

ВПЛИВ ГЕОМЕТРІЇ ВИХІДНОГО ПЕРЕТИНУ ВИБУХОЗАХИСНОГО ПРИБРОЮ НА ЕФЕКТИВНІСТЬ ЙОГО РОБОТИ

О.В. Драч, к.т.н., ст. викладач;

О.С. Кілиб, студент,

Конотопський інститут Сумського державного університету,

пр. Миру 26, м. Конотоп, 41600, Україна.

E-mail: olgadrach@mail.ru

Проведено чисельний експеримент поширення потоку полум'ягасного порошку із вибухозахисних систем шахт за допомогою програми ANSYS Fluent для визначення оптимальної геометрії вихідного перетину, котра є одним із параметрів системи, що має найбільший вплив на такі недоліки, як нерівномірне перекриття шахти та мала швидкість розповсюдження інгібітору.

***Ключові слова:** чисельний експеримент, ANSYS Fluent, двофазний потік, вибухозахисний пристрій, Realizable $k-\epsilon$.*

ВСТУП

У наш час гірничо-промисловість будь-якої країни має чимало прикладів катастрофічних вибухів метану з масовими людськими жертвами. Зокрема, дана проблема актуальна в Україні, особливо на Донбасі.

Забезпечити надійний захист персоналу шахт по всій мережі гірничих виробок можна шляхом гасіння спалахів метану безпосередньо в зоні осередку. Для цього слід використовувати розробки спеціальних засобів з примусовою подачею гасильного матеріалу в осередок спалаху (вибуху) у момент його виникнення. Серед існуючих систем в якості прикладу можна навести комплекс автоматичного запобігання аварійним ситуаціям КАПАС, автоматичні системи придушення вибухів АСВП-ЛІВ та СЛІВА, пневматичний вибухозахисний комплекс КВПШ.

Усі ці системи мають у своєму складі дві ключові складові – чутливий елемент та пристрій для придушення полум'я (вибуху). Останній зазвичай представляє собою контейнер з порошкоподібним інгібітором, котрий здатен практично миттєво (час менше 0,1 секунди) подавити вибух на його первинній стадії, коли тільки сталося займання метаноповітряної суміші і ще не настав процес переходу горіння у вибух. Цей процес відбувається за рахунок подачі полум'ягасного порошку в зону спалахування.

Дана робота зосереджується на ряді виявлених при експлуатації недоліків, серед яких нерівномірність подачі порошку з контейнера, нерівномірне перекриття шахти, а також мала швидкість розповсюдження інгібітору. Метою роботи є проведення математичного розрахунку поширення потоку полум'ягасного порошку за допомогою програми ANSYS FLUENT для визначення оптимальної геометрії вихідного перетину вибухозахисного пристрою, котра є одним із параметрів системи, що має найбільший вплив на вказані недоліки.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ

1 Вибір методу розрахунку течії

Модель витoku порошку, що знаходиться в СЛІВА в порожнину штреку, заповнену повітрям є двофазною дисперсною моделлю [1]. Моделювання двофазового потоку набагато складніше ніж однофазного, оскільки при розв'язанні необхідно додатково враховувати члени, що

регулюють обмін масою і енергією між фазами. Ці додаткові члени встановлені емпіричним шляхом і постійно уточнюються.

При описанні течії порошку в каналі штреку використовувались наступні допущення:

1) розміри включень дисперсної фази (порошку) в багато разів більше молекулярно-кінетичних розмірів, тобто дані включення мають велику кількість молекул;

2) розміри вказаних включень в багато разів менше відстаней на котрих осереднені або макроскопічні параметри фаз.

Розрахунок проводився за допомогою програми ANSYS FLUENT за двопараметричною напівемпіричною моделлю (Realizable $k - \varepsilon$).

Ця модель широко використовується для вирішення практичних задач з тих пір як була вперше запропонована Лаундером і Сполдінгом. Вона є помилкостійкою, економічною і достатньо точною для широкого діапазону турбулентних потоків. Realizable $k - \varepsilon$ модель розв'язує декотрі математичні обмеження Рейнольдсових напруг, які мають місце в турбулентних течіях. Вона більш точно, порівняно з іншими моделями, дозволяє більш точно розраховувати течії що обертаються, пограничні шари що підлягають сильним градієнтам тиску, відривні течії та рециркуляційні течії. Realizable $k - \varepsilon$ модель показує істотну перевагу перед стандартною $k - \varepsilon$ моделлю турбулентності для викривлених, вихорових і для течій що обертаються. Практичні дослідження показали її явні переваги при розв'язанні течій, які характеризуються наявністю відривних течій, та потоки в яких мають місце розвинуті вторинні течії.

2 Рівняння осередненої течії

Розподіл середньої швидкості, тиску і скалярних величин описуються наступними рівняннями [40].

Рівняння нерозривності:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

рівняння збереження кількості руху:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho u_i u_j) + g_i, \quad (2)$$

рівняння для температури (концентрації):

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + U_j \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (-\rho u_i \bar{I}) + S_\Phi, \quad (3)$$

рівняння стану:

$$\rho = \rho(\Phi), \quad (4)$$

де Φ – середнє значення скалярної величини, а I – її пульсаційна складова. Величини Φ і I можуть означати як концентрацію, так і температуру. Член S_Φ являє собою об'ємну щільність джерел і характеризують, наприклад, виникнення тепла. У виразах (2), (3)

опущені члени молекулярного переносу $\frac{\mu \partial U_i}{\partial x_j}$ і $-\frac{\lambda \partial \Phi}{\partial x_i}$, оскільки за великих чисел Рейнольдса всюди, окрім ділянок, які безпосередньо знаходяться біля стінок, ці члени настільки малі у порівнянні з турбулентними членами $-\overline{\rho u_i u_j}$ і $-\overline{\rho u_i I}$, що ними можна знехтувати. В'язкий підшар тут не розглядається, тому що рівняння зазвичай розв'язуються лише в точках поза ним. Нас і надалі цікавитиме течія на деякому віддаленні від стінок і в'язкого підшару. Для нього всі величини знаходяться за відомими емпіричними законами (наприклад, логарифмічному закону стінки).

Для того щоб розв'язати рівняння (1) – (4) і тим самим розрахувати турбулентну течію, в першу чергу необхідно визначити турбулентні, або рейнольдсові, напруги $-\overline{\rho u_i u_j}$ і потоки тепла або маси $-\overline{\rho u_i I}$ саме тут і вводиться Realizable $k - \varepsilon$ модель турбулентності, котра виражає кореляційні моменти визначеного рівня через характеристики осередненої течії.

Одним з понять на яких базується Realizable $k - \varepsilon$ модель є поняття турбулентної в'язкості і турбулентної дифузії. Для течій загального вигляду введена Буссінеском турбулентна в'язкість, яка пов'язує напруги Рейнольдса з градієнтами швидкостей осередненої течії, може бути записана наступним чином:

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (5)$$

Член з символом Кронекера δ_{ij} є необхідним для того щоб сума трьох нормальних напруг ($i = j = 1, 2, 3$) дорівнювала подвійній кінетичній енергії турбулентності k , котра знаходиться як $\frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$. Множник ν_t і є коефіцієнт турбулентної в'язкості. Для течії в каналі, як це і є в нашому випадку, цей коефіцієнт має приблизно параболічний розподіл по радіусу. Так як ця величина є непостійною то вираз (1.11) сам по собі тільки визначає структуру моделі турбулентності. Основна задача полягає в тому щоб правильно задати функцію ν_t .

Поняття турбулентної дифузії передбачає наступне співвідношення між турбулентним переносом маси або тепла і градієнтом субстанції що переноситься:

$$-\overline{u_i I} = \Gamma_t \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}, \quad (6)$$

де Γ_t – коефіцієнт турбулентної дифузії для тепла або маси. Подібно до турбулентної в'язкості коефіцієнт турбулентної дифузії Γ_t не є особистою характеристикою течії, а залежить від стану турбулентності. В моделі турбулентності Realizable $k - \varepsilon$ використовується величина σ_t , яка називається турбулентним числом Прандтля – Шмідта і пов'язана з коефіцієнтами турбулентної в'язкості та турбулентної дифузії наступним співвідношенням:

$$\Gamma_t = \frac{\nu_t}{\sigma_t}, \quad (7)$$

Експерименти показали, що на відміну від самих коефіцієнтів турбулентної дифузії та турбулентної в'язкості, їх співвідношення σ_t дуже слабо змінюється в рамках одної течії. Тому в моделі Realizable $k - \varepsilon$ використовується співвідношення (1.12), і турбулентне число Прандтля – Шмідта приймається постійним.

Для моделі $k - \varepsilon$ є важливим використання такого масштабу як \sqrt{k} , де $k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_j}$ – щільність кінетичної енергії турбулентності. Співвідношення між щільністю кінетичної енергії турбулентності і турбулентною в'язкістю подається у виразі Колмогорова – Прандтля

$$\nu_t = c'_\mu \sqrt{k} L, \quad (8)$$

де c'_μ – емпірична константа. Для великих чисел Рейнольдса з рівнянь Нав'є – Стокса знаходимо точне рівняння переносу:

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[u_i \left(\frac{u_i u_j}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \\ &- \beta g_i u_i I - \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = D - p - G - \varepsilon. \end{aligned} \quad (9)$$

Похідна енергії урівноважується наступними членами: конвективним переносом за рахунок осередненої течії (другий член в лівій частині рівняння); дифузійним переносом, обумовленим пульсаціями швидкості і тиску (член D в правій частині рівняння); генерацією енергії, викликаною взаємодією напруг Рейнольдса і градієнтів середньої швидкості (член p), в'язкою дисипацією енергії в тепло (член p). Член G описує перехід кінетичної турбулентної енергії в потенційну і навпаки (β – об'ємний коефіцієнт розширення).

Для замикання системи рівнянь вводяться наступні модельні співвідношення для дифузного і дисипативного членів:

$$\overline{u_i \left(\frac{u_i u_j}{2} + \frac{p}{\rho} \right)} = \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i}, \quad (10)$$

$$\varepsilon = c_D \frac{k^{\frac{3}{2}}}{L}, \quad (11)$$

де σ_k і σ_D – емпіричні константи.

З урахуванням виразів (5) і (6), а також виразів для $\overline{u_i u_j}$ і $\overline{u_i I}$, k – рівняння запишеться так:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \beta g_i \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} - c_D \frac{k^{\frac{3}{2}}}{L}, \quad (12)$$

Значення емпіричних констант $c'_\mu \cdot c_D \approx 0,08$ і $\sigma_k = 1$ [1], так як важливий саме добуток c'_μ і c_D , а не кожен з множників окремо.

У виразі Колмогорова – Прандтля і дисипативному члені k – рівняння (12) має місце лінійний масштаб L , котрий має бути заданий для

замикання моделі турбулентності. Для пристінних приграничних шарів (але поза в'язким підшаром) логарифмічний профіль швидкості задається співвідношенням

$$L = \left(\frac{c_D}{c_\mu^3} \right)^{\frac{1}{4}} xy, \quad (13)$$

Для течії в каналі, як в нашому випадку можна скористатися виразом:

$$\frac{L}{r} = c_L \operatorname{erf} \left(4 \frac{x}{r} \right), \quad (14)$$

де r – радіус, а $c_L = 0.105$ – емпірична константа.

Але в більшості випадків дуже важко вираховувати точно лінійний масштаб L . Тому можливе використання будь якої комбінації виду $Z = k^m L^n$. В нашій моделі використовується швидкість дисипації енергії $\varepsilon \approx \frac{k^{\frac{3}{2}}}{L}$, так що $m = \frac{3}{2}$, $n = 1$.

Виходячи з рівнянь Нав'є – Стокса для швидкості дисипації енергії можна записати наступний вираз:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_l \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} = - \frac{\partial}{\partial x_l} (\overline{u_l \varepsilon'}) - 2\nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_l} \frac{\partial u_k}{\partial x_l}} - 2 \left(\nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l \partial x_l} \right)^2, \quad (15)$$

де ε' – пульсація швидкості дисипації, перший і другий члени у лівій частині рівняння – похідна швидкості дисипації за часом і конвективний перенос відповідно, а члени в правій частині рівняння – відповідно дифузійний перенос, генерація за рахунок розтягнення вихрових трубок і в'язка дисипація. Для замикання рівняння (15) необхідні модельні припущення про члени, які характеризують дифузію, генерацію і дисипацію. Для дифузного члена приймається градієнтне припущення:

$$-u_l \varepsilon' = \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l}, \quad (16)$$

Тут перший і другий члени в лівій частині рівняння представляють похідну швидкості дисипації енергії за часом і конвективний перенос, а члени в правій частині рівняння позначають відповідно дифузійний перенос, генерацію і дисипацію.

Перейдемо до членів, які описують генерацію і дисипацію завихореності під дією відповідно турбулентного саморозтягнення вихрових трубок і сил в'язкості. Ці члени не підлягають самостійному моделюванню, бо обидва вони прямують до нескінченності за $Re \rightarrow \infty$, тоді як різниця залишається скінченною і може бути задана модельним виразом. Ми використовуватимемо наступне модельне припущення, яке узгоджується з даними про турбулентність за сіткою і забезпечують появу джерела, необхідного для зсувових течій:

$$-2\nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_l} \frac{\partial u_k}{\partial x_l}} - 2 \left(\nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l \partial x_l} \right)^2 = \left(c_{1\varepsilon} \frac{P}{\varepsilon} - c_{2\varepsilon} \right) \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (17)$$

де p репрезентує генерацію k , визначену рівнянням (12), а $c_{1\varepsilon}$ і $c_{2\varepsilon}$ – емпіричними константами.

З урахуванням всіх модельних припущень в рівнянні (17) ε – рівняння прийме вигляд:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_l \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (p + G) \frac{p}{\varepsilon} - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (18)$$

Вирази для турбулентної в'язкості і турбулентної дифузії будуть виглядати наступним чином:

$$\nu_t = c_\mu \frac{k}{\varepsilon}, \quad (19)$$

$$\Gamma_t = \frac{\nu_t}{\sigma_t}. \quad (20)$$

Емпіричні константи, що використовувалися у розрахунках, подані у таблиці 1.

Таблиця 1 – Емпіричні константи

c_μ	$c_{1\varepsilon}$	$c_{2\varepsilon}$	σ_k	σ_ε	σ_{energy}	σ_{wall}
Див. рис. 1	1.44	1.9	1	1.2	0.85	0.85

На рис. 1.1 показана відповідність розрахункових даних за поданою моделлю даним, що були одержані експериментальним шляхом.

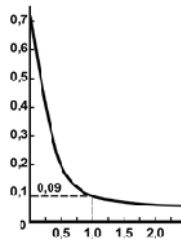


Рисунок 1 – Емпірична функція $C_\mu = \bar{\nu}_t / \bar{k} \bar{\varepsilon}$

РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЕЛЬНИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ

Розрахунок характеру розповсюдження потоку інгібітору по штреку шахти, заповненого повітрям, проведено за допомогою чисельного моделювання у середовищі програмного забезпечення ANSYS FLUENT 14.0.

Для проведення аналізу застосовано ряд спрощень. По-перше, модель для розрахунків представляє собою двовимірну площину. Це дозволило суттєво зменшити кількість ресурсів, необхідних для обчислювання, що призвело до збільшення швидкості отримання результатів, які, незважаючи на спрощення, є достатньо точними для того, щоб зробити попередні висновки, на основі яких можна проводити більш глибокий аналіз.

По-друге, у моделі вибухозахисного пристрою відсутні блок датчиків, контейнер для збереження інгібітору та система подачі полум'ясного порошку в зону спалаху. Моделювання роботи цих вузлів без включення всіх їх ланок можна провести, знаючи ряд основних параметрів, які були отримані при випробуванні реальних систем. Зокрема, тиск газу, який виштовхує інгібітор у штрек сягає 120 ата і вище, а час, який витрачається на викид основної маси порошку становить 10-30 мс, після чого настає процес його розповсюдження по шахті. Відштовхуючись від цих даних, можна спростити систему подачі, замінивши її поверхнею із

граничними умовами, змінними у часі, тобто, моделювати поширення порошку за допомогою змінних тиску і концентрації.

Проведення чисельного експерименту у рамках дослідження складалося з кількох етапів: побудова геометрії моделі, генерація розрахункової сітки, задання вихідних даних для розрахунку, проведення самого розрахунку і обробки результатів.

Вся робота проводилась у середовищі ANSYS WorkBench. Модель була створена за допомогою програми DesignModeler, імпортована в Meshing. Далі сітка моделі додатково деталізована в зоні вибухозахисного пристрою і оптимізована для роботи у Fluent. Кінцевий варіант налічує більше 80000 комірок.

У ході експерименту досліджено декілька варіантів виконання геометрії вихідного перетину вибухозахисного пристрою і декілька часових проміжків, які дозволяють порівняти швидкість і перекриття розповсюдження інгібітору.

У першому варіанті вихідний переріз представлено у формі простого циліндра. Він слугує відправною точкою, з якою порівнюються наступні результати. Геометрія моделі представлена на рис. 2. Також на цьому і наступних рисунках зображено фронт розповсюдження інгібітору, який представляє собою контур з максимальною концентрацією гасильного порошку, що розповсюджується по штреку. На рис. 2-4 видно, що основна маса потоку щільно сконцентрована і не в змозі перекрити шахту за відведений час. Так, через 50 мс коефіцієнт перекриття становить ~22%, через 100 мс – 43%. За цей час потік майже досяг кінця тестової моделі, довжиною 20 м, при чому значна частина контуру знаходиться поза фронтом, чим суттєво зменшує ефективність заповнення штреку. Зміна тиску виштовхування слабо впливає на розповсюдження потоку.

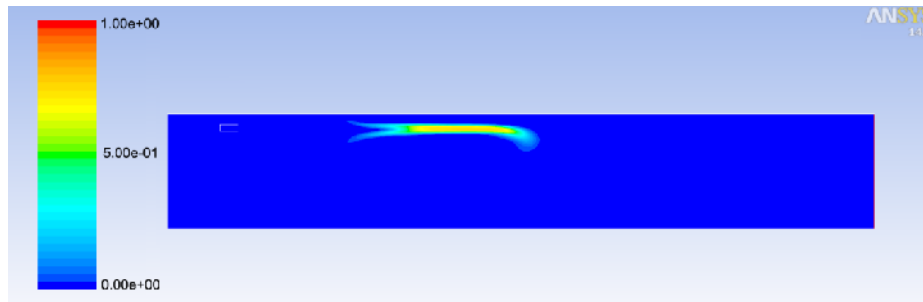


Рисунок 2 – Циліндричний вихідний перетин, $t = 50$ мс, $P_1 = 120$ атм

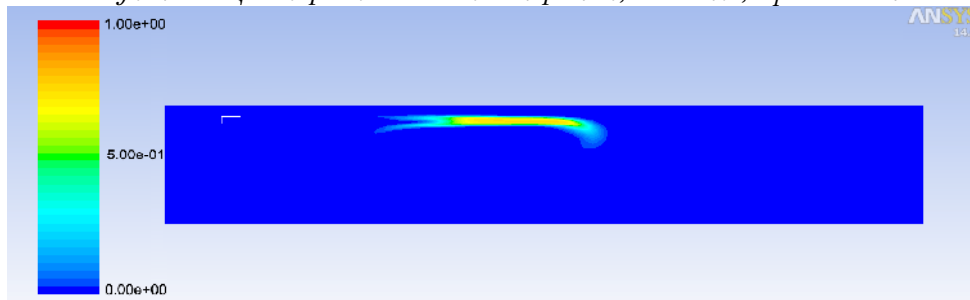


Рисунок 3 – Циліндричний вихідний перетин, $t = 50$ мс, $P_2 = 160$ атм

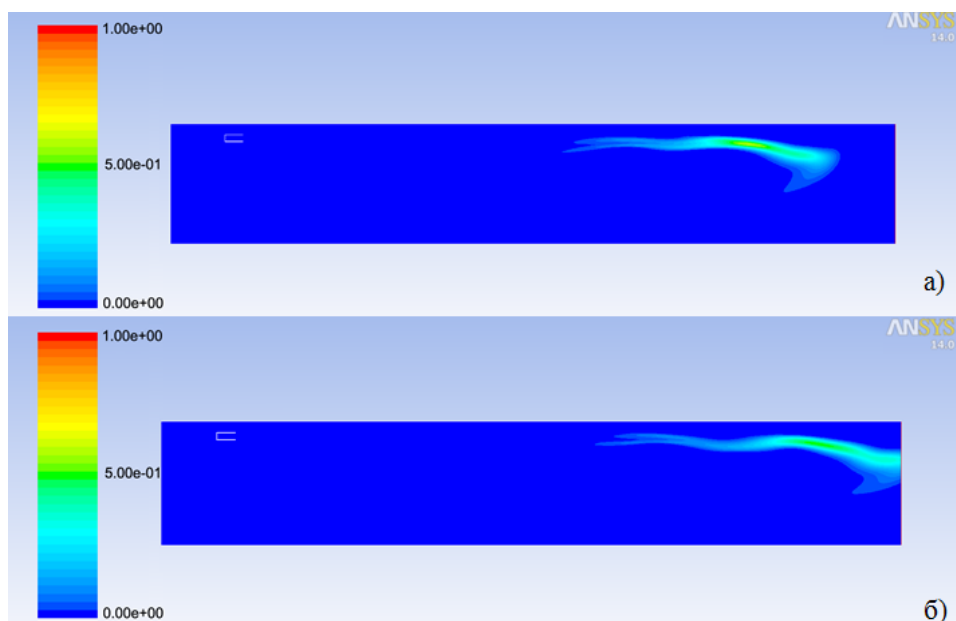


Рисунок 4 – Циліндричний вихідний перетин, $t = 100$ мс, $P_1 = 120$ ата (а) і $P_2 = 160$ ата (б)

У другому варіанті використана конусоподібна модель вихідного перетину. Це дозволило значно збільшити швидкість перекриття. Крім того, фронт більш рівномірно заповнює штрек шахти, ефективно використовуючи об'єм порошку. При $t = 50$ мс коефіцієнт перекриття становить 58% перетину, при $t = 100$ мс – 94%. Але, як і у попередньому випадку, спостерігається невеликий осередок підвищеної концентрації, що знаходиться поза фронтом. Процес розповсюдження показаний на рис. 5 – 6.

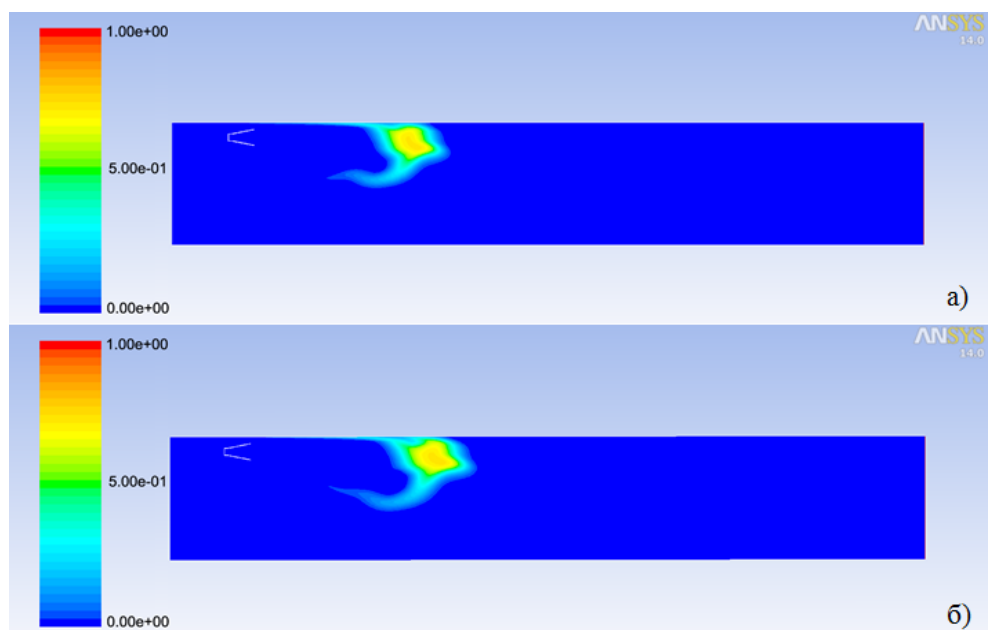


Рисунок 5 – Конусоподібний вихідний перетин, $t = 50$ мс, $P_1 = 120$ ата (а) і $P_2 = 160$ ата (б)

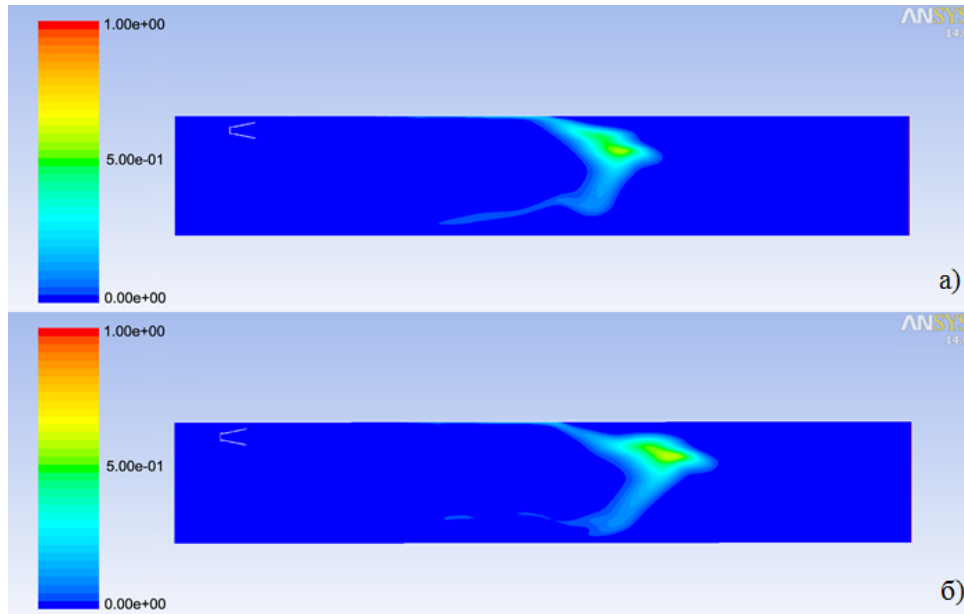


Рисунок 6 – Конусоподібний вихідний перетин, $t = 100$ мс, $P_1 = 120$ ата (а) і $P_2 = 160$ ата (б)

Третій варіант також представляє собою конусоподібну модель, але з розсіювальною решіткою. Вона розбиває потік інгібітору на дві частини, що можна побачити на рисунках 7 – 8. Це підвищує ефективність розсіювання порошку, в результаті чого коефіцієнт перекриття штреку через 100 мс сягає 96%. При чому, можна побачити, що коефіцієнт нерівномірності менший, ніж у попередніх випадках.

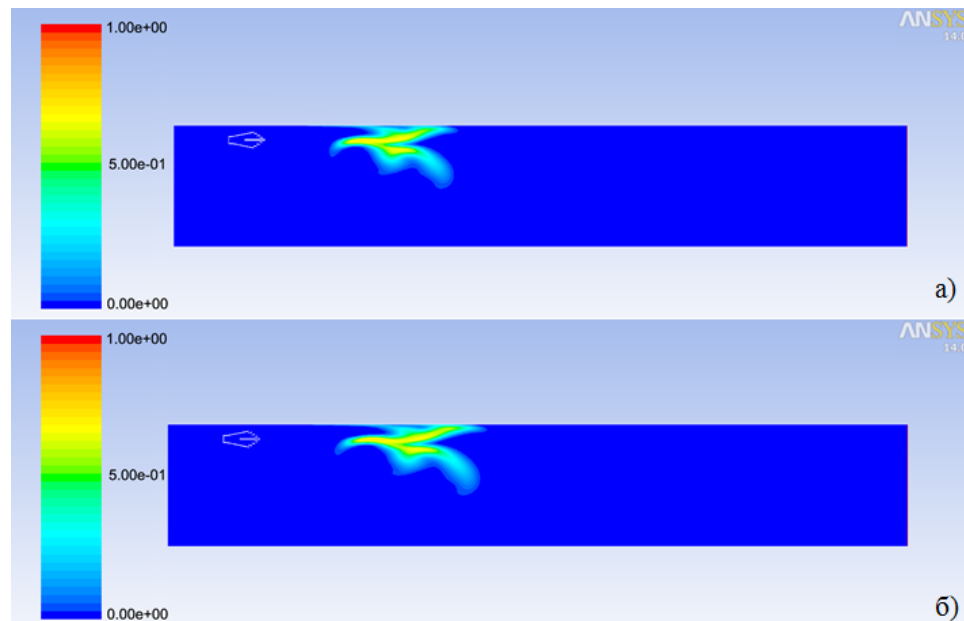


Рисунок 7 – Конусоподібний вихідний перетин з решіткою, $t = 50$ мс, $P_1 = 120$ ата (а) і $P_2 = 160$ ата (б)

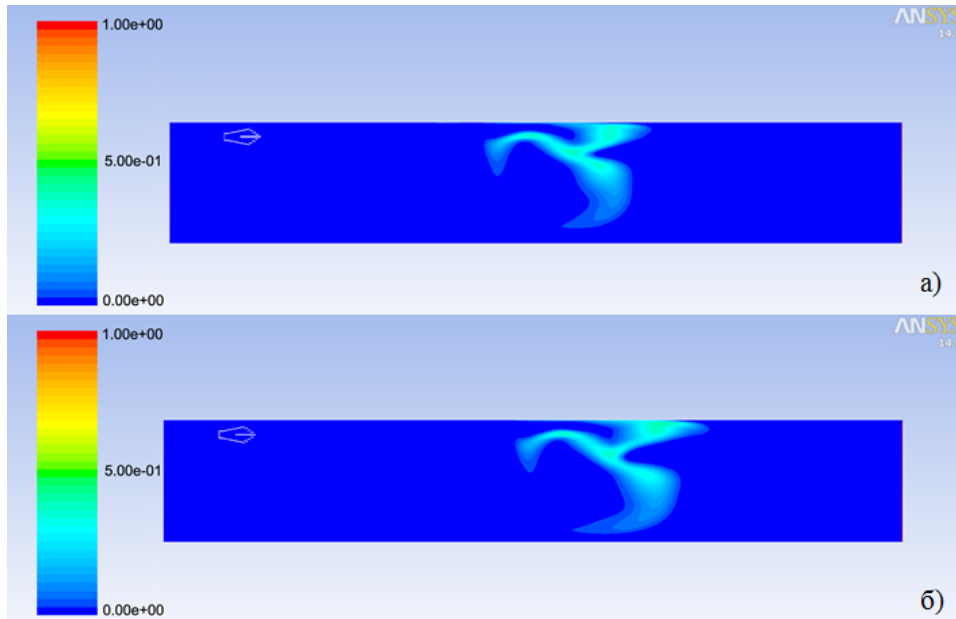


Рисунок 8 – Конусоподібний вихідний перетин з решіткою, $t = 100$ мс, $P_1 = 120$ ата (а) і $P_2 = 160$ ата (б)

В усіх розглянутих варіантах також можна відмітити, що збільшення тиску, з яким відбувається виштовхування інгібітору, здатне підвищити швидкість перекриття штреку. Проте, це не завжди може бути доцільним, оскільки підвищення тиску більш ніж на 30% дозволило досягти попереднього рівня перекриття лише на 10 мс швидше.

Значення перекриття штреку, які необхідні для порівняння варіантів, наведені у таблиці 2.

Таблиця 2 – Ефективність перекриття штреку при різних варіантах геометрії вихідного перетину вибухозахисного пристрою

Модель	Час розповсюдження,			
	50 мс		100 мс	
	Тиск виштовхування, P			
	120 ата	160 ата	120 ата	160 ата
Циліндрична	22%	25%	43%	44%
Конусоподібна	58%	60%	85%	94%
Конусоподібна із розсіювальною решіткою	52%	59%	88%	96%

Проаналізувавши проведені розрахунки, можна прийти до висновку, що оптимальним варіантом є варіант № 3, де геометрія вихідного перетину має конусоподібний вигляд із додатковою розсіювальною решіткою. Це дозволяє суттєво збільшити ефективність і швидкість перекриття шахти інгібітором.

ВИСНОВКИ

У даній роботі за допомогою чисельного експерименту досліджено три варіанти геометрії вихідного перетину вибухозахисного пристрою.

Найефективнішим і рекомендованим до використання виявився кінцевий вихідний перетин із розсіювальною решіткою. За умови, що тиск газу, який виштовхує інгібітор становить 120 ата, коефіцієнт перекриття

штреку сягає 52% вже через 50 мс після початку подачі полум'ягасного порошку в зону спалаху. А при $\tau = 100$ мс отримано значення 88%. При підвищенні тиску до 160 ата, переріз перекриття становив відповідно 59% і 96%.

Також показано, що подана модель вихідного перетину має найоптимальніший характер розповсюдження інгібітору, без явних осередків з підвищеною концентрацією, що дозволяє оптимально використовувати весь його об'єм для локалізації вибуху.

Варто відмітити, що в зв'язку з використанням емпіричних констант і ряду спрощень, серед яких використання двовимірної моделі та моделювання поширення порошку з вибухозахисного пристрою за допомогою змінних тиску і концентрації, отримані дані потребують експериментальної перевірки в подальшому.

IMPACT OF OUTLET CROSS-SECTION GEOMETRY ON OPERATING EFFICIENCY OF EXPLOSION SUPPRESSION SYSTEM

O.V. Drach, O.S. Kilyb,

Konotop Institute of Sumy State University, Konotop

E-mail: olgadrach@mail.ru

The numerical experiment on the distribution of inhibitor coming out of mine explosion suppression system was conducted using the ANSYS Fluent software to determine

the optimal outlet cross-section geometry which is one of the most influential parameters of the explosion suppression system that affects the inhibitor distribution speed and spread.

Keywords: *numerical experiment, ANSYS Fluent, two-phase flow, explosion suppression system, Realizable k- ϵ .*

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ВЫХОДНОГО СЕЧЕНИЯ ВЗРЫВОПОДАВИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЕГО РАБОТЫ

О.В. Драч, О.С. Кильб,

Конотопский институт Сумского государственного университета, г. Конотоп,

пр. Мира 26, г. Конотоп, 41600, Украина.

E-mail: olgadrach@mail.ru

Проведён численный эксперимент распространения потока огнетушащего порошка из взрывозащитных систем шахт с помощью программы ANSYS Fluent для определения оптимальной геометрии выходного сечения, что является одним из параметров системы, который имеет наибольшее влияние на такие недостатки, как неравномерное перекрытие шахты и малую скорость распространения ингибитора.

Ключевые слова: *численный эксперимент, ANSYS Fluent, двухфазный поток, взрывозащитная система, Realizable k- ϵ .*

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Часть 1 : учеб. пособ. / Р. И. Нигматулин. – Москва : Наука. Гл. ред. Физ.-мат. Лит., 1987. – 464 с.
2. Бруйка В. А. Инженерный анализ в ANSYS Workbench : учеб.пособ. / [В. А. Бруйка, В. Г. Фокин, Е. А. Солдусова и др.]. – Самара: Самар. гос. техн. ун-т, 2010. – 271 с.
3. ANSYS FLUENT 14.0 Tutorial Guide – ANSYS, Inc. Southpointe, 2011. – 1146 с.
4. ANSYS FLUENT 14.0 Getting Started Guide – ANSYS, Inc. Southpointe, 2011. – 26 с.

Надійшла до редакції 26 червня 2013 р.