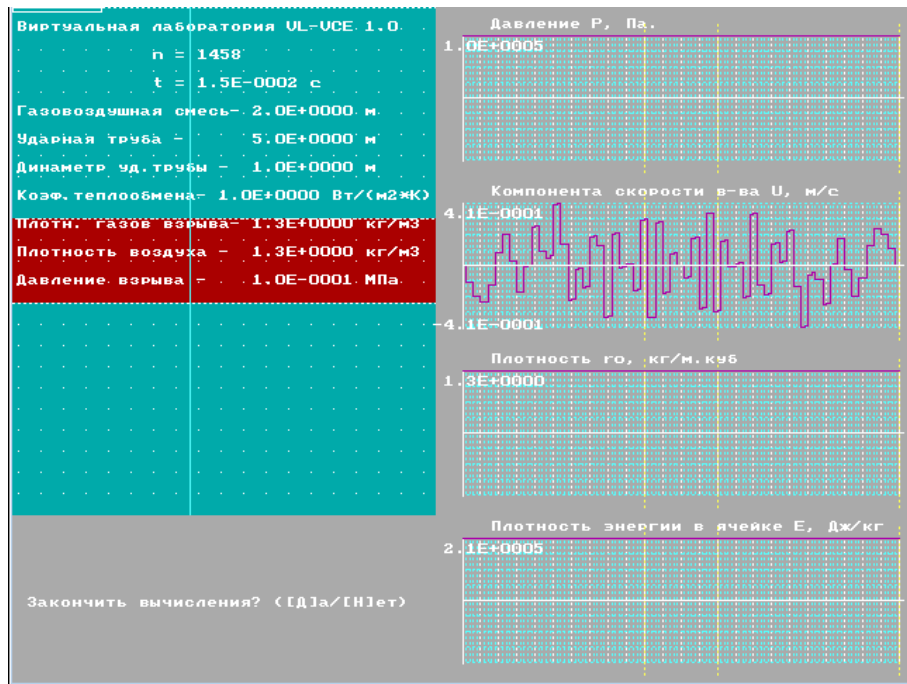


Рисунок Д.3 – Згасання флуктуацій швидкості середовища на момент часу $t = 10$ мс, крок розрахункової сітки $\Delta x = 0,05$ м

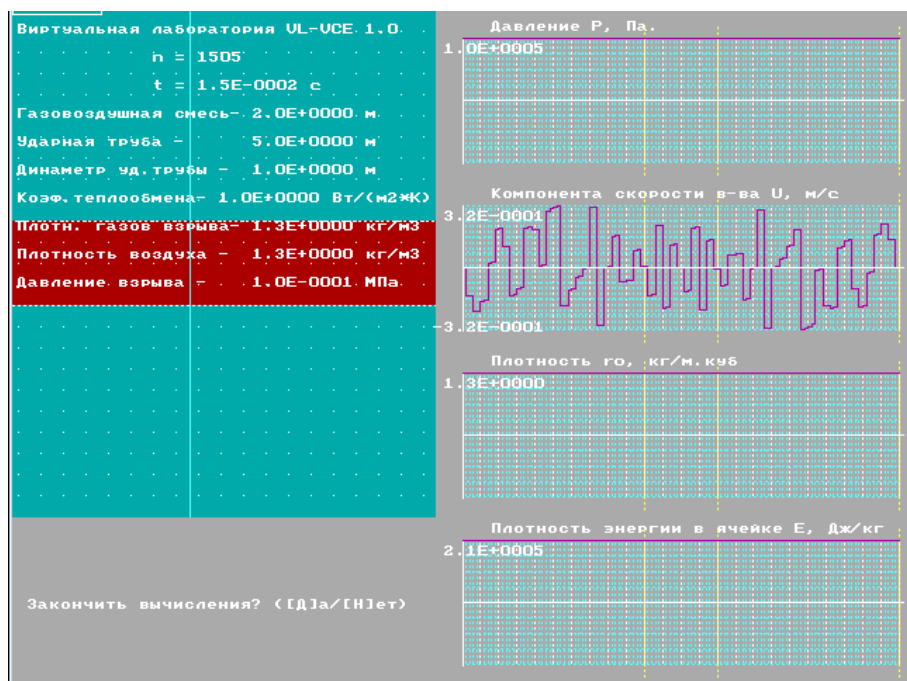


Рисунок Д.4 – Згасання флуктуацій швидкості середовища на момент часу $t = 15$ мс, крок розрахункової сітки $\Delta x = 0,05$ м

ДОДАТОК Е

Результати тестової задачі впливу теплообміну

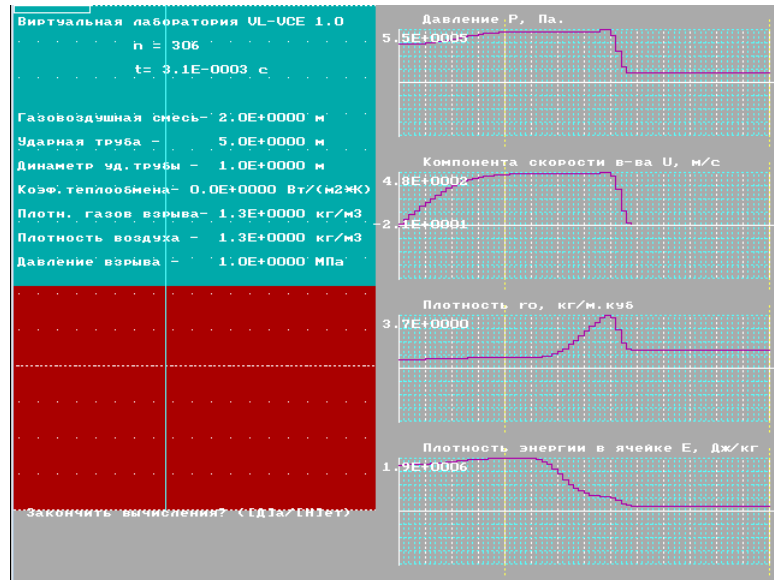


Рисунок Е.1 – Результат чисельного моделювання впливу теплообміну газового потоку зі стінкою каналу, коефіцієнт теплообміну $\alpha = 0$ Вт/(м²·К); t = 3,1 мс

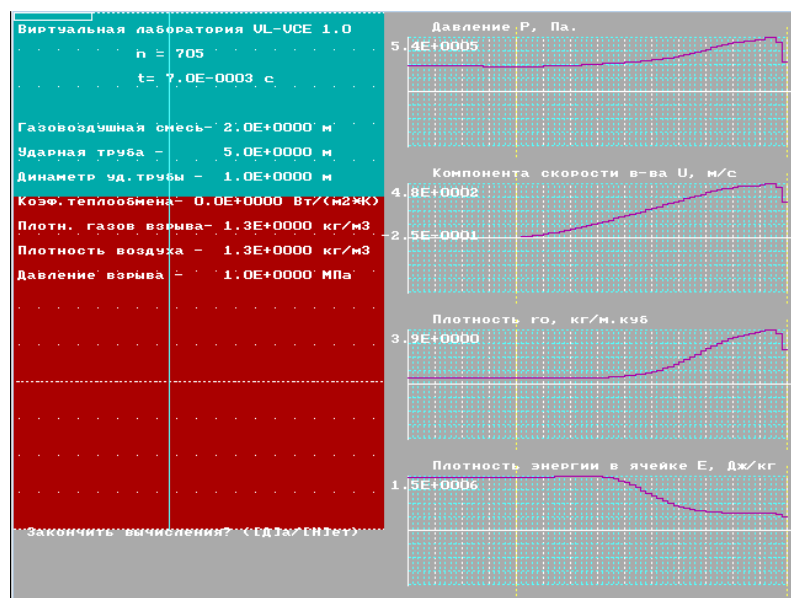


Рисунок Е.2 – Результат чисельного моделювання впливу теплообміну газового потоку зі стінкою каналу, коефіцієнт теплообміну $\alpha = 0$ Вт/(м²·К); t = 7,0 мс

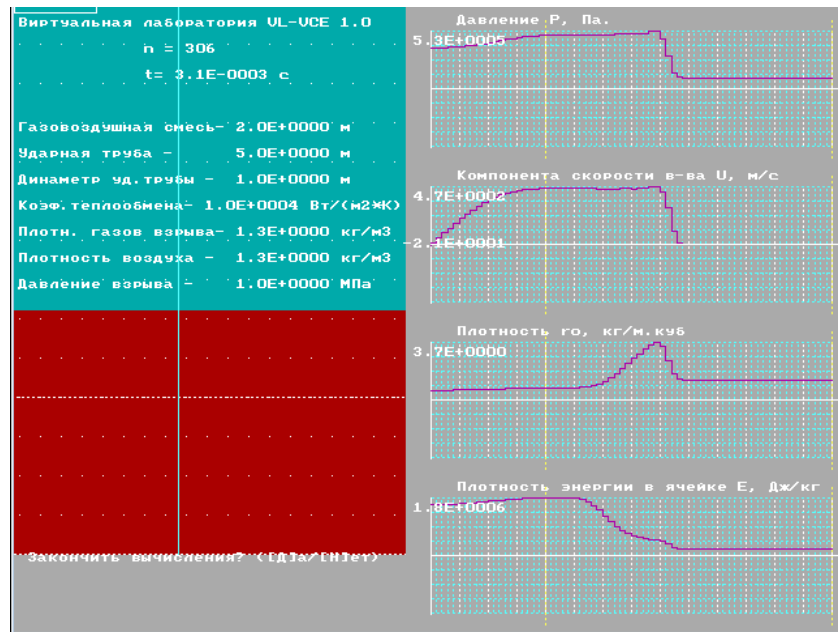


Рисунок Е.3 – Результат чисельного моделювання впливу теплообміну газового потоку зі стінкою каналу, коефіцієнт теплообміну $\alpha = 10000$ Вт/(м²·К); $t = 3,1$ мс

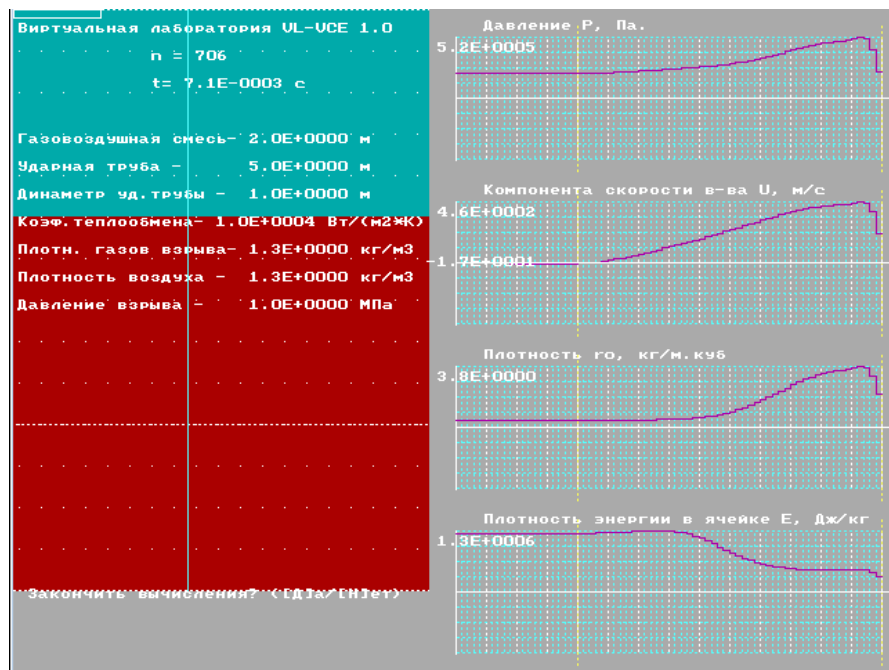


Рисунок Е.4 – Результат чисельного моделювання впливу теплообміну газового потоку зі стінкою каналу, коефіцієнт теплообміну $\alpha = 10000$ Вт/(м²·К); $t = 7,1$ мс

ДОДАТОК Ж

Результати тестової задачі впливу відбитої хвилі
на головний фронт ударної повітряної хвилі

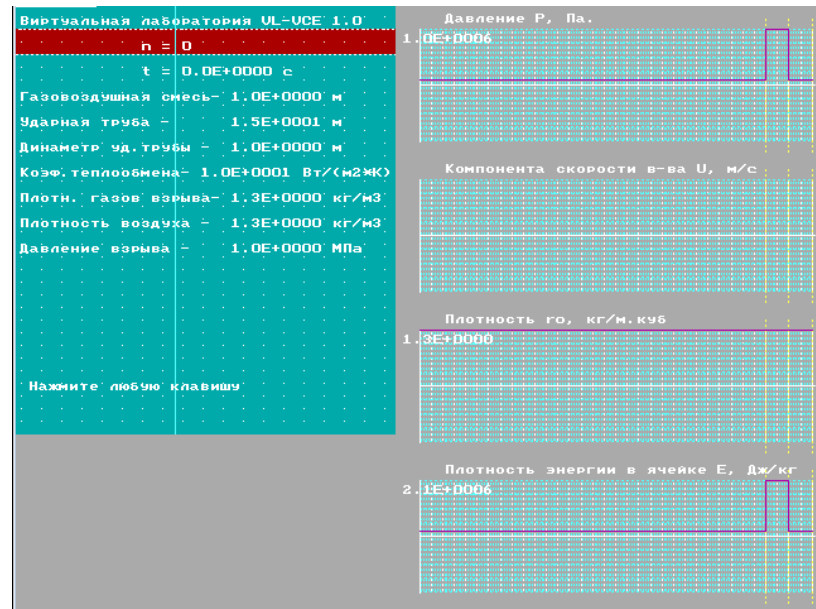


Рисунок Ж.1 – Початкові умови вибуху ГПС біля тупикової частини каналу, $t = 0$ мс

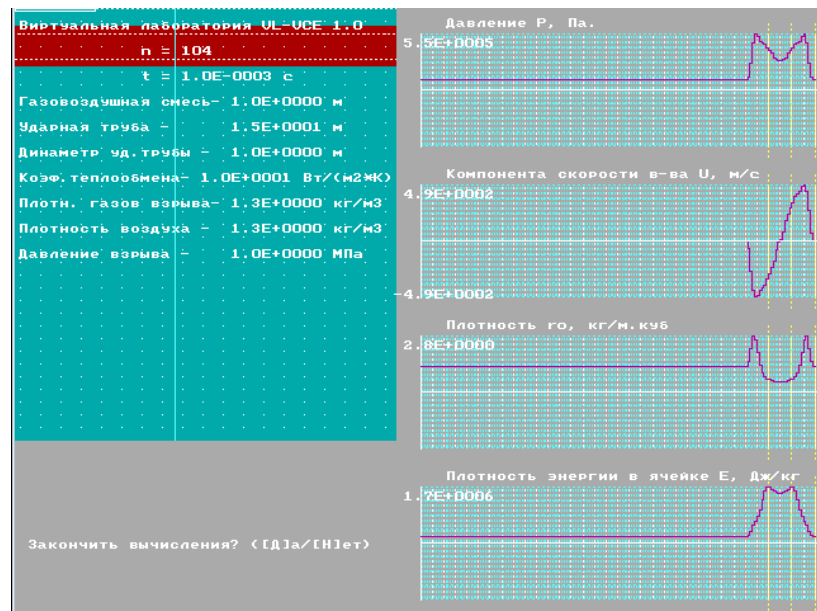


Рисунок Ж.2 – Динаміка зміни параметрів газового середовища в каналі, $t = 1$ мс

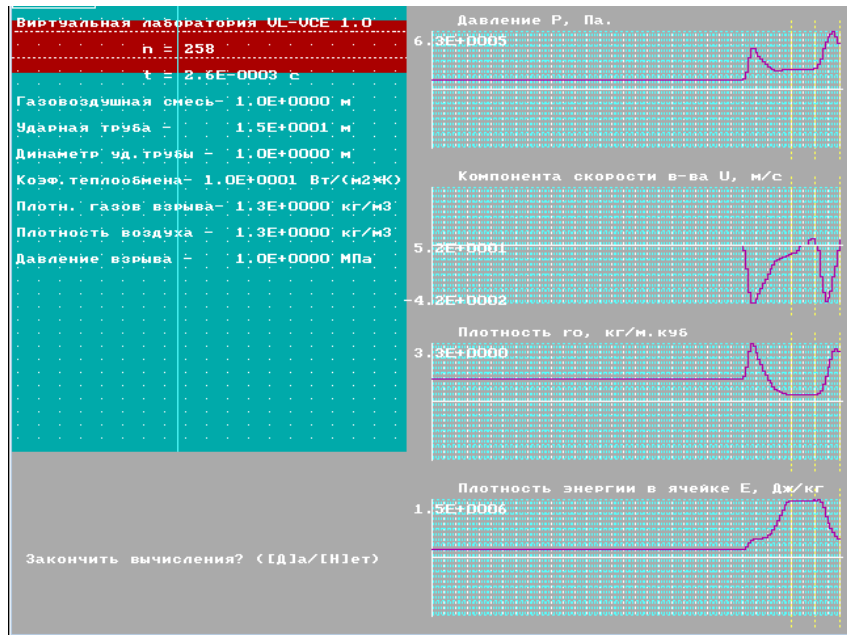


Рисунок Ж.3 – Динаміка зміни параметрів газового середовища в каналі, $t = 2,6$ мс

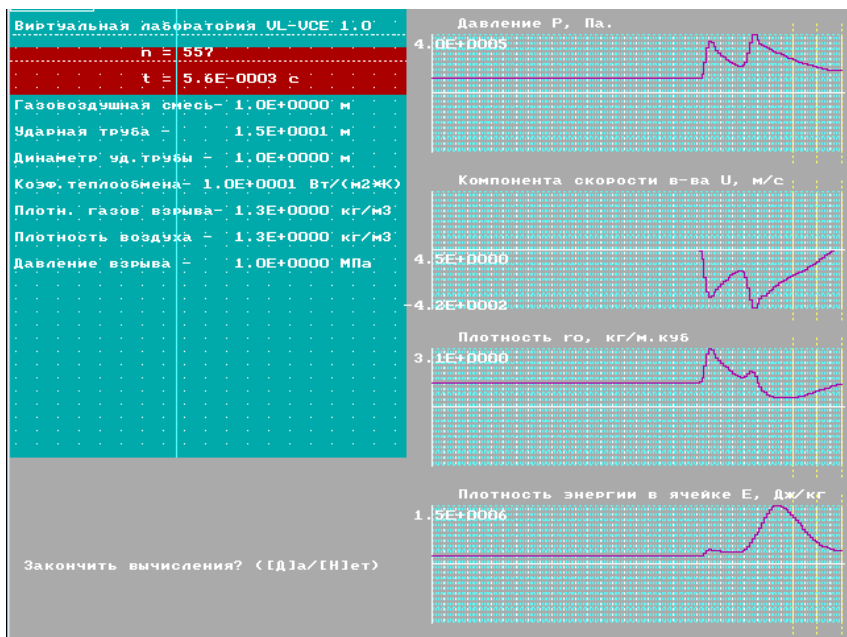


Рисунок Ж.4 – Динаміка зміни параметрів газового середовища в каналі, $t = 5,6$ мс

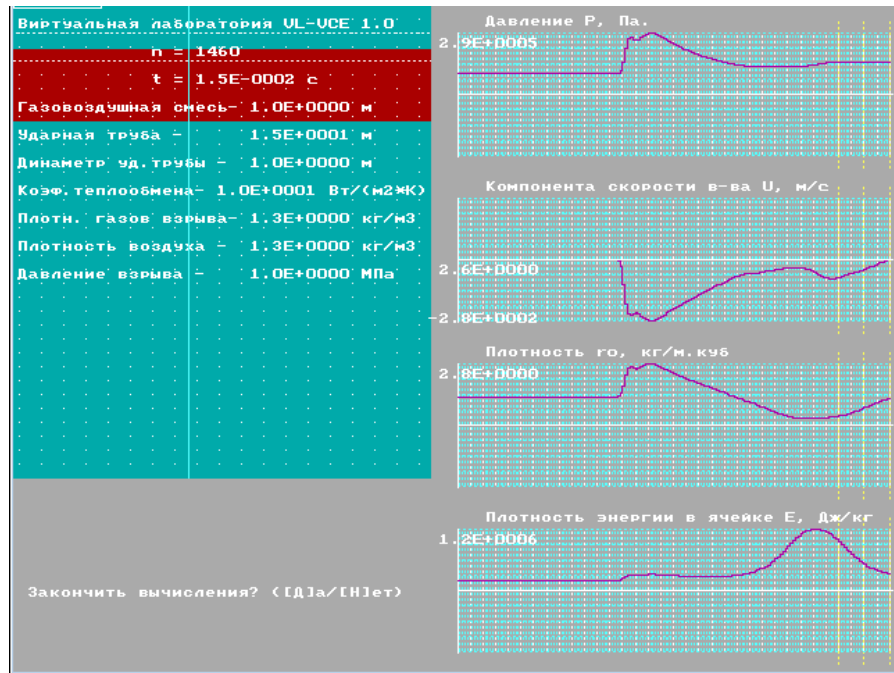


Рисунок Ж.5 – Динаміка зміни параметрів газового середовища в каналі, $t = 15$ мс

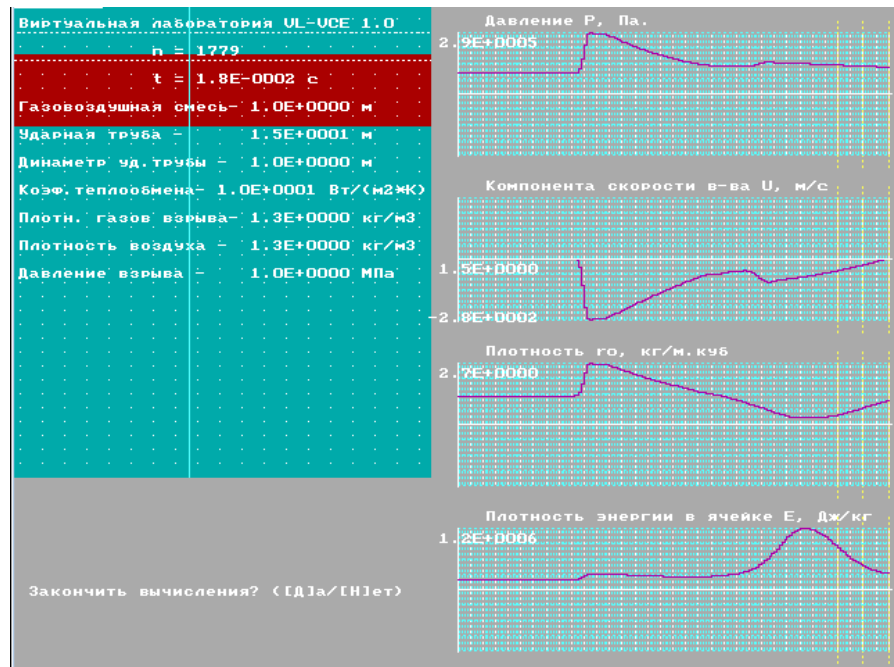


Рисунок Ж.6 – Динаміка зміни параметрів газового середовища в каналі, $t = 18$ мс

ДОДАТОК К

**МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ ПАРАМЕТРІВ ЗАТІКАННЯ
УДАРНИХ ПОВІТРЯНИХ ХВИЛЬ ЗА МІСЦЕВІ ОПОРИ
В ГАЛЕРЕЯХ ТА ВИРОБКАХ**

Міністерство освіти і науки України
 Державний вищий навчальний заклад
 «Придніпровська державна академія будівництва та архітектури»

ЗАТВЕРДЖЕНО

Проректор з наукової роботи

ДВНЗ «Придніпровська державна
 академія будівництва та архітектури»

д.т.н. професор

В. В. Данішевський



01

2019 р.

МЕТОДИКА

розрахунку параметрів затікання ударних повітряних хвиль за
 місцевий опір у галереях та виробках протяжних споруд
 (зміна конфігурації виробки у вигляді повороту, сполучення,
 відгалуження, розширення, звуження, часткового заповнення
 перерізу обладнанням, комплекс суміжних сполучень)

(Handwritten signature)
 21.01.19

Дніпро, 2019

СПИСОК АВТОРІВ

Доцент кафедри БЖД
ДВНЗ «Придніпровська державна
академія будівництва та архітектури»
к.т.н., доц.



М. М. Налисько

ДОДАТОК Л

**ДОВІДКИ ПРО ВПРОВАДЖЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ
ДИСЕРТАЦІЙНОЇ РОБОТИ**

ДОДАТОК Л.1

«ЗАТВЕРДЖУЮ»

Начальник УкрНДЦЗ

Кропивницький В.С.

канд. техн. наук

2018 р

АКТ

**впровадження результатів докторської дисертаційної роботи
Налиська Миколи Миколайовича, доцента кафедри безпеки
життєдіяльності Придніпровської державної академії
будівництва та архітектури**

Комісія у складі:

Голова комісії – начальник науково-дослідного центру технічного регулювання, кандидат технічних наук, старший науковий співробітник, полковника служби цивільного захисту Ніжника В.В.;

Членів комісії – заступник начальника центру - начальник відділу нормативно-правового забезпечення, кандидат технічних наук Балло Я.В.; старший науковий співробітник відділу нормативно-правового забезпечення Фещук Ю.Л., склала цей акт, яким засвідчує, що результати дисертаційних досліджень Налиська М.М. впроваджено у діяльність науково-дослідного центру технічного регулювання Українського науково-дослідного інституту цивільного захисту шляхом застосування запропонованого за результатами роботи методу газодинамічного розрахунку параметрів затікання ударних повітряних хвиль у сполучення каналів протяжних споруд для оцінки наслідків надзвичайних ситуацій на промислових підприємствах.

Крім того створено передумови для удосконалення будівельних норм, щодо підвищення вибухобезпеки промислових підприємств за рахунок можливого застосування архітектурно-планувальних рішень для гасіння ударних повітряних хвиль у протяжних каналах та на їх сполученнях, запропонованих у дисертаційних дослідженнях.

Голова комісії:

Начальник науково-дослідного центру
технічного регулювання
Українського науково-дослідного інституту
цивільного захисту, канд.техн. наук, с.н.с.,



В.В. Ніжник

Члени комісії:

Заступник начальника центру –
начальник відділу нормативно-правового
забезпечення УкрНДЦЗ, канд. техн. наук



Я.В. Балло

Старший науковий співробітник відділу
нормативно-правового
забезпечення УкрНДЦЗ



Ю.Л. Фещук

ДОДАТОК Л.4

«ПОГОДЖЕНО»

Проректор з наукової роботи ДВНЗ
«Придніпровська держана академія
будівництва та архітектури»

д.т.н., проф.



В.В. Данішевський

02 2019 р

«ЗАТВЕРДЖУЮ»

Заступник начальника Головного
управління з реагування на
надзвичайні ситуації ДСНС України в
Дніпропетровській області



О.В. Шевченко

« 7 » 02 2019 р

АКТ

впровадження результатів дисертаційної дослідження

Налиська Миколи Миколайовича на тему: «Розвиток наукових основ
підвищення безпеки в протяжних спорудах при розповсюдженні
ударних повітряних хвиль»

м. Дніпро

Комісія у складі, від Дніпропетровського воєнізованого гірничо-рятувального (аварійно-рятувального) загону ДСНС України:

Голова комісії – Гіріч Р.О., командир Дніпропетровського ВГР(АР)З;

Членів комісії – Колесніков В.Г., заступник командира ДВГР(АР)З з оперативно-технічної роботи;

Кухта О.І., заступник командира ДВГР(АР)З з виробничо-профілактичної роботи;

від ДВНЗ «Придніпровська держана академія будівництва та архітектури»:

Беліков А.С., д.т.н., проф., зав. кафедрою БЖД;

Налисько М.М., к.т.н., доц., доцент кафедри БЖД,

цим актом засвідчує, що результати дисертаційного дослідження впроваджено у діяльність Дніпропетровського воєнізованого гірничо-рятувального (аварійно-рятувального) загону ДСНС України у вигляді альтернативних методик оцінки наслідків надзвичайних ситуацій на вибухопожежонебезпечних об'єктах, з метою аналізу розвитку аварійних ситуацій на рівні експертних

оцінок, зокрема, для визначення параметрів розповсюдження небезпечних факторів при аварійних газових вибухах у протяжних спорудах.

За методикою чисельного моделювання розповсюдження ударних повітряних хвиль, розробленою в дисертаційній роботі, виконано розрахунки їх затікання у нестандартні сполучення каналів протяжних споруд на вибухопожежонебезпечних виробничих об'єктах які неможливо розрахувати за стандартною методикою СНіП 2.01.54-84 та визначено імпульсні навантаження на будівельні конструкції у вигляді навантажувальній кривій які виникають при аварійних газових вибухах.

Схеми протяжних галерей та їх сполучення, для яких виконувались розрахунки в реальних умовах підземної частини виробничої будівлі, наведені на рис. 1, 2.

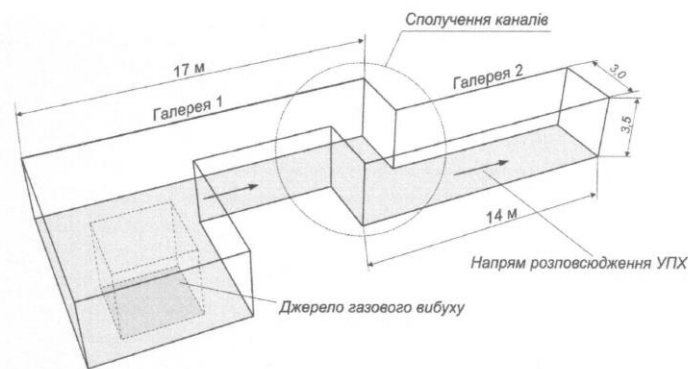


Рис. 1 – Схема сполучення каналів 1

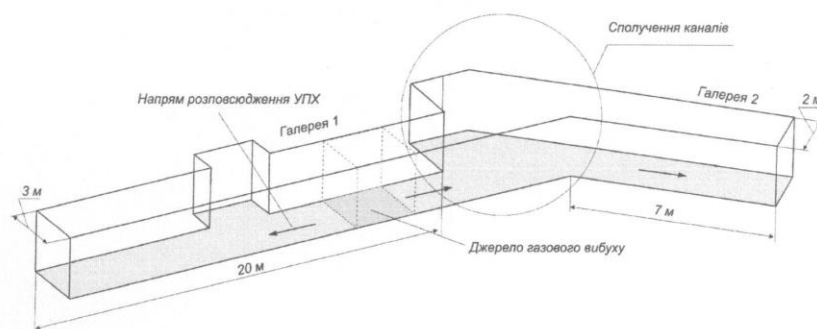


Рис. 2 – Схема сполучення каналів 2

Методика за якою виконувалось визначення ступеню затікання ударної повітряної хвилі (УПХ) у сполучення каналів наступна. Ступінь затікання у

вигляді коефіцієнту затікання ($k_{зат.}$) визначено як відношення надлишкового тиску ударної повітряної хвилі після проходження нестандартного сполучення до амплітуди УПХ яка розповсюджується на аналогічну відстань та в аналогічних умовах в каналі без сполучення:

$$k_{зат.} = \Delta P_{досвід} / \Delta P_{баз.}$$

Значення надлишкового тиску на фронті УПХ визначалось ході математичного моделювання шляхом проведення чисельного експерименту в середовище FlowVision. Схема експерименту наведена на рис. 3, 4.

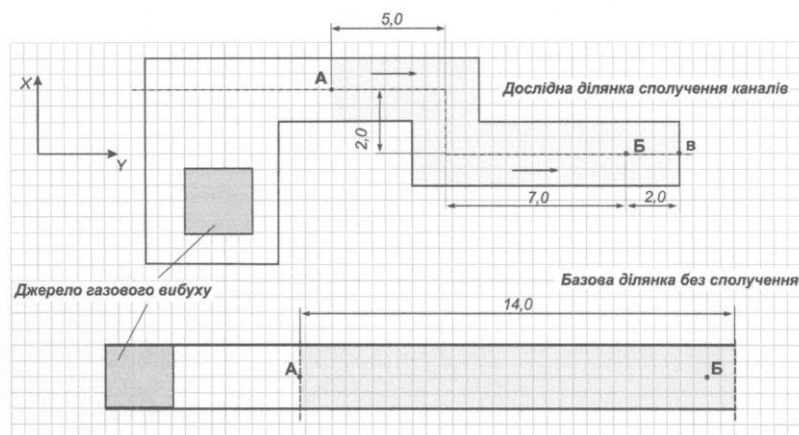


Рис. 3 – Схема розрахунку коефіцієнту затікання УПХ у сполучення каналів типу 1

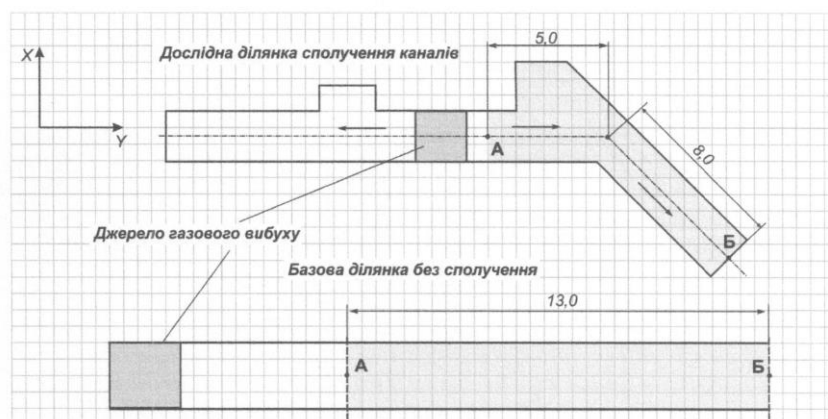


Рис. 4 – Схема розрахунку коефіцієнту затікання УПХ у сполучення каналів типу 2

Умови проведення розрахунків наступні.

Схема сполучення 1. Переріз каналів до і після сполучення $S=10,5 \text{ м}^2$ (3 x 3,5 м), форма прямокутна, матеріал галереї – бетон, геометрія сполучення наведена на рис. 3.

Схема сполучення 2. Переріз каналів до сполучення $S=10,5 \text{ м}^2$ (3 x 3,5 м), після сполучення $S=6,0 \text{ м}^2$ (2 x 3,0 м), форма прямокутна, матеріал галереї – бетон, геометрія сполучення наведена на рис. 4.

В результаті проведеного експерименту встановлено, що за схемою 1 (рис. 3) при початковому тиску вибуху $\Delta P = 1 \text{ МПа}$, вхідний тиск у зону сполучення каналів (точка А) склав $\Delta P_{\text{вх.}} = 0,63 \text{ МПа}$, вихідний (точка Б) $\Delta P_{\text{вих.}} = 0,50 \text{ МПа}$. Результати моделювання у паралельному експерименті $\Delta P_{\text{вх.}} = 0,63 \text{ МПа}$, $\Delta P_{\text{вих.}} = 0,62 \text{ МПа}$. Коефіцієнт затікання склав:

$$k_{\text{зат.}} = \Delta P_{\text{досвід}} / \Delta P_{\text{база}} = 0,50 / 0,62 = 0,80.$$

При виконанні розрахунків за коефіцієнтами типових сполучень, схему 1 логічне розглядати як сукупність двох прямокутних поворотів. В цьому разі типовий коефіцієнт затікання для $\Delta P_{\text{вх.}} = 0,63 \text{ МПа}$ складе $k_{\text{зат.}}^m = 0,83$. При проходженні двох сполучень загальний коефіцієнт складе $k_{\text{зат.}}^m = 0,83 \cdot 0,83 = 0,69$, розрахунковий вихідний тиск у фронті УПХ $\Delta P_{\text{вих.}} = 0,63 \cdot 0,69 = 0,43 \text{ МПа}$. Таким чином, розрахунок вихідного тиску за типовими значеннями коефіцієнту затікання дає похибку:

$$\delta_{\text{відн.}} = 1 - (0,43 / 0,50) = 14 \%, \text{ або } \delta_{\text{абс.}} = 0,50 - 0,43 = 0,07 \text{ МПа.}$$

Аналогічні числені експерименти та розрахунки за схемою 2 (рис. 4) дають такі показники: дослідний експеримент $\Delta P_{\text{вх.}} = 0,71 \text{ МПа}$, $\Delta P_{\text{вих.}} = 0,45 \text{ МПа}$, базовий $\Delta P_{\text{вх.}} = 0,71 \text{ МПа}$, $\Delta P_{\text{вих.}} = 0,65 \text{ МПа}$,

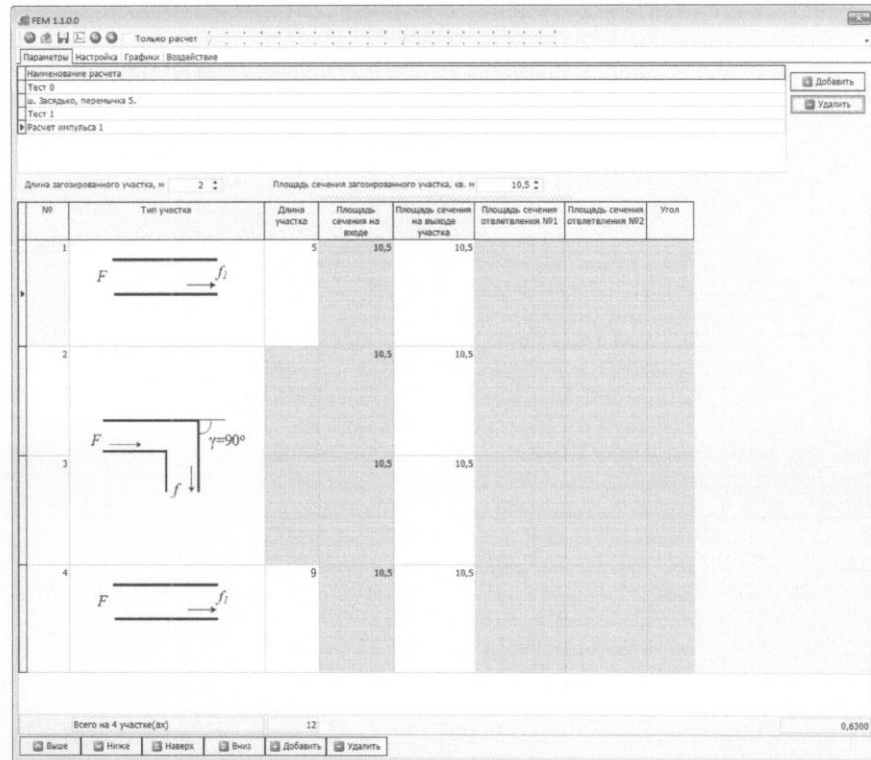
$$k_{\text{зат.}} = 0,45 / 0,65 = 0,69.$$

Розрахунки такого типу сполучень за типовими схемами неможливо.

Визначення імпульсного навантаження на вибухозахисні споруди які проектується розташувати у точці В за схемою 1 (рис. 3) та у точці Б за схемою

2 (рис. 5) виконано за допомогою програмного комплексу **FEM 1.1.0** (розробник Налісько М.М.). Початкові дані у програмі для умов схеми 1 та процес розрахунку розповсюдження УПХ наведені на рис. 5.

а)



б)

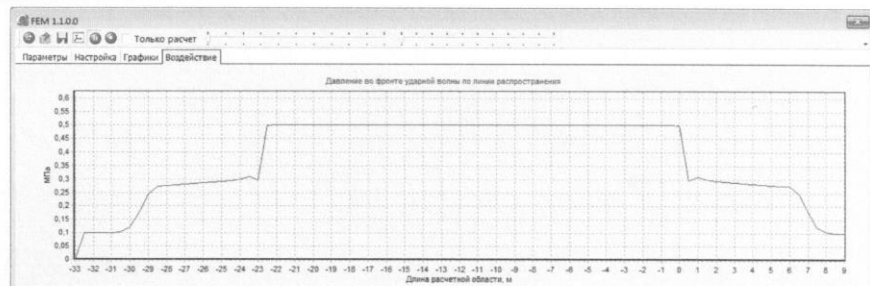


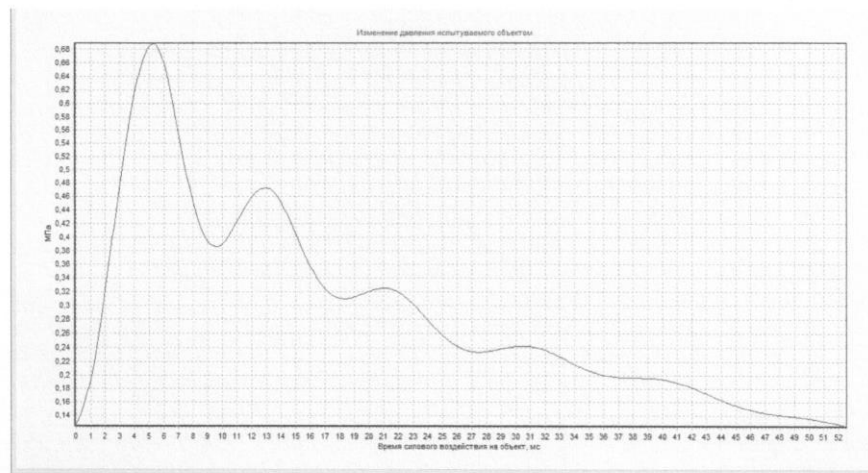
Рис. 5 – Початкові дані (а) та графічна візуалізація перебігу розрахунку силового імпульсу для умов схеми 1

Результат розрахунку силового імпульсу, наводиться у вигляді навантажувальній кривій яка є динамічною характеристикою силової дії УПХ

на захисну споруду і дозволяє виконувати розрахунки будівельних конструкцій на динамічні навантаження. Це є перевагою на відміну від нормативних розрахунків де можливий лише розрахунок квазістатичної характеристики імпульсу у одиницях Па·с.

Навантажувальні криві дії УПХ для умов схем 1 та 2 наведені на рис. 6.

а)



б)

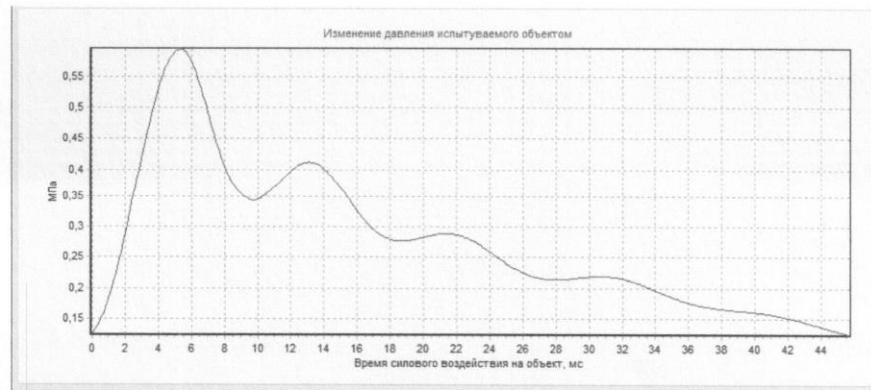


Рис. 6 – Навантажувальні криві силового імпульсу УПХ для умов схем 1 та 2

Впровадження методики чисельного моделювання розповсюдження ударних повітряних хвиль у протяжних спорудах та комп'ютерної програми FEM 1.1.0 дозволяє прогнозувати розвиток аварійних ситуацій й приймати

найбільш ефективні заходи захисту, попередження і локалізації небезпек при розробці планів ліквідації аварій (аварійних ситуацій), при навчанні та підвищення кваліфікацій посадових осіб і інженерно-технічного персоналу небезпечних виробництв.

Голова комісії:




Р.О. Гіріч

Члени комісії:



В.Г. Колесніков



О.І. Кухта



А.С. Беліков



М.М. Налісько

ДОДАТОК Л.5

ЗАТВЕРДЖУЮ

Проректор з наукової роботи – начальник
науково-дослідного центруНаціонального університету цивільного
захисту України, доктор техн. наук,професор, заслужений діяч науки і
техніки України

В.А. Андронов

22" 01 2019 р.

А К Т

про впровадження результатів дисертаційного дослідження
доцента кафедри безпеки життєдіяльності Придніпровської державної академії
будівництва та архітектури Налиська Миколи Миколайовича на тему:
«Розвиток наукових основ підвищення безпеки в протяжних спорудах при
розповсюдженні ударних повітряних хвиль» на здобуття наукового
ступеня доктора технічних наук за спеціальністю 05.26.01 «Охорона праці»

Комісія у складі:

Голова – зав. кафедри охорони праці та техногенно-екологічної
безпеки к.т.н., доцент Артем'єв С.Р.;Члени комісії – професор кафедри охорони праці та техногенно-
екологічної безпеки, доктор наук з держ. управління,
професор Древаль Ю.Д.;доцент кафедри охорони праці та техногенно-екологічної
безпеки, канд. пед. наук, доцент Шароватова О.П.,

цим актом засвідчує, що результати дисертаційного дослідження
Налиська М.М., поданого на здобуття наукового ступеня доктора технічних
наук за спеціальністю 05.26.01 «Охорона праці» на тему: «Розвиток наукових
основ підвищення безпеки в протяжних спорудах при розповсюдженні ударних
повітряних хвиль», впроваджені у навчальний процес при викладанні
навчальних дисциплін кафедри охорони праці та техногенно-екологічної

безпеки. В результаті проведених досліджень здобувачем розроблено: розрахункова методика, щодо процесів затікання ударних повітряних хвиль у сполучення протяжних каналів; математична модель численного розрахунку процесів формування та розповсюдження ударних повітряних хвиль в каналах та виробках протяжних споруд, яка реалізована у вигляді комп'ютерної програми «Віртуальна лабораторія VL-MCE 1.0 Моделювання розповсюдження ударної повітряної хвилі в ударній трубі» (свідоцтво про реєстрацію авторського права на твір № 64123 від 16.02.2016).

На основі розрахункової методики розроблено методичні вказівки, які використовуються курсантами при визначенні ступеню затікання ударних повітряних хвиль у сполучення протяжних каналів при вивченні дисциплін, пов'язаних з попередженням та ліквідацією аварій у промислових спорудах. Віртуальна лабораторія використовується для проведення лабораторних та практичних робіт за темами: вивчення режимів горіння вуглеводнів; вивчення динаміки формування навантажень на вибухозахисні споруди; вивчення параметрів поширення вибухових хвиль у каналах протяжних споруд; вивчення впливу параметрів джерела запалювання на режим горіння; вивчення ступеня небезпеки атмосфери небезпечних виробництв; чисельне моделювання швидкоплинних процесів.

Використання віртуальної лабораторії у лабораторно-практичному курсі сприяє формуванню знання на рівні ПС (продуктивно-синтетичні) та виробити знаково-розумові (ЗР) та знаково-практичні (ЗП) професійні вміння на рівні С (самостійно) у проектувальній функції в діяльності магістра-професіонала та магістра-науковця.

Голова комісії,
к.т.н., доцент

С.Р. Артем'єв

Члени комісії:
доктор наук з держ.
управління, професор


Ю.Д. Древаль

к.пед.н., доцент

О.П. Шароватова

ДОДАТОК Л.6

ЗАТВЕРДЖУЮ
Проректор з наукової роботи ПДАБА
М.В. Савицький
2018 г.



А К Т

про використання у навчальному процесі
результатів докторської дисертаційної роботи
доцента кафедри безпеки життєдіяльності
Налиська Миколи Миколайовича

В результаті дослідження процесів формування та розповсюдження ударних повітряних хвиль в каналах та виробках протяжних споруд, доцентом Налисько М.М. була розроблена комп'ютерна програма «Віртуальна лабораторія VL-MCE 1.0 Моделювання розповсюдження ударної повітряної хвилі в ударній трубі», на яку отримано право інтелектуальної власності (Державна служба інтелектуальної власності України. Свідотство №64123 від 16.02.2016.). Віртуальна лабораторія використовується для проведення лабораторних та практичних робіт з дисциплін: «Теорія горіння та вибуху», «Пожежовибухобезпека», «Моделювання технологічних процесів та систем», «Попередження та ліквідація аварій».

З використанням віртуальної лабораторії вивчаються наступні теми лабораторних та практичних робіт:

- Вивчення режимів горіння вуглеводнів;
- Вивчення впливу параметрів джерела запалювання на режим горіння;
- Вивчення ступеня небезпеки атмосфери небезпечних виробництв за трикутником вибуховості;
- Вивчення параметрів поширення вибухових хвиль у каналах протяжних споруд;
- Вивчення ефектів відбивання ударних повітряних хвиль в тупикових частинах протяжних споруд;

- Вивчення стійкості вибухозахисних споруд до імпульсних впливів;
- Чисельне моделювання швидкоплинних процесів.

Методична доцільність та ефективність використання віртуальної лабораторії «VL-MCE 1.0» у навчальному процесі обґрунтована у публікації в спеціалізованому науково-методичному виданні: Налисько М.М. Виртуальная лаборатория изучения процессов горения и взрыва в подготовке горных инженеров // Проблемы інженерно-педагогічної освіти.– Харків: УПА, 2015.– №46.– С. 120-129.

Зав. кафедрою БЖД
д.т.н., проф.



А.С. Беліков

Керівник навчального
відділу ПДАБА,
к.т.н., доц.



П.М. Нажа

ДОДАТОК М

**РЕКОМЕНДАЦІЇ ЩОДО УДОСКОНАЛЕННЯ НОРМАТИВНОЇ
БАЗИ ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ПОШИРЕННЯ УДАРНИХ
ПОВІТРЯНИХ ХВИЛЬ ВІД ВНУТРІШНІХ ВИБУХІВ**

Проект актуалізації СНиП 2.01.54 – 84 «Защитные сооружения гражданской обороны в подземных горных выработках»

Проект актуалізації передбачає вдосконалення методики розрахунку параметрів поширення ударних повітряних хвиль у мережі каналів захисних споруд у частинах: 1) Додаток 4. Обов'язкове. Розрахунок ступеню затікання та відбивання ударних повітряних хвиль при місцевих змінах конфігурації та перерізу виробок; 2) Визначення динаміки передачі силового імпульсу ударної повітряної хвилі захисній споруді; 3) Додаток 10. Рекомендоване. Схеми гасіння ударних повітряних хвиль на прямолінійних ділянках виробок та на їх сполученнях.

1) Навантаження від ударної хвилі затікання

3.7. Тиск у фронті ударної хвилі, що затікає у виробки з поверхні, а також за місцеві опори виробок (зміні конфігурації виробки у вигляді повороту, перетину, розширення чи звуження, часткового заповнення перерізу обладнанням і т.п.) $\Delta P_{зам}$, МПа слід визначати за формулою:

$$\Delta P_{зам} = K_{зам} \cdot \Delta P_{пр} ,$$

де $K_{зам}$ – коефіцієнт затікання, що приймається за обов'язковим табл. М.1;

$\Delta P_{пр}$ – тиск у фронті хвилі на геометричній межі входу до місцевого опору.

Геометрична межа місцевого опору – перетин виробки в точці початку або закінчення зміни конфігурації чи перерізу виробки.

Приклади геометричної межі місцевого опору:

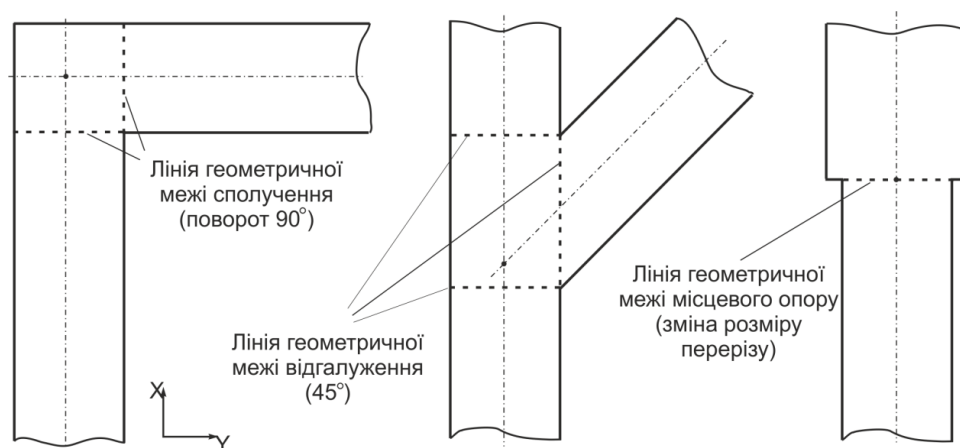


Рисунок М.1 – Приклади схем місцевих опорів

Таблиця М.1 – Значення коефіцієнту затікання $K_{зам}$

Вид спол. $\delta=F/S$	ΔP , МПа											
				(45°)		(45°)	(45°)					
0,2												
	2,030	1,15	1,12	0,58	0,25	0,21	0,94	0,97	0,27	0,93	1,18	
	1,140	1,20	1,15	0,63	0,32	0,28	0,94	0,97	0,31	0,93	1,18	
	0,784	1,25	1,19	0,67	0,38	0,35	0,94	0,97	0,36	0,93	1,20	
	0,527	1,24	1,22	0,70	0,44	0,42	0,94	0,97	0,41	0,93	1,22	
	0,185	1,43	1,34	0,75	0,58	0,51	0,94	0,97	0,50	0,93	1,27	
	0,093	1,52	1,42	0,79	0,67	0,58	0,94	0,97	0,60	0,93	1,37	
0,6												
	2,030	0,92	1,04	0,40	0,24	0,22	0,82	0,89	0,16	0,77	0,89	
	1,140	1,06	1,05	0,47	0,29	0,27	0,82	0,89	0,2	0,77	0,92	
	0,784	1,01	1,07	0,52	0,34	0,3	0,82	0,89	0,25	0,77	0,96	
	0,527	1,05	1,09	0,58	0,40	0,38	0,82	0,89	0,29	0,77	0,98	
	0,185	1,12	1,14	0,63	0,51	0,48	0,82	0,89	0,37	0,77	1,02	
	0,093	1,18	1,19	0,67	0,57	0,56	0,82	0,89	0,44	0,77	1,07	
1												
	2,030	0,65	1,0	0,22	0,2	0,18	0,7	0,8	0,13	0,6	0,63	
	1,140	0,74	1,0	0,29	0,25	0,23	0,7	0,8	0,15	0,6	0,68	
	0,784	0,8	1,0	0,37	0,31	0,29	0,7	0,8	0,18	0,6	0,7	
	0,527	0,85	1,0	0,43	0,35	0,33	0,7	0,8	0,21	0,6	0,72	
	0,185	0,94	1,0	0,49	0,45	0,4	0,7	0,8	0,26	0,6	0,74	
	0,093	0,98	1,0	0,52	0,5	0,48	0,7	0,8	0,28	0,6	0,74	
1,5												
	2,030	0,56	0,69	0,14	0,12	0,08	0,55	0,7	0,10	0,4	0,46	
	1,140	0,58	0,72	0,17	0,14	0,11	0,55	0,7	0,12	0,4	0,49	
	0,784	0,61	0,74	0,22	0,18	0,16	0,55	0,7	0,155	0,4	0,51	
	0,527	0,63	0,76	0,28	0,21	0,19	0,55	0,7	0,18	0,4	0,53	
	0,185	0,65	0,79	0,33	0,26	0,23	0,55	0,7	0,22	0,4	0,55	
	0,093	0,69	0,81	0,36	0,30	0,28	0,55	0,7	0,23	0,4	0,55	
2,0												
	2,030	0,48	0,55	0,12	0,02	0,01	0,4	0,6	0,08	0,2	0,38	
	1,140	0,50	0,58	0,14	0,04	0,03	0,4	0,6	0,10	0,2	0,41	
	0,784	0,52	0,61	0,16	0,07	0,06	0,4	0,6	0,13	0,2	0,43	
	0,527	0,54	0,63	0,21	0,12	0,09	0,4	0,6	0,15	0,2	0,44	
	0,185	0,56	0,67	0,26	0,15	0,13	0,4	0,6	0,19	0,2	0,44	
	0,093	0,57	0,69	0,29	0,19	0,16	0,4	0,6	0,20	0,2	0,44	

Коефіцієнт затікання для нетипових місцевих опорів визначається за поданою нижче методикою.

Основна ідея запропонованої методики – визначення співвідношення величини амплітуди тиску УПХ після проходження місцевого опору до величини амплітуди в паралельному експерименті, де УПХ проходить такий самий шлях на лінійній ділянці виробки, в ідентичних умовах, але без місцевого опору, тобто без зміни напрямку, форми й площі перерізу, наявності відгалужень та інших чинників, характерних для сполучень (рис. М.1). Ідентичні умови в паралель-

ному експерименті передбачають умови виробки, які розташовані за місцевим опором (рис. М.2).

Коефіцієнт затікання $K_{зат}$ у цьому випадку визначається зі співвідношення:

$$K_{зат} = \Delta P_2^{дослід} / \Delta P_2^{база}, \quad (2)$$

де $\Delta P_2^{дослід}$ – надлишковий тиск у фронті ударної хвилі після проходження через сполучення виробок;

$\Delta P_2^{база}$ – надлишковий тиск у фронті в паралельному експерименті (ударна хвиля поширюється в аналогічних умовах, але без сполучення).

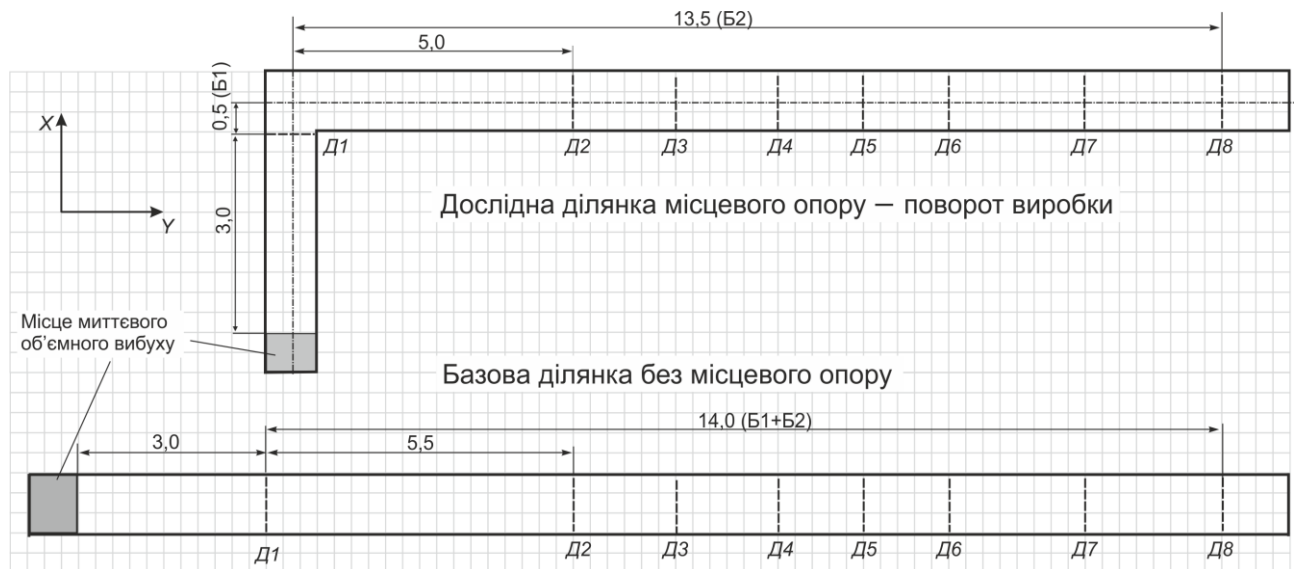


Рисунок М.2 – Приклад схеми проведення паралельного експерименту для місцевого опору – поворот виробки на 90°: Д1..Д8 – точки реєстрації параметрів ударної повітряної хвилі

Реалізація цієї методики можлива з використанням численних методів розв'язання нестационарних рівнянь газової динаміки.

Виконання розрахунків проводить уповноважений орган, він створює електронну базу типових й індивідуальних видів місцевих опорів виробок, яка доступна на сайті УкрНДЦЗ для проектних та експлуатаційних організацій об'єктів цивільного захисту.

2) Визначення динаміки передачі силового імпульсу УПХ
захисній споруді

3.9. Динамічне навантаження на перешкоду (перемичку) слід приймати:

– як тиск у фронті хвилі, що підходить до перешкоди при розташуванні площини перешкоди паралельно напрямку поширення УПХ;

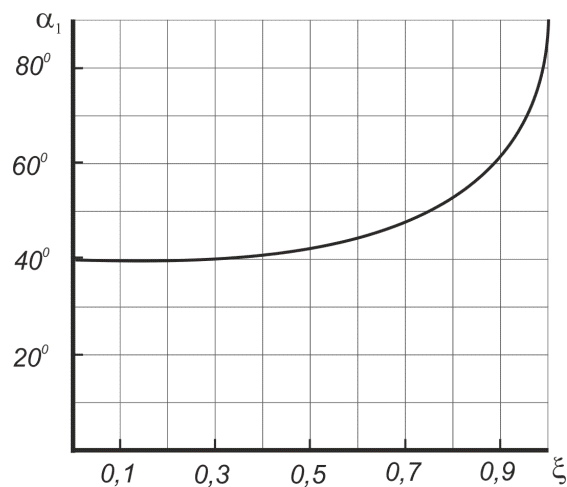
– як тиск у відбитій УПХ при розташуванні перешкоди перпендикулярно напрямку поширення УПХ;

– як тиск, що визначається за поданим нижче алгоритмом, якщо кут набігання ударної хвилі α знаходиться в межах $0^\circ < \alpha < 90^\circ$:

а) визначається кут регулярного чи нерегулярного відбивання α_1 у конкретних умовах, він залежить від кута набігання УПХ α та її інтенсивності ξ :

$$\xi = \frac{P_0}{\Delta P_{np} + P_0};$$

б) кут α_1 визначається за графіком:



в) визначаємо динамічне навантаження:

– при $\alpha_1 > \alpha$ виникає регулярне відбивання, динамічне навантаження розраховується за формулою Власова – Ізмайлова:

$$\Delta P_{omp} = \Delta P_{np} \left[2 + \frac{(k+1)\Delta P_{np}}{(k-1)\Delta P_{np} + 2kP_0} \cos^2 \alpha \right],$$

де k – показник адіабати газового середовища, $k = 1,4$ – для повітря;
 P_0 – атмосферний тиск, МПа;

– при $\alpha_1 < \alpha$ виникає нерегулярне відбивання, динамічне навантаження дорівнює тиску у відбитій УПХ, як і при розташуванні перешкоди перпендикулярно напрямку поширення ударної хвилі.

3) Додаток 10. Рекомендоване. Схеми гасіння ударних повітряних хвиль на прямолінійних ділянках виробок та на їхніх сполученнях

Одним з методів захисту від дії УПХ є застосування об'ємно-планувальних та топологічних рішень для активного розсіювання енергії хвилі.

На довгих прямолінійних ділянках необхідно проектувати хвилевідбивні камери, які значно підвищують хвильовий опір каналу й таким чином забезпечують зниження інтенсивності УПХ (рис. М.3).

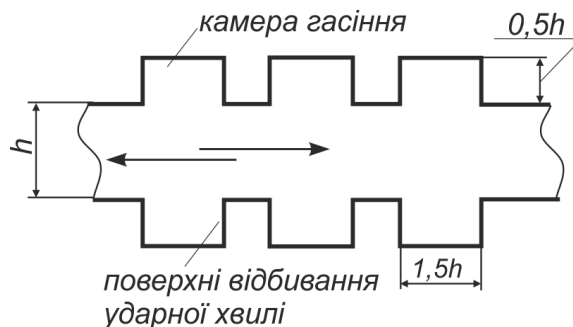


Рисунок М.3 – Схема типових симетричних камер хвильового гасіння

При їх достатній кількості ударна повітряна хвиля на виході трансформується у хвилю стискання, що значно підвищує ефективність гасіння УПХ іншими засобами до безпечних значень надлишкового тиску. Тому застосування хвилевідбивних камер повинно виконуватись у комплексі.

Рекомендовані схеми камер хвильового гасіння в комплексі з іншими засобами наведено на рис. М.4.

Параметри хвильового гасіння: кількість камер, їхні розміри, залежать від вірогідного тиску у фронті УПХ та приведенного діаметру виробки.

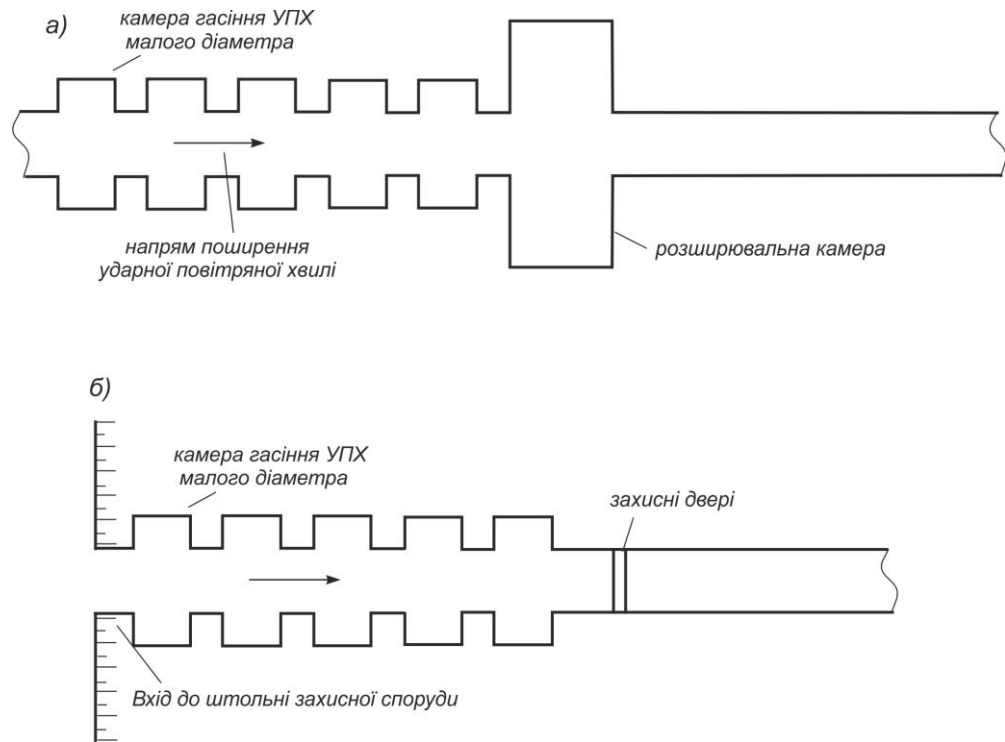


Рисунок М.4 – Камери хвильового гасіння: а) у комплексі з розширювальною камерою; б) з захисними противибуховими дверима

Ефективну довжину та ширину камери визначають за графіком, наведеним на рис. 5. Спочатку задаються співвідношення приведенного діаметра камери хвильового гасіння $d_{в.р.}$ до діаметра каналу d_k (зазвичай $d_{в.р.}/d_k=2$). За лініями графіка, залежно від ймовірного тиску, визначають k . Довжина камери L_k дорівнюватиме: $L_k = k \cdot d_k$.

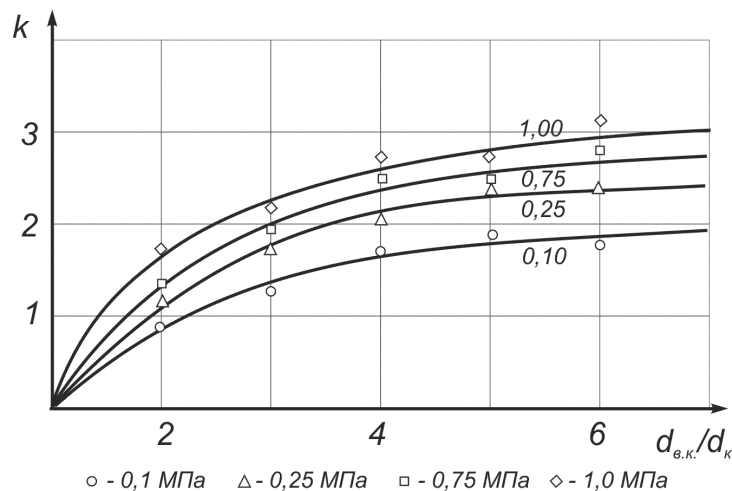


Рисунок М.5 – Графік визначення ефективної довжини та ширини камери хвильового гасіння

Кількість камер визначають за графіком, наведеним на рис. М.6. Рациональна кількість камер знаходиться в області, де лінія графіку ймовірного надлишкового тиску наближається до горизонтального положення.

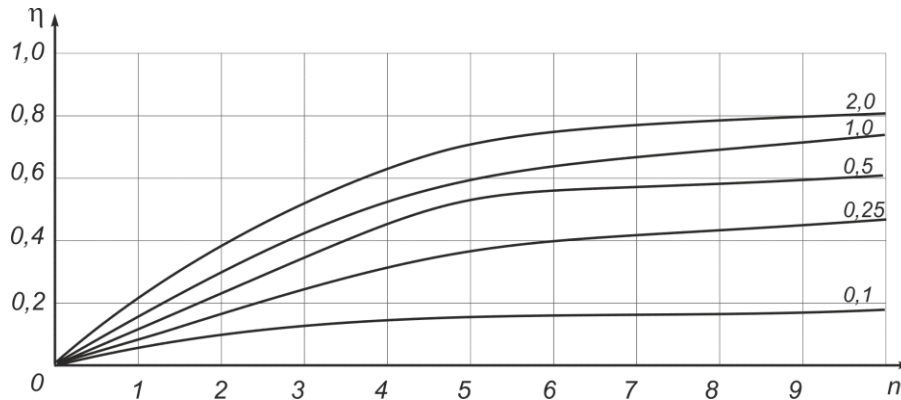


Рисунок М.6 – Графік визначення кількості камер хвильового гасіння

Одним зі способів розсіювання енергії ударної повітряної хвилі є використання спеціальних схем сполучення виробок, де за рахунок відвідних каналів УПХ роз'єднується на декілька потоків, внаслідок чого відбувається їх гасіння у протитечях (рис. М.7).

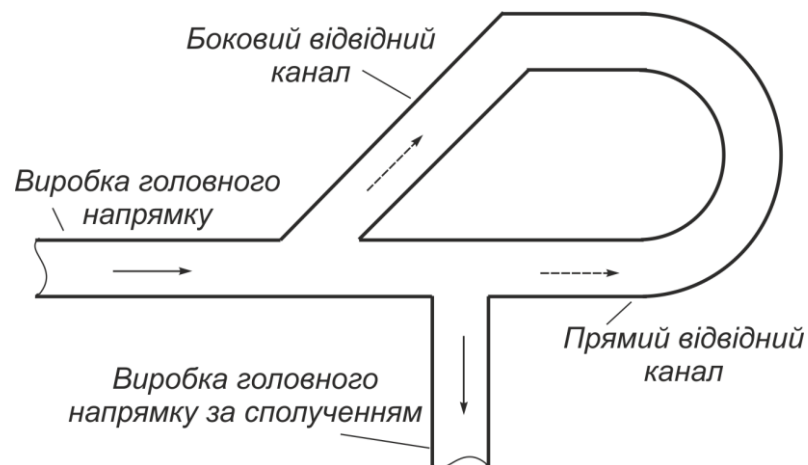


Рисунок М.7 – Схема сполучення виробок під кутом 90° з системою відвідних каналів для гасіння УПХ: суцільна стрілка – головний напрямок, пунктирна стрілка – відгалуження нових ударних хвиль від основного потоку

Для покращення процесу затікання УПХ у відвідні канали перспективним є використання спеціальних елементів – розкосин та хвилевідбивних камер. Розкосина зменшує затікання у виробку головного напрямку (рис. М.8).

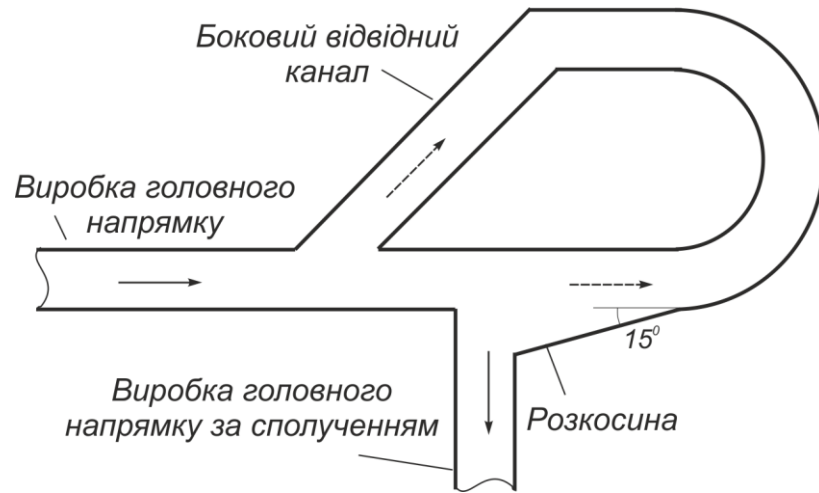


Рисунок М.8 – Схема сполучення виробок під кутом 90°
з системою відвідних каналів та з розкосиною для гасіння УПЗ

Використання хвилевідбивних камер підвищує ступінь затікання у відвідні канали та захищає від затікання УПХ канали головного напрямку.

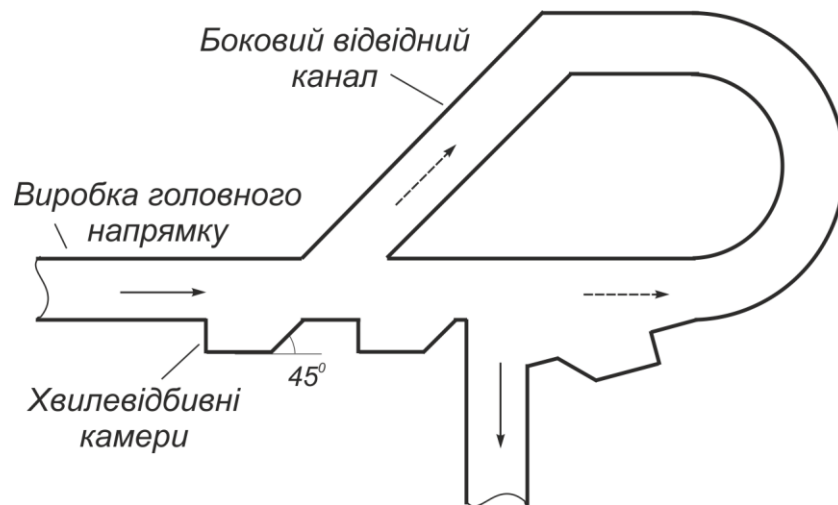


Рисунок М.9 – Схема сполучення виробок під кутом 90°
з системою відвідних каналів та відбивними камерами

Проект актуалізації «Методики розрахунку параметри повітряних ударних хвиль та безпечних відстаней при вибухах газів та пилу у гірничих виробках» СОУ – Н 10.1.00174102.012:2010.

Проект актуалізації передбачає удосконалення методики розрахунку параметрів ударних повітряних хвиль при їх поширенні у мережі гірничих виробок у частинах:

- 1) Визначення початкового тиску ударної повітряної хвилі при аварійному вибуху;
- 2) Визначення можливості ініціювання локальних скупчень метану на шляху поширення ударної повітряної хвилі;
- 3) Розрахунок коефіцієнту місцевого опору сполучення та відгалуження виробок;
- 4) Визначення динаміки передачі силового імпульсу ударної повітряної хвилі захисній споруді;
- 5) Визначення впливу відбитих ударних повітряних хвиль у тупикових виробках на параметри фронту головної ударної хвилі.

1) Початковий тиск ударної повітряної хвилі при аварійному вибуху

Згідно діючої методики, розрахунок початкового тиску ударної повітряної хвилі визначають за розмірами активної ділянки виробки заповненою газоповітряною сумішшю:

$$\bar{L} = \sum_{i=1}^m L_i / \sqrt{S_i},$$

де \bar{L} – довжина i – ї виробки на розрахунковій схемі, м;

S_i – площа перерізу виробки, м²;

m – кількість виробок, заповнених газоповітряною сумішшю.

Після визначення, за графіком, початкового тиску у фронті ударної повітряної хвилі необхідно врахувати вплив місця ініціювання активної ділянки виробки (рис. М.10).

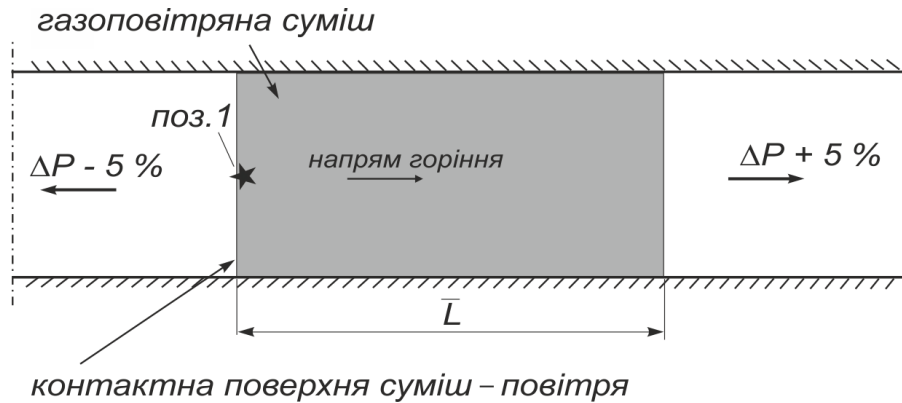


Рисунок М.10 – Схема варіанта ініціювання газоповітряної суміші на активній ділянці

Якщо у процесі складання розрахункової схеми встановлена можливість ініціювання газоповітряної суміші у позиції 1 (рис. М.10), тобто на границі «суміш – повітря», то амплітуду фронту УПХ, яка поширюється в бік згорання суміші, потрібно збільшити, а у протилежний бік зменшити на 5 %.

2) Визначення можливості ініціювання локальних скупчень метану на шляху поширення ударної повітряної хвилі

Якщо в процесі складання розрахункової схеми поширення УПХ на деякій відстані від активної ділянки прогнозується наявність ще одної ділянки, заповненої газоповітряною сумішшю, необхідно визначити можливість її ініціювання ударною хвилею (рис. М.11).

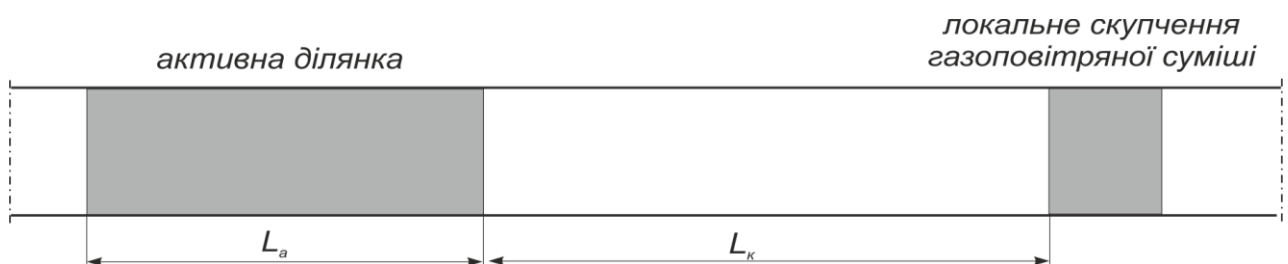


Рисунок М.11 – Схема розташування локального скупчення газоповітряної суміші

Для цього розраховується відстань L_k , на якій можливе ініціювання. Ця відстань залежить від початкового надлишкового тиску в ударній повітряній

хвилі P_n , відносно довжини активної ділянки L_a та приведеного діаметра виробки d_n , і розраховується за формулою:

$$L_k = \frac{d_n}{(13,04 P_n^{-0,1} + 1,3 L_s^{-0,1} - 11,7)^9},$$

де P_n – початковий тиск в ударній повітряній хвилі, МПа;

$$d_n – \text{приведений діаметр виробки, } d_n = \frac{4 S_i}{\Pi_i}, \text{ м;}$$

S_i, Π_i – площа перерізу (м^2) та периметр виробки (м);

L_s – відносна довжина активної ділянки, $L_s = L_a/d_n$.

У разі наявності у межах цієї відстані L_k локальних скупчень ГПС, які зможуть бути запалені ударною хвилею, необхідно розрахувати тиск вибуху в цьому локальному скупченні за чинною методикою. Якщо отримане значення більше ніж тиск у фронті основної хвилі, яка б пройшла до протилежної межі скупчення, то подальший розрахунок необхідно виконувати з новим значенням амплітуди.

3) Розрахунок коефіцієнта місцевого опору сполучення та відгалуження виробок

Зміна тиску у фронті ударної повітряної хвилі, при її поширенні через сполучення та відгалуження виробок визначається за формулою:

$$\Delta P_{\phi_m} = K_m \cdot \Delta P_{\phi}$$

де ΔP_{ϕ_m} – тиск у фронті хвилі, що проходить сполучення (відгалуження) у точці на лінії геометричної межі виходу з нього, МПа;

ΔP_{ϕ} – тиск у фронті хвилі на геометричній межі входу до сполучення (відгалуження), МПа

K_m – безрозмірний коефіцієнт місцевого опору, що приймається за табл. М.2;

Геометрична межа сполучення (відгалуження) – переріз виробки в точці початку або закінчення зміни конфігурації чи перерізу виробки (рис. М.12).

Приклади геометричної межі місцевого опору:

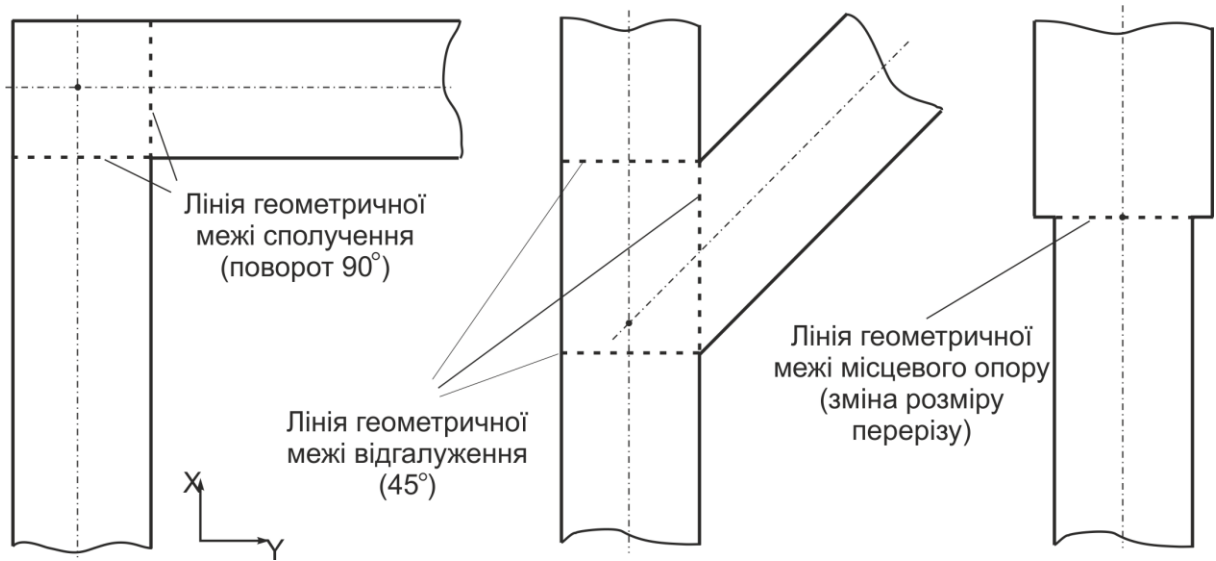


Рисунок М.12 – Приклади схем місцевих опорів сполучення (відгалуження)

Таблиця М.2 – Коефіцієнт місцевого опору K_M

Вид спол. $\delta=F/S$	ΔP , МПа										
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0,2											
	2,030	1,15	1,12	0,58	0,25	0,21	0,94	0,97	0,27	0,93	1,18
	1,140	1,20	1,15	0,63	0,32	0,28	0,94	0,97	0,31	0,93	1,18
	0,784	1,25	1,19	0,67	0,38	0,35	0,94	0,97	0,36	0,93	1,20
	0,527	1,24	1,22	0,70	0,44	0,42	0,94	0,97	0,41	0,93	1,22
	0,185	1,43	1,34	0,75	0,58	0,51	0,94	0,97	0,50	0,93	1,27
	0,093	1,52	1,42	0,79	0,67	0,58	0,94	0,97	0,60	0,93	1,37
0,6											
	2,030	0,92	1,04	0,40	0,24	0,22	0,82	0,89	0,16	0,77	0,89
	1,140	1,06	1,05	0,47	0,29	0,27	0,82	0,89	0,2	0,77	0,92
	0,784	1,01	1,07	0,52	0,34	0,3	0,82	0,89	0,25	0,77	0,96
	0,527	1,05	1,09	0,58	0,40	0,38	0,82	0,89	0,29	0,77	0,98
	0,185	1,12	1,14	0,63	0,51	0,48	0,82	0,89	0,37	0,77	1,02
	0,093	1,18	1,19	0,67	0,57	0,56	0,82	0,89	0,44	0,77	1,07
1,0											
	2,030	0,65	1,0	0,22	0,2	0,18	0,7	0,8	0,13	0,6	0,63
	1,140	0,74	1,0	0,29	0,25	0,23	0,7	0,8	0,15	0,6	0,68
	0,784	0,8	1,0	0,37	0,31	0,29	0,7	0,8	0,18	0,6	0,7
	0,527	0,85	1,0	0,43	0,35	0,33	0,7	0,8	0,21	0,6	0,72
	0,185	0,94	1,0	0,49	0,45	0,4	0,7	0,8	0,26	0,6	0,74
	0,093	0,98	1,0	0,52	0,5	0,48	0,7	0,8	0,28	0,6	0,74
1,5											
	2,030	0,56	0,69	0,14	0,12	0,08	0,55	0,7	0,10	0,4	0,46
	1,140	0,58	0,72	0,17	0,14	0,11	0,55	0,7	0,12	0,4	0,49
	0,784	0,61	0,74	0,22	0,18	0,16	0,55	0,7	0,155	0,4	0,51
	0,527	0,63	0,76	0,28	0,21	0,19	0,55	0,7	0,18	0,4	0,53
	0,185	0,65	0,79	0,33	0,26	0,23	0,55	0,7	0,22	0,4	0,55
	0,093	0,69	0,81	0,36	0,30	0,28	0,55	0,7	0,23	0,4	0,55

продовження таблиці М.2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
2,0											
	2,030	0,48	0,55	0,12	0,02	0,01	0,4	0,6	0,08	0,2	0,38
	1,140	0,50	0,58	0,14	0,04	0,03	0,4	0,6	0,10	0,2	0,41
	0,784	0,52	0,61	0,16	0,07	0,06	0,4	0,6	0,13	0,2	0,43
	0,527	0,54	0,63	0,21	0,12	0,09	0,4	0,6	0,15	0,2	0,44
	0,185	0,56	0,67	0,26	0,15	0,13	0,4	0,6	0,19	0,2	0,44
	0,093	0,57	0,69	0,29	0,19	0,16	0,4	0,6	0,20	0,2	0,44

Визначення коефіцієнтів місцевих опорів для нетипових сполучень (відгалужень) є можливим за такою методикою. Основна ідея методики – визначення співвідношення величини амплітуди УПХ після проходження місцевого опору до величини амплітуди в паралельному експерименті, де УПХ проходить такий самий шлях на лінійній ділянці виробки, в ідентичних умовах, але без місцевого опору, тобто без зміни напрямку, форми й площі перерізу, наявності відгалуження та інших чинників, характерних для сполучень виробок (рис. М.13). Ідентичні умови в паралельному експерименті – умови виробки після місцевого опору.

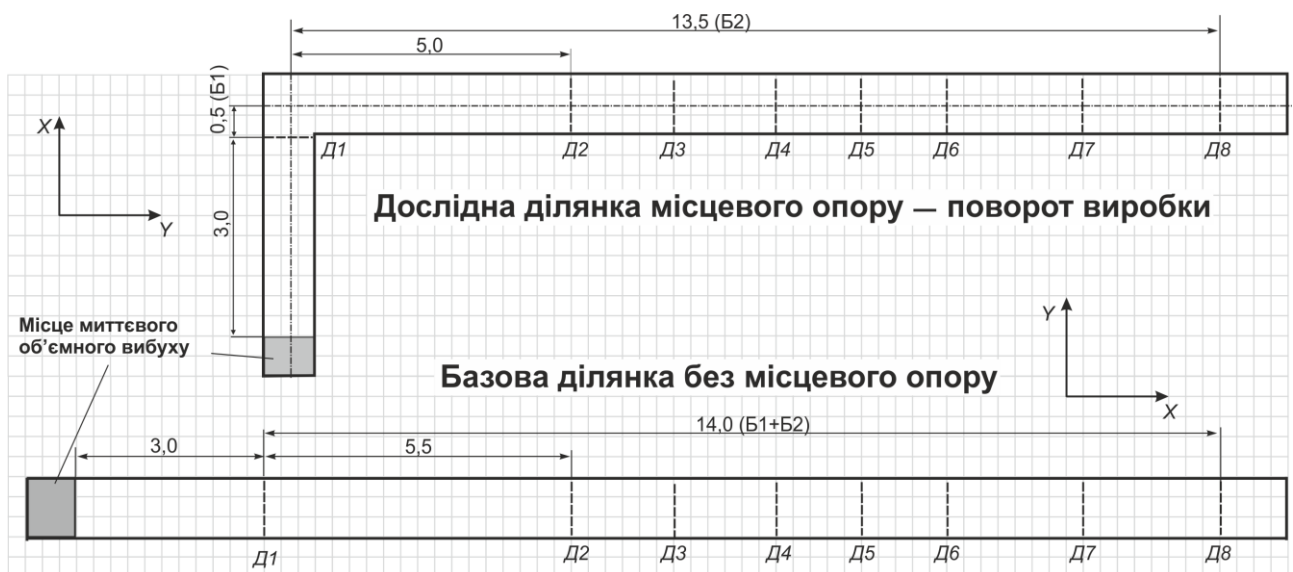


Рисунок М.13 – Приклад схеми проведення паралельного експерименту для місцевого опору – поворот виробки на 90°:
Д1..Д8 – точки реєстрації параметрів УПХ

Коефіцієнт місцевого опору K_m у цьому випадку визначається зі співвідношення:

$$K_m = \Delta P_2^{\text{дослід}} / \Delta P_2^{\text{база}},$$

де $\Delta P_2^{\text{дослід}}$ – надлишковий тиск у фронті ударної хвилі після проходження через сполучення виробок;

$\Delta P_2^{\text{база}}$ – надлишковий тиск у фронті в паралельному експерименті (ударна хвиля поширюється в аналогічних умовах, але без сполучення).

Реалізація цієї методики можлива з використанням численних методів рішення нестационарних рівнянь газової динаміки.

Виконання розрахунків проводить уповноважений орган, який створює електронну базу типових й індивідуальних видів місцевих опорів, сполучень, відгалуження виробок. База яка доступна на сайті Центрального штабу ДВГРС для гірничих підприємств та проектних організацій.

4) Визначення динаміки передачі силового імпульсу ударної повітряної хвилі захисній споруді

4.1. Динамічне навантаження на перешкоду (перемичку) слід приймати:

4.1.1 як тиск у фронті хвилі, що підходить до перешкоди при розташуванні площини перешкоди паралельно напрямку поширення ударної повітряної хвилі;

4.1.2 як тиск у відбитій УПХ, при розташуванні перешкоди перпендикулярно напрямку поширення ударної повітряної хвилі:

$$\Delta P_{\text{отр}} = 2\Delta P_{\text{пр}} + \frac{6\Delta P_{\text{пр}}^2}{\Delta P_{\text{пр}} + 0,72},$$

де $\Delta P_{\text{отр}}$ – тиск у відбитій УПХ, МПа;

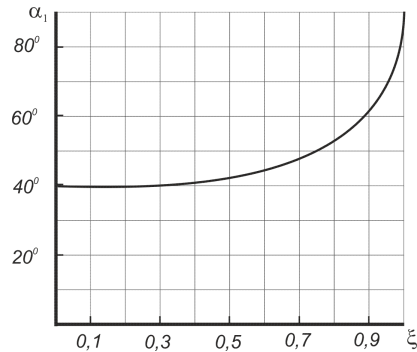
$\Delta P_{\text{пр}}$ – тиск у фронті УПХ, що підходить до перешкоди, МПа;

4.1.3 якщо кут набігання ударної хвилі α знаходиться в межах $0^\circ < \alpha < 90^\circ$, тиск визначається за таким алгоритмом:

а) визначається кут регулярного чи нерегулярного відбивання α_1 у конкретних умовах, його величина залежить від кута набігання ударної хвилі α та її інтенсивності ξ :

$$\xi = \frac{P_0}{\Delta P_{np} + P_0};$$

б) кут α_1 визначається за графіком:



в) визначаємо динамічне навантаження:

– при $\alpha_1 > \alpha$ виникає регулярне відбивання, динамічне навантаження розраховується за формулою Власова – Ізмайлова:

$$\Delta P_{отр} = \Delta P_{np} \left[2 + \frac{(k+1)\Delta P_{np}}{(k-1)\Delta P_{np} + 2kP_0} \cos^2 \alpha \right],$$

де k – показник адіабати газового середовища, $k=1,4$ – для повітря;

P_0 – атмосферний тиск, МПа.

– при $\alpha_1 < \alpha$ виникає нерегулярне відбивання, динамічне навантаження дорівнює тиску у відбитій УПХ, як і при розташуванні перешкоди перпендикулярно напрямку поширення ударної хвилі.

Для отримання динамічної характеристики силового імпульсу, що передається споруді, у вигляді графіку розподілу навантаження в часі, доцільним є використання системи автоматизованого проектування FEM 1.0.

5) Визначення впливу відбитих ударних повітряних хвиль у тупикових виробках на параметри фронту головної УПХ

Методику врахування хвильових ефектів у тупикових виробках наведено нижче.

Спочатку складається розрахункова схема поширення УПХ від ймовірних джерел вибуху шахтної атмосфери за стандартною методикою. Якщо ймовірне джерело вибуху знаходиться ближче ніж 180 м до забою тупикової виробки, то необхідно виконати перевірку можливості впливу хвильових ефектів на інтенсивність УПХ (рис. М.14).

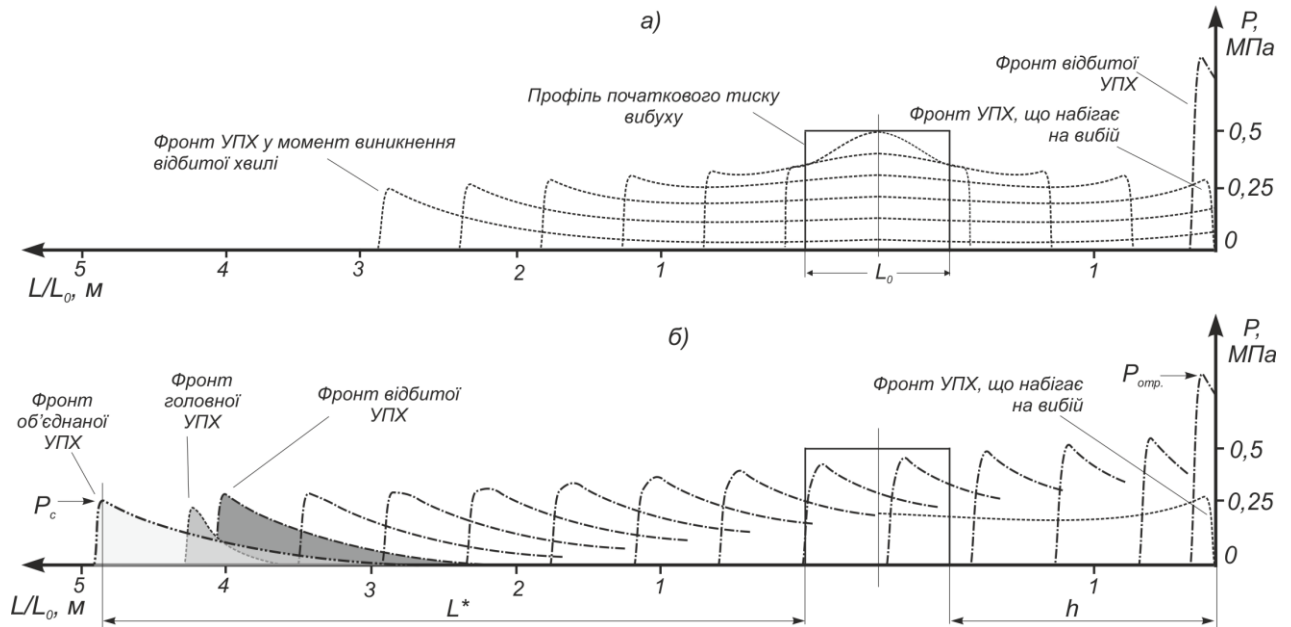


Рисунок М.14 – Динаміка процесу виникнення відбитої УПХ та її злиття з головним фронтом: а) виникнення відбитої хвилі; б) динаміка зміни тиску у фронті головної, відбитої та об'єднаної УПХ

Для цього визначають відстань від межі активної ділянки до точки злиття фронтів відбитої та головної УПХ за формулою:

$$L^* = \frac{25\bar{L}^{0,2}h^{0,9}}{\Delta P^{1,12}},$$

де L^* – відстань від межі активної ділянки до точки злиття фронтів відбитої та головної хвилі, м (рис. М.14);

\bar{L} – приведена довжина загазованої ділянки від точки займання до межі розділу «ГПС – повітря» (рис. М.14):

$$\bar{L} = \frac{L_0}{d_2}, \quad d_2 = \frac{4S}{\Pi},$$

\bar{L}, L_0 – відносна й абсолютна довжина загазованої ділянки, м;

d_2 – гідравлічний діаметр виробки, м;

S – площа перерізу виробки, м²;

Π – периметр виробки, для різних форм перерізу (арочної – $3,84\sqrt{S}$, трапеції – $4,16\sqrt{S}$, круглої – $3,56\sqrt{S}$, квадратної – $4\sqrt{S}$), м.

h – відстань від загазованої ділянки до вибою тупикової виробки, м;

ΔP – надлишковий тиск вибуху, МПа.

На розрахункову схему наносять точку злиття. Після того, як буде встановлена точка злиття, необхідно визначити коефіцієнт збільшення амплітуди головної хвилі k_p за формулою:

$$k_p = \frac{1,23\bar{L}^{0,01} \Delta P^{0,06}}{h^{0,05}} .$$

У чинній методиці розрахунку безпечних відстаней і міцності вибухостійких перемичок не враховується часовий чинник силового впливу УПХ на перемичку – силовий імпульс, хоча відомо, що в газових вибухах його вплив у деяких випадках може бути вирішальним. Отже отриману закономірність збільшення імпульсу у хвильових ефектах у вигляді коефіцієнта k_i можна використовувати як додаткову прогнозну оцінку руйнівних факторів УПХ:

$$k_i = \frac{1,5\bar{L}^{0,04} \Delta P^{0,08}}{h^{0,09}} .$$

ДОДАТОК Н

**ІНСТРУКЦІЯ КОРИСТУВАЧА КОМП'ЮТЕРНИХ ПРОГРАМ
VL-MSE 1.0 ТА FEM 1.0**

ДВНЗ «Придніпровська державна академія будівництва та архітектури»

ІНСТРУКЦІЯ КОРИСТУВАЧА
КОМП'ЮТЕРНИХ ПРОГРАМИ

Віртуальна навчальна лабораторія VL-MSE 1.0

«Моделювання поширення ударної
повітряної хвилі в ударній трубі»

та

FEM 1.0

Автор: Налисько Микола Миколайович

Дніпро – 2019

ЗМІСТ

1. Загальні відомості.
 2. Функціональне призначення.
 3. Технічне та програмне забезпечення, яке необхідне для функціонування програми.
 4. Структура віртуальної навчальної лабораторії та порядок роботи у програмі.
 5. Склад і структура сторінок віртуальної навчальної лабораторії.
 - 5.1. Титульна форма та форма внесення початкових даних.
 - 5.2. Форма візуалізації чисельного розрахунку процесу поширення вибухової хвилі в ударній трубі.
 6. Інсталяція та запуск програми.
- Висновки.

1. Загальні відомості

Назва програмного продукту – «Віртуальна навчальна лабораторія VL-MCE 1.0 «Моделювання поширення ударної повітряної хвилі в ударній трубі» / FEM 1.0.

Вихідний текст програми має модульну структуру та складається з таких частин: `Explos.pas` – основна програма; `Tip.pas` – модуль оголошення констант, змінних та масивів; `Pr_base.pas` – базові процедури введення – виводу інформації; `Pr_expl.pas` – модуль додаткових підпрограм (формування масивів, розрахунків масопереносу та ін.); `Diagram.pas` – графічний модуль; `Loop1.pas`, `Loop2.pas`, `Loop3.pas` – модулі обчислювальних циклів.

Ім'я робочого файлу продукту – `VL-MCE1.0.exe/ FEM.exe`. Час роботи користувача у віртуальній лабораторії VL-MCE 1.0 становить 1 – 4 години.

2. Функціональне призначення

Якісне виконання студентами лабораторно-практичної частини навчального плану є необхідною умовою підготовки кваліфікованого фахівця. У сучасних складних економічних умовах відновлення лабораторної бази навчальних закладів є складною, актуальною проблемою. Одне з рішень цієї проблеми полягає в розробленні й використанні віртуальних лабораторій.

Для деяких прикладних дисциплін, які вивчають процеси з екстремальними параметрами (високі й низькі температура й тиск, вибухові й швидкоплинні процеси, високі напруги, небезпечні хімічні речовини) проведення лабораторних робіт є досить складним, тому використання віртуальних лабораторій на основі математичного моделювання процесів є єдиною можливою формою одержання практичних навичок досліджень відповідних явищ.

Тематика вивчення вибухових процесів під час вивчення дисципліни «Теорія горіння та вибуху» обмежується, як правило, проведенням практичних занять із розрахунку деяких параметрів вибуху. Для кваліфікаційного рівня бакалавр та магістр з технічних спеціальностей в галузі промислової безпеки, за названими темами (згідно з вимогами кваліфікаційної характеристики) необхідне

формування проєктувальної функції в діяльності фахівця чи професіонала. Сформувати ці функції дуже важко без дослідницького лабораторного практикуму. Тому основна ідея використання віртуальної навчальної лабораторії VL-MSE 1.0 – це формування знань у цій сфері на рівні ПС (продуктивно-синтетичні) і вироблення знаково-розумових й знаково-практичних професійних вмінь на рівні С (самостійно).

Віртуальна навчальна лабораторія VL-MSE 1.0 використовується для проведення лабораторних та практичних робіт з дисципліни та темами, наведеними в табл. Н.1. Лабораторні роботи носять дослідницький характер. Форма організації студентів на лабораторних роботах – фронтальна або групова. Кількість аудиторних годин на одну роботу – 2.

Таблиця Н.1 – Тематика лабораторних робіт

Дисципліна	Тема лабораторної роботи	Мета роботи
Запобігання і ліквідація аварій	Вивчення методики ізоляції аварійних ділянок протяжних споруд	Визначення та аналіз безпечних відстаней при виконанні робіт з ізоляції аварійних ділянок в залежності від розмірів загазованої області
Теорія горіння і вибуху	Вивчення режимів горіння вуглеводнів.	Визначення та аналіз швидкості поширення фронту горіння для різних вуглеводнів. Визначення типу горіння: дефлаграція, детонація.
	Вивчення впливу параметрів джерела запалювання на режим горіння.	Визначення та аналіз швидкості енерговиділення в залежності від розмірів і температури джерела запалювання.
Пожежовибухобезпека	Вивчення ступеня небезпеки атмосфери на виробничій ділянці за трикутником вибуховості.	Визначення та аналіз умов запалювання метаноповітряного середовища, умов загасання спалахів і розвитку вибухів.
	Вивчення ефектів відображення ударних хвиль в тупикових частинах каналів.	Визначення та аналіз параметрів ударних повітряних хвиль при їх повному відображенні.
Охорона праці в галузі	Вивчення параметрів поширення вибухових хвиль у протяжному каналі, підземній виробці.	Визначення надлишкового тиску в УПХ, встановлення характеру впливу на його величину шорсткості й теплообміну зі стінками виробок.
Моделювання технологічних процесів і систем	Вивчення стійкості вибухозахисних споруд до імпульсних впливів.	Визначення та аналіз щільності імпульсу впливу ударної хвилі на вибухозахисну споруду.

Віртуальна навчальна лабораторія VL – MCE 1.0 може застосовуватися, окрім аудиторних занять, для:

1. Самостійного засвоєння розділів дисципліни «Теорія горіння та вибуху» для студентів спеціальності «Цивільна безпека» та «Охорона праці»;
2. Індивідуального вивчення дисципліни «Теорія горіння та вибуху»;
3. Проведення тестового контролю з перевірки знань із розділу «Ударні хвилі»;
4. Ознайомлення з характером поширення ударних повітряних хвиль у протяжних каналах та спорудах.

3. Технічне забезпечення функціонування програми

Для функціонування віртуальної навчальної лабораторії необхідна така мінімальна конфігурація технічного та програмного забезпечення: IBM PC сумісний комп'ютер з процесором, не нижчим за Pentium III, 256 Мбайт ОЗУ, SVGA – відеокартою (1024*768, High Color 16 битий) операційна система MS DOS 7.1, Windows XP, 7, 8 і вище. При роботі у операційних системах Windows 7, 8 і вище програма працює у віртуальній машині зі встановленою MS DOS 7.1 чи Windows XP. Доцільно використовувати віртуальну машину Oracle VM VirtualBox.

4. Структура віртуальної навчальної лабораторії VL-MCE 1.0

Віртуальна навчальна лабораторія VL-MCE 1.0 «Моделювання поширення ударної повітряної хвилі в ударній трубі» є DOS-додатком, який розроблено у середовищі Borland Pascal 7.01. Інтерфейс віртуальної навчальної лабораторії виконано російською мовою.

Віртуальна навчальна лабораторія складається з таких частин:

- перша сторінка – титульна форма, що містить назву програмного продукту, ім'я автора та місця розроблення, стислий опис призначення програми та запит на виконання нового розрахунку чи продовження попереднього розрахунку;

- друга сторінка – форма внесення початкових даних для розрахунку. Додатково на сторінки виводяться значення деяких параметрів чисельного експерименту з попереднього розрахунку та запит на їх зміну;
- третя сторінка – безпосередньо форма візуалізації ходу обчислювання та результатів чисельного експерименту.

5. Склад і структура сторінок віртуальної навчальної лабораторії та порядок роботи в програмі

5.1 Титульна форма та форма внесення початкових даних

```

Виртуальная учебная лаборатория VL-MCE 1.01
-----
Версия VL-MCE 1.01: Взрыв газозвдушной смеси в тупиковой
части ударной трубы
(численный эксперимент)

Разработка Налисько Н.Н.
Приднепровская государственная академия
строительства и архитектуры
.....

Програмный комплекс предназначен для изучения динамики
распространения ударной воздушной волны в ударной трубе
(цилиндрическом канале). Ударная волна образуется от
мгновенного взрыва газозвдушной смеси.
При распространении ЧВВ учитывается:
- плотность среды,
- теплообмен газового потока со стенками канала,
- объем газозвдушной взрывчатой смеси.

Продолжать расчет или начать новый? ([П]родолжать/[Н]овый)

```

Рисунок Н.1 – Титульна форма

```

--- Новый расчет ---
Значение параметров из предыдущего расчета:

Длина загазированной области i2= 1.50 м
Длина уд. трубы от загаз.обл. i1= 3.00 м
Диаметр ударной трубы j1= 1.00 м
Давление взрыва в загаз.обл. P= 1.50 МПа
Коэффициент теплообмена alfa= 10.0 Вт/(м2*К)
Плотность газов взрыва R0v= 1.29 кг/м3
Плотность воздуха (атм.) R0at= 1.29 кг/м3

Изменять параметры? ([Д]а/[Н]ет)

Задайте длину загазированной области, м (то 0 до 5 м): i2=1.5
Задайте длину канала от загаз.области, м (от 1 до 10 м): i1=3
Задайте диаметр ударной трубы, м (от 0,3 до 1,5 м): j1=1
Давление взрыва в загаз.области, МПа (от 0.1 до 3) P=1
Козф.теплообмена газ-стенка, Вт/м2*К (от 1 до 10000) alfa=15
Плотность газов взрыва, кг/м3 (от 1,00 до 2,00) R0v=1.29
Плотность воздуха (атм.), кг/м3 (от 1,00 до 2,00) R0at=1.29_

```

Рисунок Н.2 – Форма внесення початкових даних

5.2 Форма візуалізації чисельного розрахунку процесу роповсюдження вибухової хвилі в ударній трубі

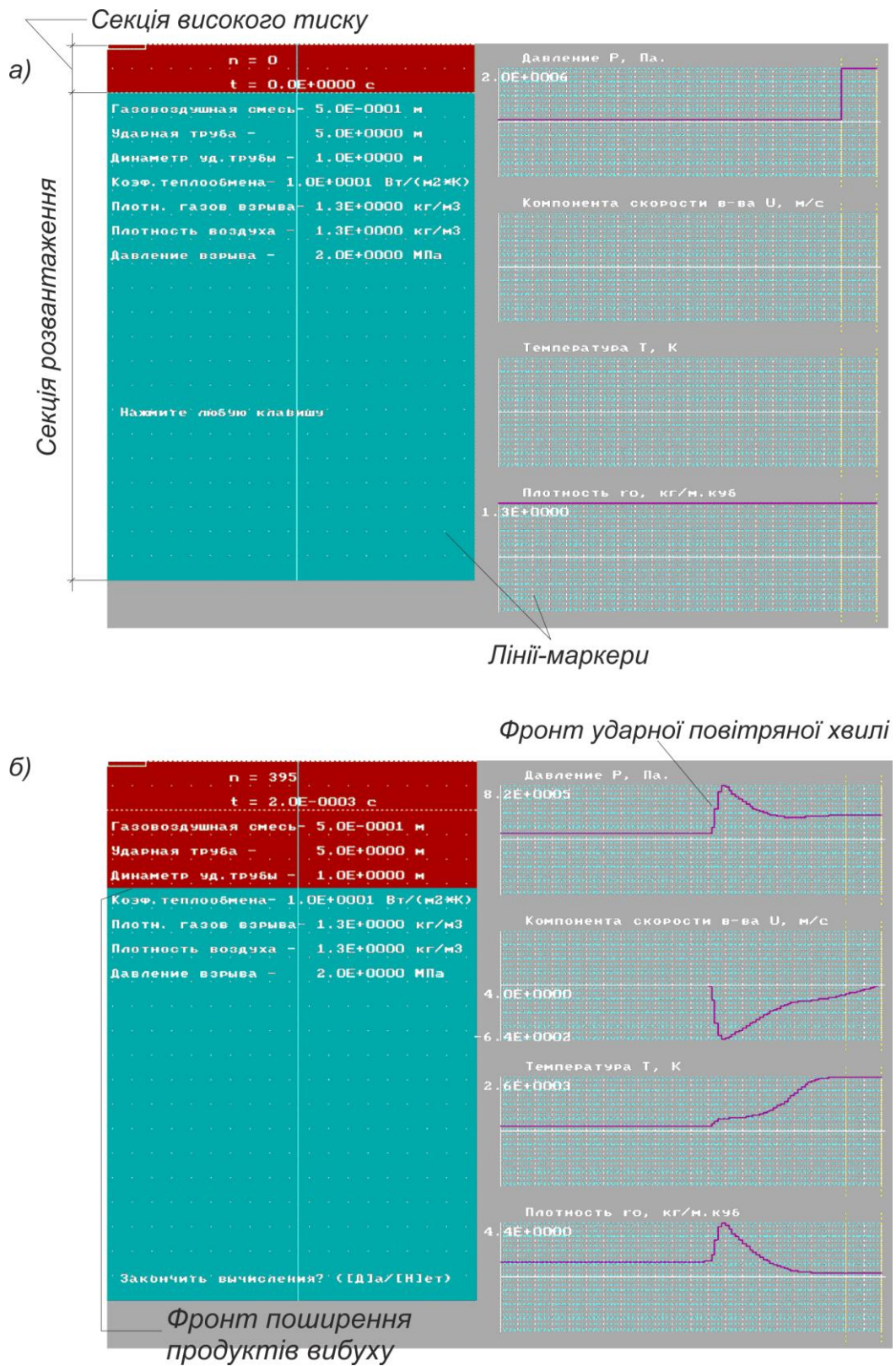


Рисунок Н.3 – Розрахунок: а) початковий момент;

б) стан системи при поширенні УПХ

За цими графіками виконується реєстрація параметрів на лініях – маркерах, які розташовані вздовж осі каналу (рис. 7.1). Запис даних виконується в момент проходження фронту хвилі відповідної лінії-маркера.

Процес моделювання запалювання газоповітряної суміші виконується у програмі версії 2.0, де математична модель ударної труби доповнена моделлю хімічної кінетики вибухового горіння вуглеводно-повітряних сумішей. Для цього додатково в початкових умовах задається геометрія та температура джерела запалювання, концентрація та геометрія облака вуглеводнів у повітрі. Процес горіння відображається на графіках масової концентрації компонентів середовища: метану, кисню та азоту (рис. Н.4).

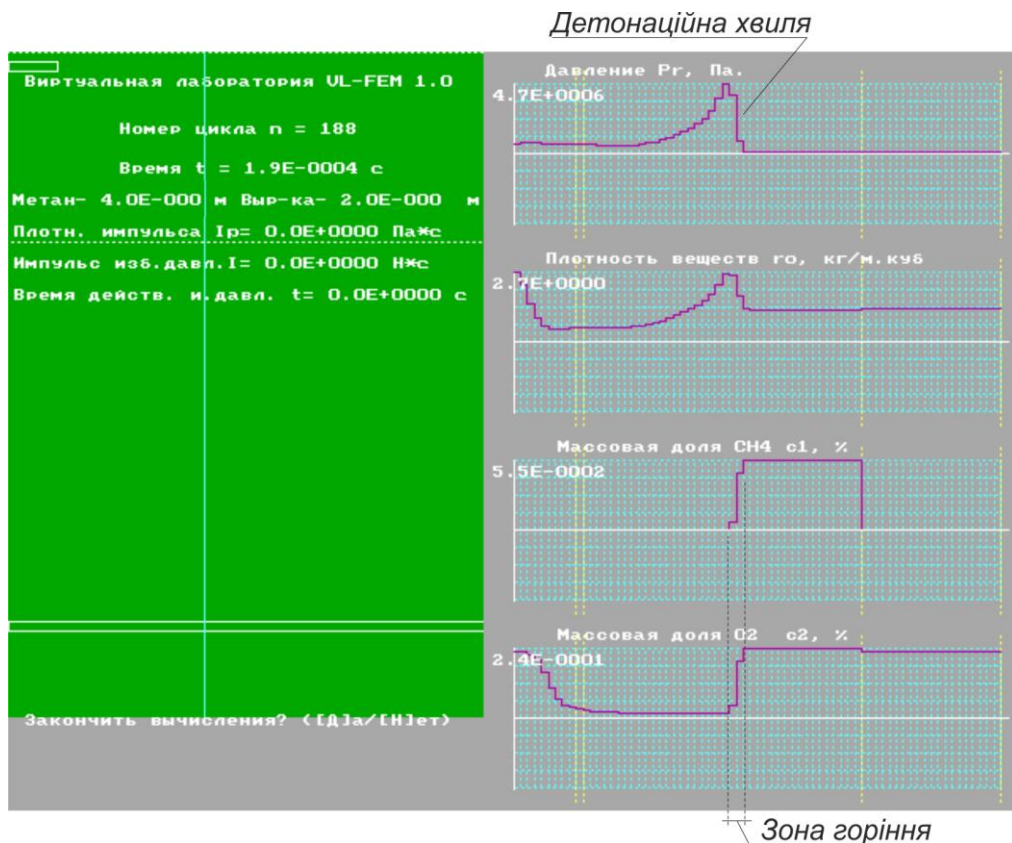


Рисунок Н.4 – Візуалізація обчислювального експерименту вибухового горіння газоповітряної суміші

У цій версії програми, виконується розрахунок щільності імпульсу (I_p , Па·с) та загального імпульсу (I , Н·с) у вигляді числового значення (рис. Н.5). Імпульс розраховується в момент відбиття ударної хвилі від стінки.

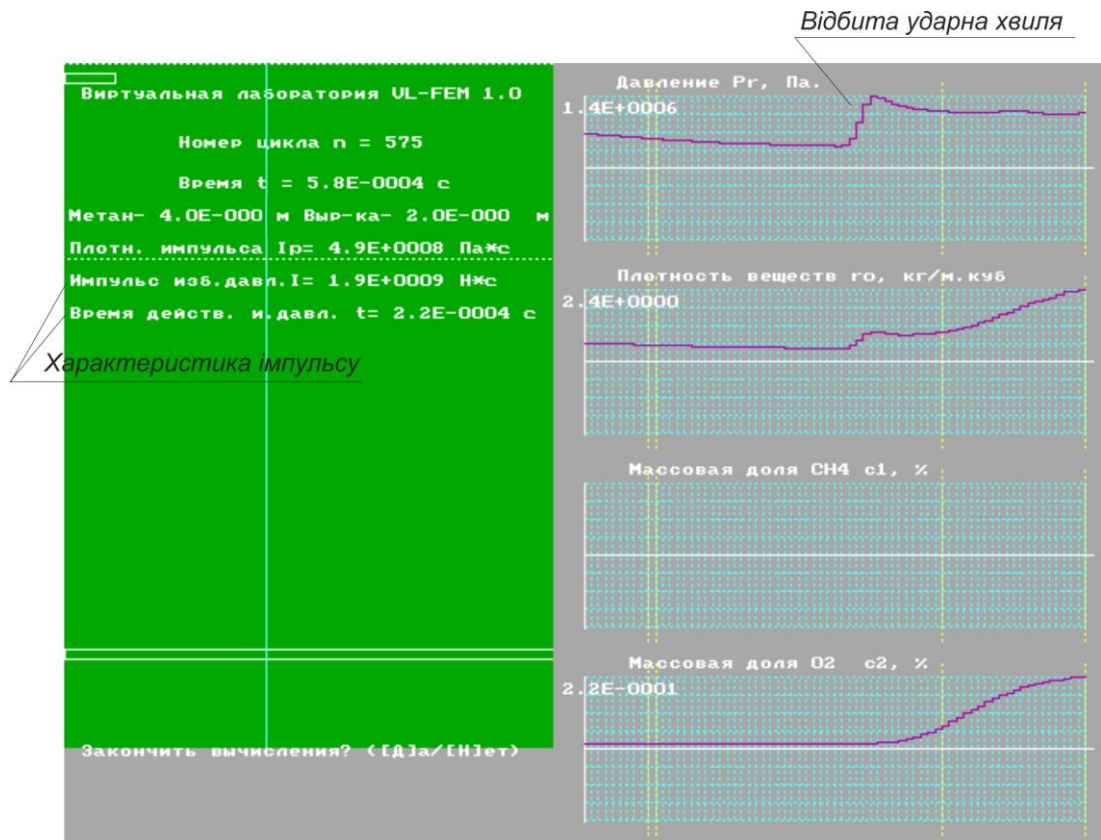


Рисунок Н.5 – Розрахунок значення імпульсу ударної повітряної хвилі

Детальний розрахунок вибухового навантаження у вигляді навантажувальної кривої виконується в програмі FEM 1.0, яка є Windows-версею віртуальної лабораторії [188]. У головному вікні програми (вкладка «Параметри») для виконання розрахунків задається характеристика шляху поширення УПХ в каналах: протяжність, переріз лінійних ділянок, тип сполучень, розмір ділянки каналу, заповненої газоповітряною сумішшю (рис. Н.6а). Після запуску розрахунку в закладці «Воздействие», у динаміці відображається перебіг обчислювання процесу поширення УПХ вздовж каналу (рис. Н.6б). На графіку амплітуди чітко прослідковується положення та амплітуда фронту УПХ, що дає можливість проектувати раціональні заходи захисту від дії УПХ. Візуалізація імпульсу, що передає УПХ захисній споруді, у вигляді навантажувальної кривої формується після початку відбиття УПХ від жорсткої стінки (рис. Н.7). Ця крива є основою для розрахунків міцності та стійкості будівельних конструкцій у конкретних умовах аварійних вибухів.

Найменування мережі

a)

Елементи топології мережі каналів

№	Тип участка	Длина участка	Площадь сечения на входе	Площадь сечения на выходе	Площадь сечения отклонения №1	Площадь сечения отклонения №2	Угол
1		50	12,6	10			
2				10	9		45
3		40	9	12			
Всего на 7 участке(ах)		140					

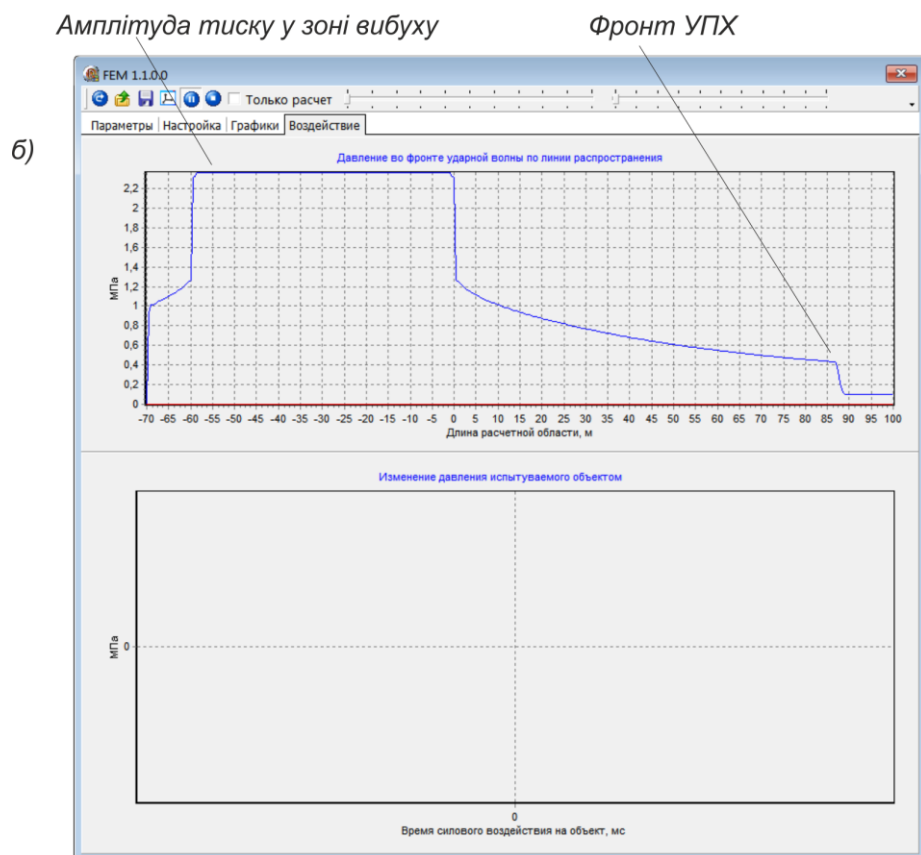


Рисунок Н.6 – Вікна програми FEM 1.0: а) початкові дані;
б) візуалізація перебігу чисельного розрахунку

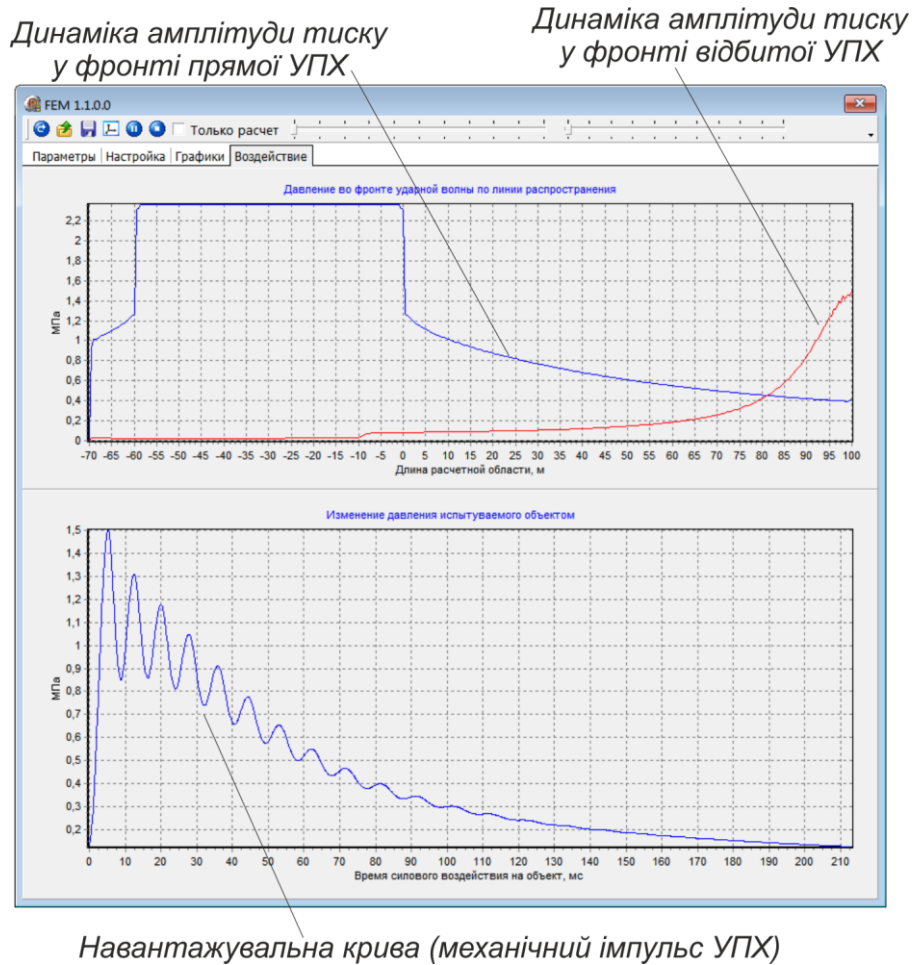


Рисунок Н.7 – Результати розрахунку параметрів поширення УПХ прямої та відбитої УПХ і візуалізація навантажувальної кривої

6. Інсталяція та запуск програми

- Скопіювати на ПК програмне забезпечення у вигляді папки VL-MCE 1.0. Папка VL-MCE 1.0 повинна містити такі файли (табл.):

№	Файл	Призначення
1	VL-MCE1.EXE	програма
2	VL-MCE1.BAT	командний файл, запускає програмний комплекс
3	EGAVGA.BGI RTM.EXE DPMI16BI.OVL	службові файли, необхідні для роботи програми
4	KEYRUS.COM	драйвер російського шрифту
5	*.ZT3	файли з розширенням .ZT3 – файли даних

- У файлі VL-MCE1.BAT за допомогою програми «Блокнот» прописати повний шлях до файлів KEYRUS.COM та VL-MCE1.EXE;
- Запустити файл VL -MCE1.BAT.

ДОДАТОК П

**ВИЗНАЧЕННЯ СОЦІАЛЬНО-ЕКОНОМІЧНОЇ ЕФЕКТИВНОСТІ
ВПРОВАДЖЕННЯ СПОСОБУ УПРАВЛІННЯ ПОШИРЕННЯМ
УДАРНИХ ПОВІТРЯНИХ ХВИЛЬ**

Визначення економічної ефективності застосування способу зниження інтенсивності УПХ на шахті «Біжанівська-3» ТОВ «Донбасвугілляінвест».

Оцінювання ефективності заходів щодо підвищення безпеки працівників при загрозі дії небезпечного фактора – ударної повітряної хвилі, виконане з використанням економічних показників підприємства, які представлені у звітних формах № 1 – ПВ (умови праці), № 1 – УБ (відомча), № 7 – тнв [330], та із застосуванням «Методики оцінювання величини відверненого збитку внаслідок впровадження протиаварійних заходів» [331] і «Рекомендації щодо побудови, впровадження та удосконалення системи управління охороною праці» [332].

Початкові умови:

- шахта «Біжанівська-3» є об'єктом підвищеної небезпеки 3 категорії за наявністю вибухових газів;
- кількість працівників, які одночасно перебувають на об'єкті і знаходяться в умовах атмосфери схильної до виникнення вибуху газу і дії УПХ – 23 особи;
- кількість працівників, які одночасно перебувають під захистом відвідних каналів та хвилевідбивних камер – 12 осіб;
- загальна довжина відвідних каналів – 76 м;
- загальний об'єм хвилевідбивних камер – 84 м³.

Розрахунок.

Ефективність витрат підприємства на спорудження системи відвідних каналів та хвилевідбивних камер визначено показником E :

$$E = E_p / B, \quad (\text{П.1})$$

де E_p – річна економія за рахунок зменшення збитків від наслідків аварійних вибухів, грн;

B – витрати підприємства на впровадження способу управління поширенням УПХ, грн.

При визначенні E_p необхідно враховувати як можливі очікувані економічні збитки, так і ймовірнісну природу їх виникнення [331]. Значення E_p визначається величиною відверненого збитку:

$$E_p = Z_e = (p - p_e) \cdot Z(A), \quad (\text{П.2})$$

де Z_e – максимальна величина відверненого збитку, грн;

p, p_e – вірогідність виникнення шкоди від дії УПХ до й після впровадження способу управління поширенням УПХ;

$Z(A)$ – величина очікуваного збитку від дії УПХ.

Вірогідність виникнення шкоди від дії УПХ без застосування заходів зменшення її інтенсивності $p = 1,0$ (5 балів за п'ятибальною шкалою [332] – «майже напевно»). Вірогідність встановлено на основі експертного оцінювання та статистики травмувань персоналу при аварійних вибухах у підземних виробках гірничо-видобувних підприємств протягом останнього десятиріччя.

Вірогідність виникнення шкоди від дії УПХ після застосування заходів зменшення її інтенсивності $p = 0,4$ (2 бали – «подія, що спостерігається рідко»). Вірогідність оцінюється на основі встановленої ефективності відвідних каналів та хвилевідбивних камер зі зниження інтенсивності УПХ на 74 %.

Величина очікуваного збитку від дії УПХ:

$$Z(A) = Z_{жз} + Z_p + Z_n, \quad (\text{П.3})$$

де $Z_{жз}, Z_p, Z_n$ – відповідно, збитки від втрати життя та здоров'я працівників, руйнування та пошкодження основних фондів, знищення майна та продукції, невироблення продукції внаслідок припинення виробництва, грн.

$$Z_{жз} = (B_p + B_n) \cdot N_c + (B_l + B_{pб} + B_{pe}) \cdot N_{тр} \quad (\text{П.4})$$

де N_c, N_{mp} – кількість постраждалих осіб зі смертельними та тяжкими наслідками. Вірогідний розподіл тяжкості нещасних випадків (визначається на основі аналізу випадків вибуху газу в підземних спорудах, що сталися протягом останнього десятиріччя), становить $N_c / N_{tp} = 80/20$.

B_p – страхові разові виплати родині загиблого працівника (заробітна платня за п'ять років), $B_p = 25000 \cdot 12 \cdot 5 = 1200$ тис. грн;

B_n – пенсійні виплати утриманцям (в середньому один утриманець на одного працівника протягом 10 років) $B_n = 25000 \cdot 0,3 \cdot 12 \cdot 10 = 900$ тис. грн;

B_l – страхові виплати на лікування, $B_l = 25000 \cdot 5 = 125$ тис. грн.;

B_{pb} – страхові виплати на реабілітацію, $B_{pb} = 25000 \cdot 3 = 75$ тис. грн.;

B_{pe} – регресійні виплати, $B_{pe} = 25000 \cdot 0,15 \cdot 12 \cdot 20 = 900$ тис. грн.;

Тоді

$$Z_{мс} = (1200 + 900) \cdot 10 + (125 + 75 + 900) \cdot 2 = 23000 \text{ тис. грн.}$$

Збитки від руйнування та пошкодження основних фондів, знищення майна та продукції:

$$Z_p = B_o + B_e, \quad (\text{П.5})$$

де B_o – втрати від пошкодження обладнання, яке знаходиться у зоні захисту відвідних каналів, за остаточною балансовою вартістю (вентилятор місцевого провітрювання ВМЕ-8, трансформаторна підстанція ТСВПМ-100/6-0,4/0,69, кабельна продукція). Підставивши значення отримаємо:

$$B_o = 135\,000 + 2\,700\,000 + 180\,000 = 3\,015 \text{ тис. грн.}$$

B_e – втрати на відновлення підземних виробок (50 % від вартості спорудження) загальною довжиною 370 м,

$$B_e = 65\,000 \cdot 0,5 \cdot 370 = 12\,025 \text{ тис. грн.}$$

$$Z_p = 3\,015 + 12\,025 = 15\,040 \text{ тис. грн.}$$

Збитки від невироблення продукції внаслідок припинення виробництва:

$$Z_n = D \cdot T \cdot Ц, \quad (\text{П.6})$$

де D – продуктивність ділянки, т/міс.;

T – період часу на ліквідацію наслідків вибуху та відновлення обладнання і підземних виробок, які знаходяться в зоні захисту відвідних каналів, міс.;

$Ц$ – вартість продукції, грн/т.

$$Z_n = 2000 \cdot 3,5 \cdot 1200 = 8400 \text{ тис. грн.}$$

Загальна величина очікуваного збитку від дії УПХ:

$$Z(A) = 23000 + 15040 + 8400 = 46440 \text{ тис. грн.}$$

Тоді

$$E_p = Z_e = (1 - 0,4) \cdot 25700 = 31620 \text{ тис. грн.}$$

Витрати підприємства на впровадження способу управління поширенням УПХ:

$$B = B_k + B_{кх}, \quad (\text{П.7})$$

де B_k – витрати на спорудження відвідних каналів довжиною 76 м;

$$B_k = 65\,000 \cdot 56 = 3640 \text{ тис. грн.}$$

$B_{кх}$ – витрати на спорудження хвилевідбивних камер об'ємом 84 м³;

$$B_{кх} = 6\,000 \cdot 84 = 504 \text{ тис. грн.}$$

Тоді

$$B = 3640000 + 504000 = 4144 \text{ тис. грн.}$$

Ефективність витрат підприємства на спорудження системи відвідних каналів та хвилевідбивних камер становитиме:

$$E = 31620000 / 4144000 = 7,6.$$

Соціальний ефект від провадження системи відвідних каналів та хвилевідбивних камер визначається зниженням ступеня базового ризику виникнення небезпечних ситуацій [332]:

$$P = T \cdot \Pi \cdot V_p, \quad (\text{П.8})$$

де P – ступінь ризику;

T – важкість та можливі наслідки небезпечної події;

Π – можливість нараження на небезпеку;

V_p – імовірність виникнення небезпечної події.

Значення T , Π , V_p визначається до впровадження способу управління поширенням УПХ та після його впровадження (табл. П.1).

Таблиця П.1 – Карта оцінювання ризиків в умовах дії УПХ при їх поширенні у протяжних спорудах

1	2	3	4	5	6	Оцінка базового ризику				11	Оцінка залишкового ризику			
						Імовірність (B_p)	Важкість (T)	Можливість нараження (II)	Ступінь базового ризику		Імовірність (B_p)	Важкість (T)	Можливість нараження (II)	Загальна оцінка
Дія	Джерело небезпеки	Можливі наслідки	Рівень ризику	Суб'єкт, що наражається на ризик	Навні заходи щодо попередження виникнення ризику	Імовірність (B_p)	Важкість (T)	Можливість нараження (II)	Ступінь базового ризику	Запропоновані попереджувальні дії	Імовірність (B_p)	Важкість (T)	Можливість нараження (II)	Загальна оцінка
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Аварійний вибух ГПС, поширення УПХ	Ударна повітря на хвиля	Смертельні та тяжкі нещасні випадки з працівниками; Пошкодження обладнання, руйнування конструктивних елементів виробки	25	Працівники, робочі місця яких розташовані за сполученням виробок, з боку головного напрямку	–	5	5	3	75	Спорудження відповідних каналів для гасіння УПХ, спорудження відповідних камер для перенаправлення УПХ у відповідні канали на сполученні ділянкових та головних виробок	2	3	1	6