

УДК 632.954

В.М. Поліщук

М.Н.С.

ННЦ "Інститут механізації та електрифікації  
сільського господарства" УААН**ОБГРУНТУВАННЯ ВИБОРУ ТЕОРІЇ ДВОФАЗНОГО РУХУ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ ВИТРАТИ РОБОЧОЇ РІДИНИ В ПНЕВМОМЕХАНІЧНОМУ ОБПРИСКУВАЧІ**

*У статті розглянуті спрощені теорії двофазного руху, проведений аналіз їх переваг і недоліків, а також зроблена спроба примінити їх для розрахунку витрати робочої рідини в пневмомеханічному обприскувачі.*

Відомо, що малооб'ємне обприскування (МО) має значні переваги порівняно зі звичайним. Найголовніша з них полягає у виграші в строках обприскування. Крім того, зменшуються затрати робочого часу і палива як на саме обприскування, так і на допоміжні операції; скорочується кількість агрегатів і робітників, задіяних на допоміжних операціях (транспортування робочої рідини). МО з примусовим осадженням краплин повітряним потоком дає можливість використовувати дрібніші, тобто ефективніші краплини, поліпшити проникнення їх у рослинний покрив та рівномірно обробити ними рослини, менше забруднювати навколишнє середовище. В ННЦ "Інститут механізації та електрифікації сільського господарства" УААН розроблений пневмомеханічний малооб'ємний обприскувач з пневматичним осадженням краплин, дискові розпилювачі якого здійснюють дрібнокраплинний розпил робочої рідини з дисперсністю 90...240 мкм ММД і мають показник полідисперсності 1,6–2,52, що в 2...3 рази менший порівняно з гідравлічними розпилювачами, і практично повністю виключаються витрати пестицидів від скочування краплин з листків на землю, а отже, значно підвищується ефективність їх використання. Він об'єднує в собі переваги малооб'ємних обприскувачів і обприскувачів з примусовим осадженням краплин. В пневмомеханічному обприскувачі застосовується пневматичне осадження краплин, яке виключає втрати робочої рідини від випаровування і знесення вітром мілкодисперсних краплин. При обприскуванні польових культур пневмомеханічним обприскувачем з'являється можливість працювати на протязі робочої зміни з однією заправкою бака робочою рідиною, оскільки цей обприскувач дозволяє використовувати малі норми внесення робочої рідини, що зменшує витрати паливо-мастильних матеріалів і трудових ресурсів. В пневмомеханічному обприскувачі витрата рідини має становити 5...50 л/га, а то і менше, а це значить, що окрім того, що витрата рідини дуже мала, вона ще повинна й регулюватись у відносно великих межах, тобто змінюватись більше ніж у 10 разів. Отже, постає питання надійного дозування робочої рідини у пневмомеханічному обприскувачі [1].

У системах дозування і транспортування пневмомеханічного обприскувача робоча рідина до розпилювачів доставляється повітряним потоком [1]. Тому можна стверджувати, що двофазний рух є основним режимом руху робочої рідини і повітря в комунікаціях пневмомеханічного обприскувача.

Двофазні течії підкоряються всім основним законам гідродинаміки, однак рівняння більш складні і більш численні, ніж у випадку однофазних течій. Методи аналізу двофазних течій розділяються на кілька класів у порядку зростання їхньої складності в залежності від обсягу інформації, необхідної для опису течії [2, стор. 21]. Для обробки експериментальних результатів і оцінки розрахункових параметрів можуть виявитися цілком придатними прості аналітичні моделі (гомогенна, роздільного руху, потоку дрейфу, графічні моделі). Значно складніше трьохпараметричне рівняння враховує взаємодію сил, що виникають на поверхні розділу фаз, але через складність в розрахунках воно використовується головним чином для визначення коефіцієнтів для простих аналітичних моделей [3, стор. 86], тому в даній статті дане рівняння не розглядатиметься.

Теорія гомогенного руху дає найпростіший метод дослідження двофазного руху [2, стор. 33]. У цій моделі приймається, що двофазний потік поводитьсь як однофазна гомогенна суміш [3, стор. 58]. У ній розглядаються відповідні середні властивості і вся суміш вважається деяким псевдобезперервним середовищем, яке описується рівняннями однофазного потоку. Структура потоку детально не розглядається, а режими рухів вважаються абсолютно ідентичними. При цьому можуть використовуватися всі звичайні методи гідромеханіки. Для

аналізу необхідні середні параметри: швидкість, термодинамічні властивості (температура, щільність), переносні властивості (в'язкість). Ці удавані властивості є середньозваженими і не обов'язково відповідають властивостям окремої фази. Визначення відповідних властивостей дуже часто треба починати з більш складних рівнянь і приведення їх до виду рівнянь однофазного потоку. Розходження швидкостей і температур фаз звичайно обумовлює взаємний обмін кількістю руху, теплом і масою. Часто ці процеси протікають дуже швидко, особливо в тих випадках, коли одна з фаз диспергована в іншу і коли можна зробити припущення про досягнення рівноваги. У цьому випадку середні значення швидкостей обох фаз рівні. Результуючі співвідношення прості за формою та у вживанні, однак у багатьох випадках доцільно перевірити справедливність припущень шляхом використання більш точних методів [2, стор. 33].

Теорія гомогенного руху стає неточною в умовах різкого прискорення і зміни тиску. Неправомірність теорії гомогенного руху в деяких випадках цілком очевидна. Наприклад, протитечийний вертикальний рух, обумовлений силою ваги, що діє на фази з різною щільністю, не може бути описаний з використанням відповідної "середньої" швидкості. Модель гомогенного руху найприйнятніша при розрахунку дисперсних систем [2, стор. 33-34].

У моделі потоку дрейфу увага зосереджена на характерному відносному русі фаз [2, стор. 21-22]. Ця теорія широко використовується при дослідженні бульбашкових, снарядних, крапельних потоків, а також різного виду емульсій [2, стор. 110].

Теорія роздільного руху розглядає потоки кожної фази окремо, вони можуть мати різні властивості і швидкості. Записуються рівняння кількості руху і енергії для кожної фази при врахуванні міжфазних зв'язків. При цьому робляться такі припущення [3, стор. 50]:

1) дві фази рухаються в каналі окремо, при умові, що рідка фаза займає площу поперечного перерізу  $(1-\alpha)A$ , а газова фаза –  $\alpha A$ . Тут відносний об'ємний витратний газоміст  $\alpha$  являє собою середнє по поперечному перерізу значення. Місцеве значення  $\alpha$  може коливатись від 0 до 1;

2) у межах кожної ділянки густина постійна і дорівнює густині відповідної фази. Швидкість і масова швидкість приймаються постійними по всій ділянці. Це припущення особливо невідповідне в двофазній системі, коли профілі швидкості бувають дуже витягнутими (існують піки). Однак застосування даного припущення має загальний характер (до нього настільки звикли, що його рідко піддають сумніву і навіть не обумовлюють випадки його застосування);

3) дотична напруга на стінці каналу  $\tau_0$  постійна і не залежить від положення по периметру каналу, а також від того, яка фаза знаходиться в контактi з твердою поверхнею;

4) поверхня розділу фаз гладка і не містить хвиль.

Існує декілька моделей двофазного руху, в основу яких покладена теорія роздільного руху. До них відносяться моделі Локкарта–Мартінееллі, Уолліса, роздільного циліндричного руху.

Модель Локкарта–Мартінееллі була розроблена Мартінееллі, Локкартом, Нельсоном та ін. в період 1944–1949 рр. [2, стор. 67; 3, стор. 60] для горизонтальної течії [2, стор. 386]. В основу моделі була покладена спроба розглядати втрати тиску на тертя в двофазному русі при відсутності взаємодії між фазами. Теоретичне обґрунтування такого підходу не можна вважати задовільним, тому що модель треба розглядати як чисто емпіричну [3, стор. 61]. Співвідношення для втрат тиску на тертя визначається із припущення, що при заданих витратах газу і рідини відомий спосіб визначення градієнта тиску, що мали б місце при русі по трубі тільки однієї з фаз. Після цього визначаються нові перемінні у функції відношення дійсного градієнта тиску (на тертя)  $dP_F/dz$  при відсутності фазових перетворень, прискорення і масових сил до величини градієнта тиску для кожного компонента окремо ( $(dP_F/dz)_f$  чи  $(dP_F/dz)_g$ ), які назвали параметрами Мартінееллі, або параметрами двофазності [2, стор. 67]:

$$\phi_f^2 = \frac{dP_F/dz}{(dP_F/dz)_f}; \quad (1)$$

$$\phi_g^2 = \frac{dP_F/dz}{(dP_F/dz)_g}. \quad (2)$$

де  $\phi_g, \phi_f$  – параметри двофазності Мартінееллі;

$dP_f/dz$  – втрата тиску на тертя, Па/м;

$(dP_f/dz)_f, (dP_f/dz)_g$  – втрата тиску на тертя для рідини і газу, Па/м.

Параметр двофазності  $\phi^2$  характеризує взаємний вплив фаз, оскільки поверхня розділу фаз в рідинно-газовій суміші не являє собою гладку стінку із заданою шорсткістю. Вона постійно вкрита хвилями рідини, які визначають шорсткість поверхні розділу фаз і від якої залежить опір, що робиться газовому ядру. Амплітуда цих хвиль залежить від товщини плівки, швидкості руху газового ядра, в'язкості газу і рідини, та інших факторів [3, стор. 139].

Якщо нема потоку газу, то [2, стор. 67]

$$\frac{1}{\phi_f^2} = 1, \quad \frac{1}{\phi_g^2} = 0, \quad (3)$$

а якщо нема потоку рідини, то

$$\frac{1}{\phi_f^2} = 0, \quad \frac{1}{\phi_g^2} = 1. \quad (4)$$

У критичній точці, де фази нерозрізнені, співвідношення між параметрами  $\phi_f$  і  $\phi_g$  зазначеної моделі має вигляд:

$$\frac{1}{\phi_f^2} + \frac{1}{\phi_g^2} = 1, \quad (5)$$

для ламінарного потоку і

$$\left(\frac{1}{\phi_f^2}\right)^{8/7} + \left(\frac{1}{\phi_g^2}\right)^{8/7} = 1 \quad (6)$$

для турбулентного потоку.

Кінцева мета розробленої методики складається в побудові графіків залежності  $\phi_g^2$  і  $\phi_f^2$  від параметра  $X$ , що визначається таким рівнянням:

$$X^2 = \frac{\phi_g^2}{\phi_f^2} = \frac{(dP/dz)_f}{(dP/dz)_g}. \quad (7)$$

і представлена на рис.1.

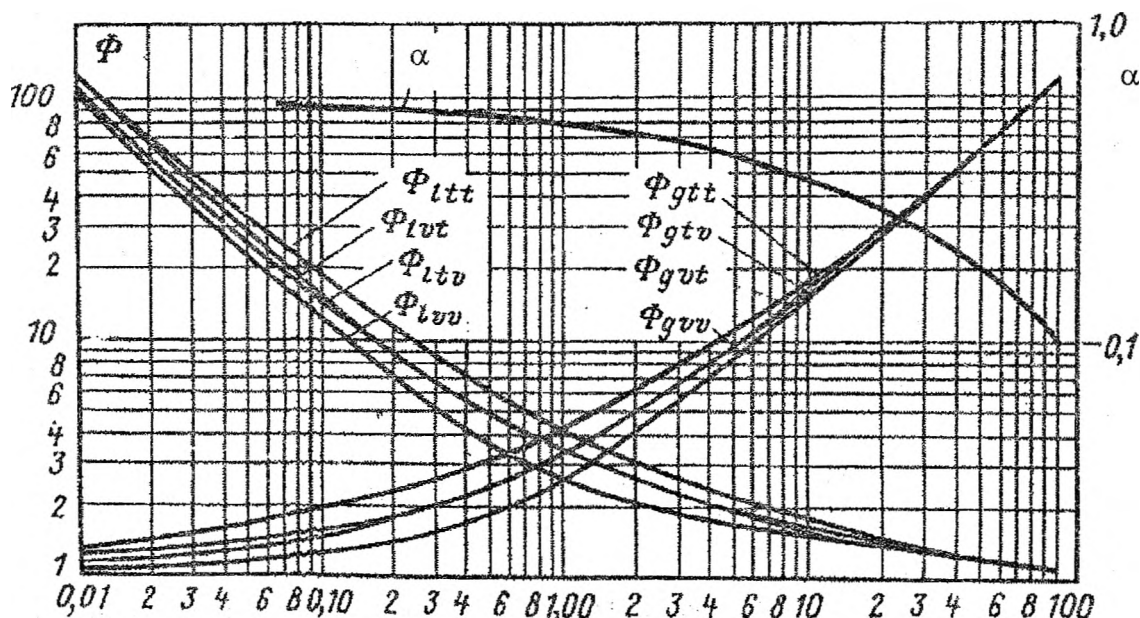


Рис.1 Диаграма Локкарта-Мартінееллі

При аналізі двофазного кільцевого руху за методом Локкарта–Мартініеллі спочатку визначають втрату тиску на тертя. Визначення втрати тиску на тертя двофазної системи полягає в визначенні втрати тиску на тертя для кожної фази окремо, вважаючи, що дана фаза займає весь переріз каналу. Після цього через параметр двофазності вноситься поправка на іншу фазу.

Втрата тиску визначається за формулою Фанінга [2, стор. 39]:

$$\left(\frac{dP_F}{dz}\right) = \lambda \frac{1}{d_0} \frac{\rho \cdot j^2}{2} \quad (8)$$

де  $\lambda$  – коефіцієнт опору тертя;

$d_0$  – внутрішній діаметр труби, м;

$\rho$  – густина, кг/м<sup>3</sup>;

$j$  – приведена швидкість, м/с.

Втрату тиску на тертя  $-(dP_F/dz)_g$  для випадку, коли весь переріз каналу займає газ, визначають за формулою [3, стор. 148]:

$$-\left(\frac{dP_F}{dz}\right)_g = \lambda \frac{1}{d_0} \frac{\rho_g j_g^2}{2} \quad (9)$$

а для випадку, коли весь переріз каналу займає рідина – за формулою [1, стор. 127]:

$$-\left(\frac{dP_F}{dz}\right)_f = \lambda \frac{1}{d_0} \frac{\rho_f j_f^2}{2} \quad (10)$$

Коефіцієнт поверхневого тертя  $\lambda$  для ламінарного руху в круглих трубах визначають за формулою Хагена–Пуазейля [4, стор. 64]:

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} \quad (11)$$

де  $\text{Re}$  – критерій Рейнольдса.

Для турбулентного руху коефіцієнт поверхневого тертя  $\lambda$  в першому приближенні приймають рівним 0,005. Для точних розрахунків використовують ряд експериментальних формул. Найчастіше для точного визначення коефіцієнта поверхневого тертя для гідравлічно гладких труб використовують формулу [2, стор. 359]:

$$\lambda = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}} \quad (12)$$

Критерій Рейнольдса визначають з формули [5, стор. 138–140, 581–588; 6, стор. 338–342]:

$$\text{Re} = \frac{v d_0}{\nu} = \frac{\rho d_0 v}{\mu} \quad (13)$$

де  $v$  – швидкість руху фази, м/с.

$\nu$  – кінематична в'язкість, м<sup>2</sup>/с.

$\mu$  – динамічна в'язкість, Па·с.

який для круглих труб набуває вигляду:

$$\text{Re} = \frac{4Q\rho}{\pi d_0 \mu} \quad (14)$$

де  $Q$  – витрата води, м<sup>3</sup>/с.

Знаючи втрати тиску на тертя для випадку, коли весь переріз каналу займає газ і рідина відповідно  $-(dP_F/dz)_g$  і  $-(dP_F/dz)_f$ , за діаграмою Локкарта–Мартініеллі визначаються значення параметрів двофазності, після чого за формулами (9) і (10) визначається загальна втрата тиску на тертя двофазної системи  $dP_F/dz$ .

Співвідношення Локкарта–Мартініеллі спочатку було отримане для горизонтального потоку, в той час як для вертикального руху воно не знайшло примінення, оскільки не враховує впливу сил ваги. Однак, його можна використовувати також при впливі сили тяжіння, як це

зробив Тернер. Рівняння руху для газового ядра при відсутності прискорення потоку, фазових перетворень та місцевих опорів записується так [2, стор. 387]:

$$\frac{dP}{dz} + \alpha \rho_g g \cdot \sin(\theta) + \phi_g^2 \left( -\frac{dP}{dz} \right)_g = 0. \quad (15)$$

де  $\alpha$  - відносний об'ємний газоміст;

$\theta$  - кут нахилу труби, °.

Рівняння руху для потоку в цілому при тих же умовах має вигляд [2, стор. 387]:

$$\frac{dP}{dz} + g[\alpha \rho_g + (1-\alpha)\rho_f] \cdot \sin(\theta) + \phi_f^2 \left( -\frac{dP}{dz} \right)_f = 0. \quad (16)$$

де  $1-\alpha$  - відносний об'ємний вологовміст.

З цих співвідношень можна записати систему рівнянь, після розв'язку яких можна отримати вираз для визначення витрати робочої рідини при її русі в суміші з повітрям.

Однак графічний спосіб такого визначення занадто трудомісткий і не підлягає автоматизації розрахунків. Найкраще для цього підходить аналітичний спосіб представлення інформації.

Для ламінарної плівки рідини параметр двофазності  $\phi_f$  описується співвідношенням [2, стор. 359]:

$$\phi_f \approx \frac{1}{1-\alpha}, \quad (17)$$

тоді як для турбулентного газового ядра - рівнянням Тернера [2, стор. 362]:

$$\phi_g = \left\{ 1 - \left( 1 - \sqrt{\alpha} \right)^{8/7} \cdot \left( 1 + \frac{8}{7} \sqrt{\alpha} \right) - \frac{\alpha \left( 1 - \sqrt{\alpha} \right)^{1/7}}{0,817} \left[ 1 - \left( \frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{5/7} \left( \frac{\mu_f}{\mu_g} \right)^{1/7} \right] \right\}^{-7/8}. \quad (18)$$

Підставивши вирази (1), (2), (9-12) (попередньо виразивши в формулах (9) і (10) швидкості через витрати) в систему з рівнянь (15) і (16), з яких визначимо витрату робочої рідини і для  $\rho_r = 1,205 \text{ кг/м}^3$ ,  $\mu_r = 1,84 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$  [7, стор. 47],  $\rho_p \approx 1000 \text{ кг/м}^3$ ,  $\mu_p = 1,37 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$  [8] отримаємо:

$$Q_p = 5 \cdot d_0^4 (1-\alpha)^2 \left\{ 0,016 \frac{Q_n^{1,75}}{d_0^{4,75}} \cdot \left\{ 1 - \left( 1 - \sqrt{\alpha} \right)^{8/7} \cdot \left( 1 + \frac{8}{7} \sqrt{\alpha} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - 1,206 \cdot \alpha \left( 1 - \sqrt{\alpha} \right) \right\}^{-1,75} - 9800 \cdot (1-\alpha) \cdot \sin(\theta) \right\} \quad (19)$$

Оскільки методика Локкарта-Мартінееллі не давала досить точних результатів, з'явилася велика кількість робіт, у яких на основі емпіричних даних в графічному вигляді робились спроби поліпшити ці методи розрахунку. До таких методів відноситься метод Барокші. Розрахунки за методом Барокші ведуться за таблицями, їх методика занадто складна і трудомістка. Крім того, вона не враховує вплив поверхневого натягу. [2, стор. 78-79; 3, стор. 64-65].

Спроби підвищення точності розрахунку втрати тиску на тертя були зроблені в моделі роздільного циліндричного руху. В ній робилось припущення, що обидві фази рухаються без взаємодії в двох горизонтальних розділених циліндрах і що сумарний перетин цих циліндрів дорівнює перетину даної труби. Втрати тиску в кожному з уявлених циліндрів такі ж, як і в реальному потоці, і обумовлені тільки тертям, причому вони розраховуються за теорією однофазного руху. Ця модель роздільного циліндричного руху, розроблена Тернером і Уоллісом, нагадує вихідну модель Локкарта-Мартінееллі, однак має перевагу, що може бути аналітично досліджена до кінця, у той час як модель Локкарта-Мартінееллі обмежена напівемпіричним рішенням. Результатом такого підходу є співвідношення [2, стор. 68]:

$$\left(\frac{1}{\phi_f^2}\right)^{1/n} + \left(\frac{1}{\phi_g^2}\right)^n = 1, \quad (20)$$

де  $n=2$  для ламінарного руху;  $n=2,375\dots 2,5$  для турбулентного руху при використанні коефіцієнта тертя;  $n=2,5\dots 3,5$  для турбулентного руху, що розраховується за теорією шляху перемішування.

У цьому випадку вирази для визначення коефіцієнтів двофазності мають такий вигляд [2, стор. 69]:

$$\phi_f^2 = \frac{1}{(1-\alpha)^n}; \quad (21)$$

$$\phi_g^2 = \frac{1}{\alpha^n}. \quad (22)$$

Модель роздільного циліндричного руху для вертикального потоку може бути отримана точно в такий же спосіб, як і для горизонтального, причому складова градієнта тиску для газового циліндра буде дорівнювати  $-((dP_F/dz) + \rho_g g)$ , а для рідинного  $-((dP_F/dz) + \rho_f g)$ . У випадку односпрямованого руху газової і рідкої фаз ця модель справедлива при  $(dP_F/dz) > \rho_g g$ , а у випадку протитечійного руху – при  $(dP_F/dz) < \rho_g g$  [2, стор. 389].

В цьому випадку рівняння руху для газового циліндра при відсутності прискорення потоку, фазових перетворень та місцевих опорів визначається виразом (15), а рівняння сумарного руху для рідинного і газового циліндрів при тих же умовах – визначається виразом (16).

Підставивши вирази (15), (16), (9-12), (21-22) при  $n=2$  для ламінарного потоку в рідинному циліндрі і  $n=2,5$  для турбулентного потоку в газовому циліндрі в систему з рівнянь (15) і (16), і прирівнявши повні градієнти тиску, отримаємо:

$$\frac{1}{(1-\alpha)^2} \cdot \frac{64}{Re} \cdot \frac{\rho_f j_f^2}{2 \cdot d_0} = 0,3164 Re^{-0,25} \frac{\rho_g j_g^2}{2 \cdot d_0} \cdot \frac{1}{\alpha^{2,5}} - g \rho_f (1-\alpha) \cdot \sin(\theta). \quad (23)$$

Визначивши  $Re$  по формулі 14, отримаємо:

$$\frac{1}{(1-\alpha)^2} \cdot \frac{32 \cdot \mu_f}{\rho_f d_0 j_f} \cdot \frac{\rho_f j_f^2}{d_0} = 0,158 \left( \frac{\rho_g d_0 j_g}{\mu_g} \right)^{-0,25} \frac{\rho_g j_g^2}{d_0} \cdot \frac{1}{\alpha^{2,5}} - g \rho_f (1-\alpha) \cdot \sin(\theta). \quad (24)$$

Провівши відповідні скорочення, маємо:

$$\frac{32 \mu_f j_f}{d_0^2 (1-\alpha)^2} = 0,158 \cdot \frac{\rho_g^{0,75} j_g^{1,75} \mu_g^{0,25}}{d_0^{1,25}} \cdot \frac{1}{\alpha^{2,5}} - g \rho_f (1-\alpha) \cdot \sin(\theta). \quad (25)$$

З рівняння 25 визначимо приведену швидкість рідини  $j_f$  і після деяких скорочень отримаємо значення приведеної швидкості руху півки рідини при турбулентно-ламінарному русі:

$$j_f = \frac{d_0^2 (1-\alpha)^2}{32 \mu_f} \left\{ 0,158 \frac{\rho_g^{0,75} j_g^{1,75} \mu_g^{0,25}}{d_0^{1,25}} \cdot \frac{1}{\alpha^{2,5}} - g \rho_f (1-\alpha) \cdot \sin(\theta) \right\}. \quad (26)$$

Оскільки  $j = Q/A$ , де  $A = \pi d_0^2/4$ , то  $j = 4Q/\pi d_0^2$ , і залежність для визначення витрати робочої рідини при турбулентно-ламінарному русі запишеться у формі:

$$\frac{4Q_f}{\pi d_0^2} = \frac{d_0^2 (1-\alpha)^2}{32 \mu_f} \left[ 0,158 \cdot \frac{\rho_g^{0,75} \left( \frac{4Q_g}{\pi \cdot d_0^2} \right)^{1,75} \mu_g^{0,25}}{d_0^{1,25}} \cdot \frac{1}{\alpha^{2,5}} - g \rho_f (1-\alpha) \cdot \sin(\theta) \right]. \quad (27)$$

Звідси витрата рідини в рідинно-газовому потоці:

$$Q_f = \frac{\pi d_0^4 (1-\alpha)^2}{128 \mu_f} \left\{ 1,79 \frac{\rho_g^{0,75} Q_g^{1,75} \mu_g^{0,25}}{\pi^{1,75} d_0^{4,75}} \cdot \frac{1}{\alpha^{2,5}} - g \rho_f (1-\alpha) \cdot \sin(\theta) \right\}. \quad (28)$$

Для турбулентно-ламінарного руху суміші повітря з робочою рідиною пестицидів витрата робочої рідини при її русі в суміші з повітрям визначається за формулою:

$$Q_p = 5 \cdot d_0^4 (1-\alpha)^2 \left\{ 0,016 \frac{Q_n^{1,75}}{d_0^{4,75}} \cdot \frac{1}{\alpha^{2,5}} - 9800 \cdot (1-\alpha) \cdot \sin(\theta) \right\}. \quad (29)$$

Подальше поглиблення методів дослідження двофазного руху було зроблене Гр.Б.Уоллісом в розробленій ним теорії роздільного руху. Модель Уолліса є продовженням теорії Локкарта-Мартінеллі, однак в ній крім градієнту тиску, під'ємної сили, інерції газової і рідкої фаз, в'язкості газу і рідини, враховується взаємозв'язок між фазами при їх русі через вплив шорсткості поверхні розділу фаз.

Припустимо, що газовий потік рухається у "шорсткуватій" трубі, стінками якої служить поверхня розділу фаз. При горизонтальному чи спадному потоці з малими швидкостями газової фази плівка рідини гладка і величина коефіцієнта тертя приблизно дорівнює відповідному значенню при русі газу в гладкій трубі. При перевищенні критичної швидкості газу, що відповідає початку утворення хвиль на поверхні плівки, коефіцієнт тертя різко зростає до свого максимального значення, після чого він відповідає кривій, що характеризує режим так званого "кільцевого руху із шорсткуватою поверхнею розділу". Утворення хвиль крім інших перемінних параметрів залежить також від величини поверхневого натягу, і дотепер це явище не одержало досить обґрунтованого тлумачення. При великих швидкостях газу гребені хвиль зриваються, у результаті чого в ядрі потоку з'являються краплі рідини і щільність ядра зростає. Остання обставина приводить до росту коефіцієнта тертя, приблизно пропорційно відношенню  $\rho_l/\rho_g$ . При дуже великих швидкостях обох фаз майже вся рідина захоплюється в ядро потоку. У міру зростання швидкості рідкої фази і відповідного збільшення процентного вмісту в ядрі потоку рідини, суміш наближається до гомогенного потоку. В вертикальному потоці картина виявляється більш складною внаслідок нелінійного розподілу дотичних напружень [9]. Величина дотичної напруги на поверхні розділу повинна бути достатньою для того, щоб "нести" плівку рідини, тобто протидіяти силі ваги. Крім того, у результаті появи пробок рідини чи крапель у газове ядро додається гравітаційна складова до перепаду тиску в ядрі потоку. Таким чином, при малих швидкостях газу в області пробкового режиму руху величина коефіцієнта тертя виявляється помітно вищою відповідного значення для кільцевого потоку. Якщо швидкість рідини мала, то це явище відбувається звичайно при об'ємній частці рідкої фази, що перевищує 0.2. При великих швидкостях рідини границя переходу від пробкового режиму руху до дисперсно-кільцевого стає розмитою, і спостерігається загальна тенденція до наближення суміші до гомогенного потоку [9]. При малих швидкостях плівки рідини профіль дотичних напружень приблизно лінійний. З ростом витрати рідини профіль дотичних напружень під дією сили тяжіння спотворюється, у результаті чого як дотичні напруження на стінці, так і коефіцієнт тертя різко падає до нуля. Було виявлено, що в кільцевому потоці на поверхні розділу фаз мають місце різні умови руху. Дуже тонкі плівки виявилися гладкими, тоді як поверхня товстих плівок була покрита великими "хвилями збурень". Між цими двома станами розташована область співіснування невеликих хвиль і брижі. Випадання і віднесення крапель видозмінює картину. Наявність різних режимів руху позначається на величині коефіцієнта тертя на поверхні розділу і, можливо, також на характері руху обох фаз. Кільцевий режим руху з "шорсткуватою" поверхнею розділу характеризується наявністю хвиль збурювання (можливо, що супроводжується віднесенням), тоді як коефіцієнт тертя менший при гладкій поверхні розділу чи при наявності на поверхні брижі [10].

Коефіцієнт тертя при цьому визначається величиною дотичної напруги. В основі аналізу дотичних напружень на поверхні розділу фаз лежить просте графічне представлення залежності коефіцієнта тертя на поверхні розділу фаз від безрозмірної товщини плівки, яке добре апроксимується виразом [9]:

$$\lambda = 0,005 \left[ 1 + 300 \frac{m}{d_0} \right]. \quad (30)$$

де  $m$  – товщина плівки рідини, м.

З урахуванням (30) цей вираз приблизно рівний [9]:

$$\lambda = 0,005 [1 + 75(1 - \alpha)]. \quad (31)$$

В той же час формули Нікурадзе і Муді для шорохуватих труб в діапазоні  $0,001 < k_s/d_0 < 0,03$  можуть бути апроксимовані рівнянням [9]:

$$\lambda \approx 0,005 \left[ 1 + 75 \frac{k_s}{d_0} \right]. \quad (32)$$

Таким чином, рівняння (30) і (31) свідчать про те, що кільцева плівка з хвилястою поверхнею приблизно еквівалентна “пісковій шорсткості”, що у чотири рази перевищує товщину плівки [9]. Крім того, формула (31) не повністю компенсує розходження коефіцієнтів опору тертя для різних режимів руху суміші. Для узгодження величини  $\lambda$  для різних режимів руху суміші, Грегом Уолліс ввів емпіричний поправочний коефіцієнт  $[1 + 75(1 - \alpha)]$  [3, стор. 146]. З урахуванням цього, вираз (22) при умові визначення коефіцієнта тертя при русі в трубі газу, рівного 0,005, за формулою набуде вигляду [2, стор. 352; 24]:

$$\phi_g^2 \approx \frac{[1 + 75(1 - \alpha)]}{\alpha^{2,5}}. \quad (33)$$

Уолліс запропонував також корисне керівне правило, яке говорить, що одна десята частка включеної рідкої фази збільшує втрату тиску в десять разів [1, стор. 147].

Для турбулентно-ламінарного руху суміші повітря з робочою рідиною пестицидів, витрата робочої рідини при її русі в суміші з повітрям визначається за формулою:

$$Q_p = 5 \cdot d_0^4 (1 - \alpha)^2 \left\{ 0,016 \frac{Q_n^{1,75}}{d_0^{4,75}} \cdot \frac{1 + 75(1 - \alpha)}{\alpha^{2,5}} - (1 - \alpha)(0,684 + 9800 \cdot \sin(\theta)) \right\}. \quad (34)$$

Дане рівняння, крім градієнту тиску, під'ємної сили, інерції газової і рідкої фаз, в'язкості газу і рідини, враховує взаємозв'язок між фазами при їх русі через вплив шорсткості поверхні розділу фаз.

Воно може бути модифіковане в результаті врахування інших вторинних ефектів. Однак така теорія може видатись такою громіздкою, що не зможе знайти практичного застосування [10].

Результати розрахунків втрати тиску на тертя і здолання гравітаційних сил за теорією Уолліса, що провадилися на персональному комп'ютері в програмі MATHCAD, представлені на рис. 2, із якого видно, що загальна втрата тиску збільшується при зменшенні діаметра труби, збільшенні витрати повітря і відносного об'ємного вологовмісту (товщини плівки). Втрата тиску на здолання статичного опору рівномірно збільшується зі збільшенням відносного об'ємного вологовмісту (товщини плівки). Втрата тиску на тертя залежить від  $Q_n$ ,  $d$  і  $1 - \alpha$ . Збільшення  $Q_n$  і  $1 - \alpha$  і зменшення  $d$  призводить до збільшення втрати тиску на тертя, причому при менших діаметрах труби незначне збільшення витрати повітря веде до значного збільшення втрати тиску на тертя. Після того, як криві втрати тиску на тертя перетинаються з графіком втрати тиску на здолання гравітаційних сил, вже в основному втрата тиску на тертя визначає повну втрату тиску.

Залежності витрати робочої рідини  $Q_p$  від витрати повітря  $Q_n$ , внутрішнього діаметра труби  $d_0$ , відносного об'ємного вологовмісту  $1 - \alpha$  і для кута нахилу труби  $\theta$ , розраховані за методом Уолліса, представлені на рис. 3.



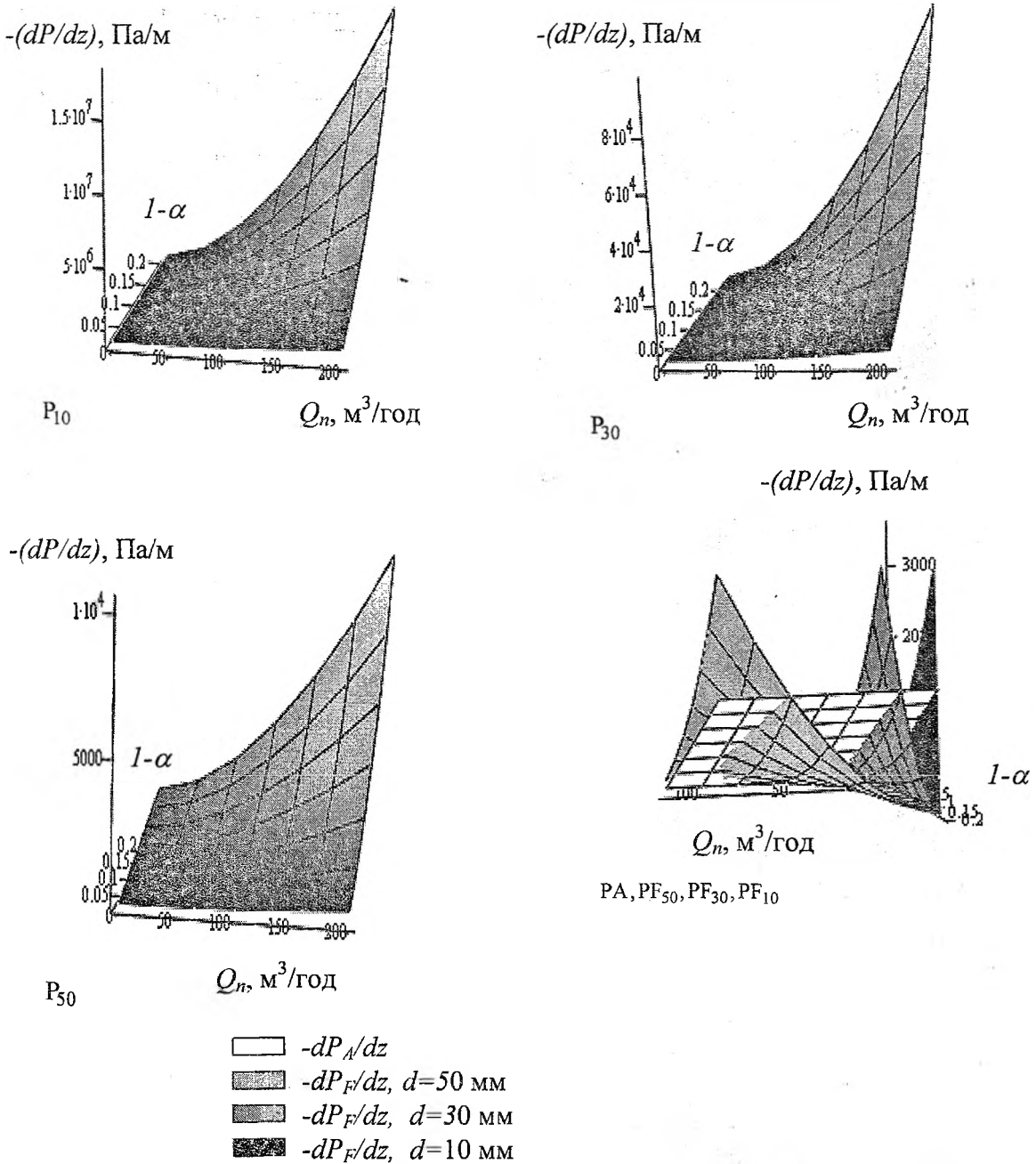


Рис. 2 Втрати тиску  $dP/dz$  в трубах різних діаметрів  $d$

- а – втрата тиску в трубі діаметром 10 мм;
- б – втрата тиску в трубі діаметром 30 мм;
- в – втрата тиску в трубі діаметром 50 мм;
- г – порівняння складових втрати тиску на тертя і на здолення статичного опору.

Із рис. 3 видно, що на величину і знак витрати рідини (при  $\theta=90^\circ$ ) впливають витрата повітря, діаметр труби, відносний об'ємний вологовміст і кут нахилу труби. Із збільшенням витрати повітря, відносного об'ємного вологовмісту і зменшенням діаметра труби, витрата рідини збільшується. Якщо в трубу вводити рідину при відсутності подачі повітря з нижньої кромки труби, вся рідина буде стікати по стінках труби з певною витратою. При менших діаметрах труби низхідна витрата рідини буде меншою при однакових  $l-\alpha$ , причому незначна зміна

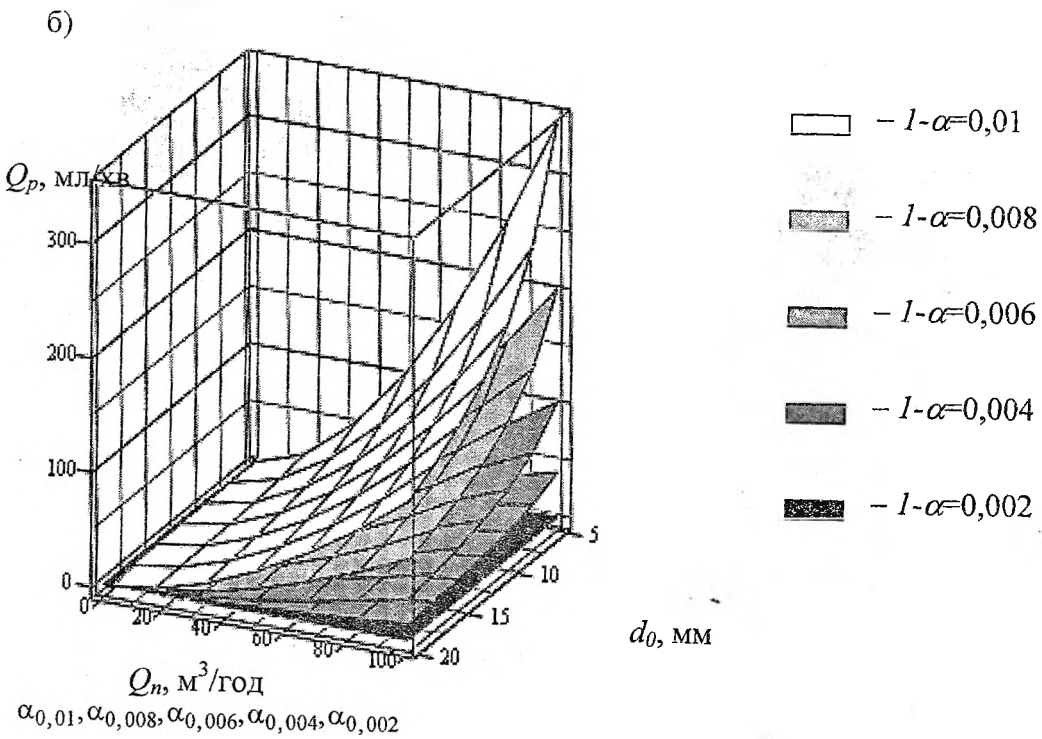
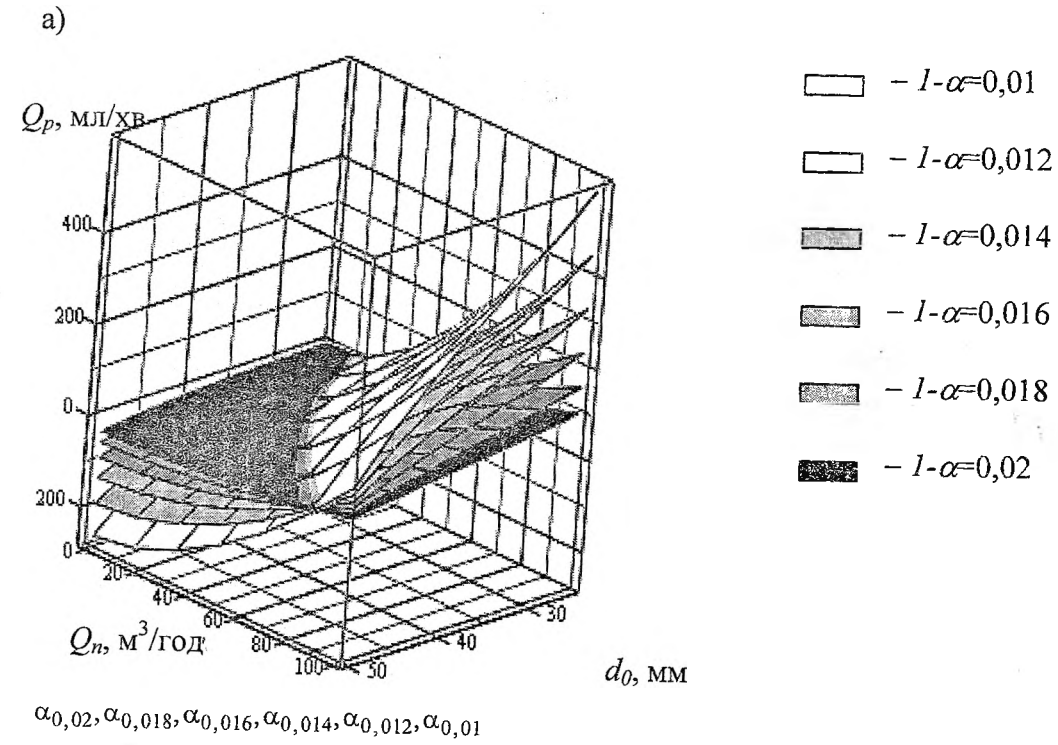


Рис. 3 Залежність витрати робочої рідини  $Q_p$  від витрати повітря  $Q_n$  і внутрішнього діаметра труби  $d_0$  при різних відносних об'ємних вологовмістах  $1-\alpha$  для кута нахилу труби  $\theta=90^\circ$

а - для  $d_0=25\dots 50$  мм;  
б - для  $d_0=5\dots 20$  мм.

діаметра труби призводить до значної зміни низхідної витрати рідини. Якщо із нижньої кромки труби немає відведення рідини, вона буде там накопичуватись, доки не перекресить весь переріз труби і рух повітряно-рідинної суміші перейде в снарядний режим. Якщо починати подавати з нижньої частини труб повітря, швидкість руху стікаючої плівки рідини дещо вповільниться. Стікаюча плівка рідини вже не буде однорідною: вона буде представляти собою тонкий висхідний прошарок, що рухається по товстому шару плівки. При збільшенні витрати повітря висхідний шар плівки буде збільшуватись, на поверхні його будуть з'являтися хвилі збурення. Загальний опускний рух плівки рідини буде все повільнішим. При певній граничній витраті повітря  $Q_{л. гр. пов.}$  настане такий момент, коли не буде рухатись ні вниз, ні вгору, а як би "застигне" на місці. Буде спостерігатись явище "захливання". При цьому на поверхні плівки рідини будуть спостерігатись великі хвилі збурення, які можуть досягати таких розмірів, що повністю перекриватимуть переріз труби.

Загальний рух суміші буде нестійким, будуть спостерігатись великі пульсації тиску і витрати повітря.  $Q_{л. гр. пов.}$  Для різних витрат рідини, діаметра трубопроводу і відносного об'ємного вологовмісту має різні значення. При подальшому збільшенні витрати повітря спочатку частина, а потім і вся рідина почне рухатись вгору, рух рідини знову стане ламінарним. Відбудеться "поворот потоку". Як і для низхідної витрати рідини, при менших діаметрах труби висхідна витрата рідини буде меншою при однакових  $l-\alpha$ , причому незначна зміна діаметра труби призводить до значної зміни висхідної витрати рідини. В свою чергу, незначна зміна і відносного об'ємного вологовмісту призводить до значної зміни висхідної (як і низхідної) витрати рідини. Зменшення внутрішнього діаметра труби потребує меншої витрати повітря для забезпечення висхідної витрати рідини.

Кут нахилу труби також має великий вплив на рух повітряно-рідинної суміші. При нульовому і від'ємних кутах нахилу труби рідина завжди буде рухатись в одному напрямку з повітрям. При цьому рух рідини буде рівномірним, безпульсаційним. При додатних кутах нахилу труби для забезпечення рівномірного безпульсаційного висхідного руху рідини необхідно зменшувати діаметр труби, або збільшувати витрату повітря.

Отже, можна відмітити, що існує декілька емпіричних і напівемпіричних методів аналізу кільцевих потоків, які можна розділити на декілька груп. До першої групи відносяться грубі, однак дуже прості з практичної точки зору співвідношення для роздільного руху за методом Локкарта-Мартінееллі, або його різновидностей, чи різні варіанти теорії гомогенного руху. При дослідженні за методом Локкарта-Мартінееллі висувається припущення, що фази рухаються роздільно, без взаємного впливу [2, стор. 21; 3, стор. 60-61]. При розрахунку за методом гомогенного руху припускається, що двофазний потік веде себе як однофазна гомогенна суміш [2, стор. 21; 3, стор. 58; ]. Обидва припущення далекі від дійсності, особливо це стосується теорії гомогенного руху, яку можна використовувати при дослідженні дисперсно-кільцевого двофазного руху, коли потік наближається до гомогенного. В моделі роздільного циліндричного руху також робиться припущення, що фази рухаються без взаємного впливу, однак вона має ту перевагу, що може бути аналітично досліджена до кінця, в той час як модель Локкарта-Мартінееллі обмежена напівемпіричним розв'язком [2, стор. 68].

Інша група методів поєднує в одне ціле результати аналізу чи кореляцій стосовно до окремих елементів потоку (методи Барокші, Дартмутського коледжу та ін.). Ці методи базуються на емпіричних залежностях, які, як правило, можна використовувати тільки для тих параметрів, для яких вони встановлювались [2, стор. 78-79; 2, стор. 386; 3, стор. 65-66]. Крім того, розрахунки за цією методикою не підлягають автоматизації.

Модель Уолліса є продовженням теорії Локкарта-Мартінееллі, однак у ній крім градієнту тиску, під'ємної сили, інерції газової і рідкої фаз, в'язкості газу і рідини, враховується взаємозв'язок між фазами при їх русі через вплив шорсткості поверхні розділу фаз. Результати розрахунків за методом Уолліса добре погоджуються з рядом досліджень [2, стор. 352; 24; 3, стор. 131-132].

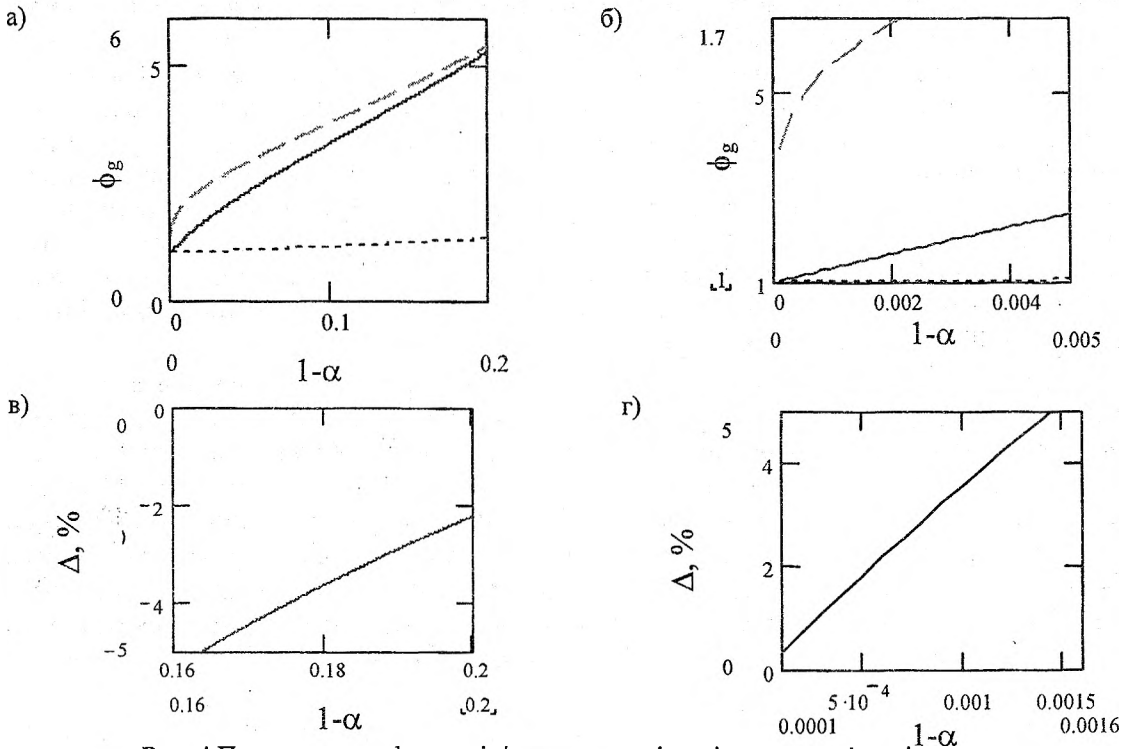


Рис. 4 Параметри двофазності  $\phi_g$ , розраховані за різними теоріями і їх відхилення

а, б – криві параметрів двофазності  $\phi_g$ , що розраховані за теоріями Уолліса, роздільного циліндричного руху та Локкарта–Мартінееллі;

—  $\phi_g=f(1-\alpha)$ , розрахована за теорією Уолліса;

- - -  $\phi_g=f(1-\alpha)$ , розрахована за теорією Локкарта–Мартінееллі;

.....  $\phi_g=f(1-\alpha)$ , розрахована за теорією роздільного циліндричного руху;

в – криві відносного відхилення параметра двофазності  $\phi_g$ , розрахованого за теорією Уолліса від розрахованого за теорією Локкарта–Мартінееллі;

г – криві відносного відхилення параметра двофазності  $\phi_g$ , розрахованого за теорією Уолліса від розрахованого за теорією роздільного циліндричного руху.

Теорія Уолліса відрізняється від теорій Локкарта–Мартінееллі, роздільного циліндричного руху та ін. головним чином визначенням параметра двофазності  $\phi_g$ . Крива параметра двофазності, побудована за теорією Уолліса, займає проміжне положення між кривими, представленими іншими авторами [9]. Криві параметрів двофазності  $\phi_g$ , що розраховані за теоріями Уолліса, роздільного циліндричного руху та Локкарта–Мартінееллі (за рівнянням Теренра), а також криві відносного відхилення від параметра двофазності  $\phi_g$ , розрахованого за теорією Уолліса представлені на рис. 4. Із нього видно, що відхилення між параметрами двофазності, розрахованими за теоріями Уолліса і Локкарта–Мартінееллі не перевищують 5% при  $1-\alpha > 0,162$ , а відхилення між параметрами двофазності, розрахованими за теоріями Уолліса і роздільного циліндричного руху – при  $1-\alpha < 0,0015$ .

### Висновки

Існує декілька емпіричних і напівемпіричних методів аналізу кільцевих потоків, які можна розділити на декілька груп. До першої групи відносяться грубі, однак дуже прості з практичної точки зору співвідношення для роздільного руху за методом Локкарта–Мартінееллі, або його різновидностей, чи різні варіанти теорії гомогенного руху. При дослідженні за методом Локкарта–Мартінееллі висувається припущення, що фази рухаються роздільно без взаємного впливу. При розрахунку за методом гомогенного руху припускається, що двофазний потік веде себе як однофазна гомогенна суміш. Обидва припущення далекі від дійсності,

особливо це стосується теорії гомогенного руху, яку не рекомендовано використовувати при дослідженні кільцевого двофазного руху. В моделі роздільного циліндричного руху також робиться припущення, що фази рухаються без взаємного впливу, однак вона має ту перевагу, що може бути аналітично досліджена до кінця, в той час як модель Локкарта–Мартініеллі обмежена напівемпіричним розв'язком.

Інша група методів поєднує в одне ціле результати аналізу чи кореляцій стосовно до окремих елементів потоку (метод Барокші та ін.). Ці методи базуються на емпіричних залежностях, які, як правило, можна використовувати тільки для тих параметрів, для яких вони встановлювались. Крім того, розрахунки за цією методикою не підлягають автоматизації. Також, недоліком обох методик є відсутність як в одному, так і в іншому випадку загальної моделі, у рамках якої можна було б досить глибоко описати повну картину руху. Сумарні співвідношення страждають відомою нечутливістю, вони недостатньо зв'язані з істотними фізичними процесами і за допомогою їх важко врахувати вторинні ефекти. Неспеціалістам при цьому необхідно затратити дуже багато часу, щоб зрозуміти можливі зв'язки між численними теоріями різних авторів.

Модель Уолліса є продовженням теорії Локкарта–Мартініеллі, однак в ній крім градієнту тиску, під'ємної сили, інерції газової і рідкої фаз, в'язкості газу і рідини, враховується взаємозв'язок між фазами при їх русі через вплив шорсткості поверхні розділу фаз.

Відхилення між параметрами двофазності, розрахованими за теоріями Уолліса і Локкарта–Мартініеллі не перевищують 5% при  $1-\alpha > 0,162$ , а відхилення між параметрами двофазності, розрахованими за теоріями Уолліса і роздільного циліндричного руху – при  $1-\alpha < 0,0015$ .

### Література

1. *Поліщук В.М.* Система дозування робочої рідини пневмомеханічного обприскувача // Вісник Інженерної Академії України. Київ, 2001, №2. Ювілейний випуск. – С.87–91.
2. *Уолліс Грэхэм Б.* Одномерные двухфазные течения. Перевод с англ. к.т.н. В.С. Данилишина и Ю.А. Зейгарника. Под ред. проф. И.Т.Аладьева. – М: Мир, С.32-34.
3. *Хьюитт Дж., Холл-Тейлор Н.* Кольцевые двухфазные течения. Перевод с англ. В.Я. Сидорова. – М: Энергия, 1974. – 405 с. с ил.
4. *Иванов О.П., Мамченко В.О.* Аэродинамика и вентиляторы – Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1986. –280 с.
5. *Штеренлихт Д.В.* Гидравлика: Учебник для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 640 с.
6. *Киселев П.Г.* Гидравлика: Основы механики жидкости. Учеб. Пособие для вузов. – М.: Энергия, 1980. – 360 с.
7. *Епохович А.С.* Справочник по физике и технике: Учеб. пособие для учащихся. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Просвещение, 1983. – 255 с.
8. *Михно Е.Р., Сироштан Е.З.* Физические свойства рабочих жидкостей ядохимикатов, применяемых для малообъемного опрыскивания // Механизация и электрификация сельского хозяйства. – К: Урожай. – 1977, вып. 40, – С. 72–76.
9. *Уолліс Грэхэм Б.* Кольцевое двухфазное течение. Часть I. Простая теория // Труды американского общества инженеров-механиков. Серия D. Теоретические основы инженерных расчетов. Москва. 1970. Серия D. Том 92. № 1. – С.69–81.
10. *Уолліс Грэхэм Б.* Кольцевое двухфазное течение. Часть 2. Дополнительные эффекты // Труды американского общества инженеров-механиков. Серия D. Теоретические основы инженерных расчетов. Москва. 1970. Серия D. Том 92. № 1. – С. 82–91.