

## Частина 2. Розпилення пестицидів

Коваль В. П., д.т.н.; Мележик О. І., к.т.н., ТОВ «Агро модуль»

Спеціалісти Всеросійського інституту захисту рослин так оцінюють в [1] стан розвитку хімічного захисту рослин: «Хімія пестицидів пішла у ХХІ століття, а агротехнології, за якими пестициди розпиляють, залишилися у столітті ХІХ-му» і обґрунтовують це тим, що під час обприскування біологічно оптимальних краплин 80 – 350 мкм не більше 10 %, а до втрат через випаровування краплин 10 – 80 мкм додаються краплини 350 – 2000 мкм, які зісковзують з листків на ґрунт, тому норми витрати пестицидів завищено у 2 – 3 рази.

Відцентрові розпилювачі РОса® виводять агротехнології розпилення на рівень ХХІ століття.

Знайомимо читачів журналу, яким чином було досягнуто покращення розпилення пестицидів.

### 1. Струминне розпилення.

До теперішнього часу відсутнє загально прийняте науково обґрунтоване уявлення про механізм розпилення рідини. Причини розпаду струменів (плівок) на краплини пов'язують з виникненням на поверхні хвиль капілярного походження, турбулентністю потоку, кавітацією, впливом зовнішнього середовища. Найбільш поширеним є уявлення про хвильовий механізм розпаду, який ґрунтується на отриманому В. Релеєм (1878) розв'язку задачі коливання циліндричної нитки нев'язкої рідини у вакуумі. Якщо довжина хвилі у 4,5 рази більша за діаметр нитки – нитка розпадається на краплини. По аналогії в [2] розв'язують задачу розпаду струменя і циліндричної плівки у газовому середовищі. Висловлена Натанзоном В.Я. (1938) ідея про турбулентність потоку, як причину струминного розпилення в подальшого розвитку не отримала.

Експериментальні дані розпилення струменів узагальнено у [3]. На рис. 1 показано форму коливань та час  $\tau$  до поділу струменя води на краплини у залежності від швидкості  $U$ . Довжину суцільної частини  $L = \tau \cdot U$  можна скоротити лише за рахунок зменшення діаметра або підвищення швидкості. При швидкості більшій за 10 м/с струмінь розпиляється на краплини без коливань, що можна пояснити лише внутрішньою структурою.

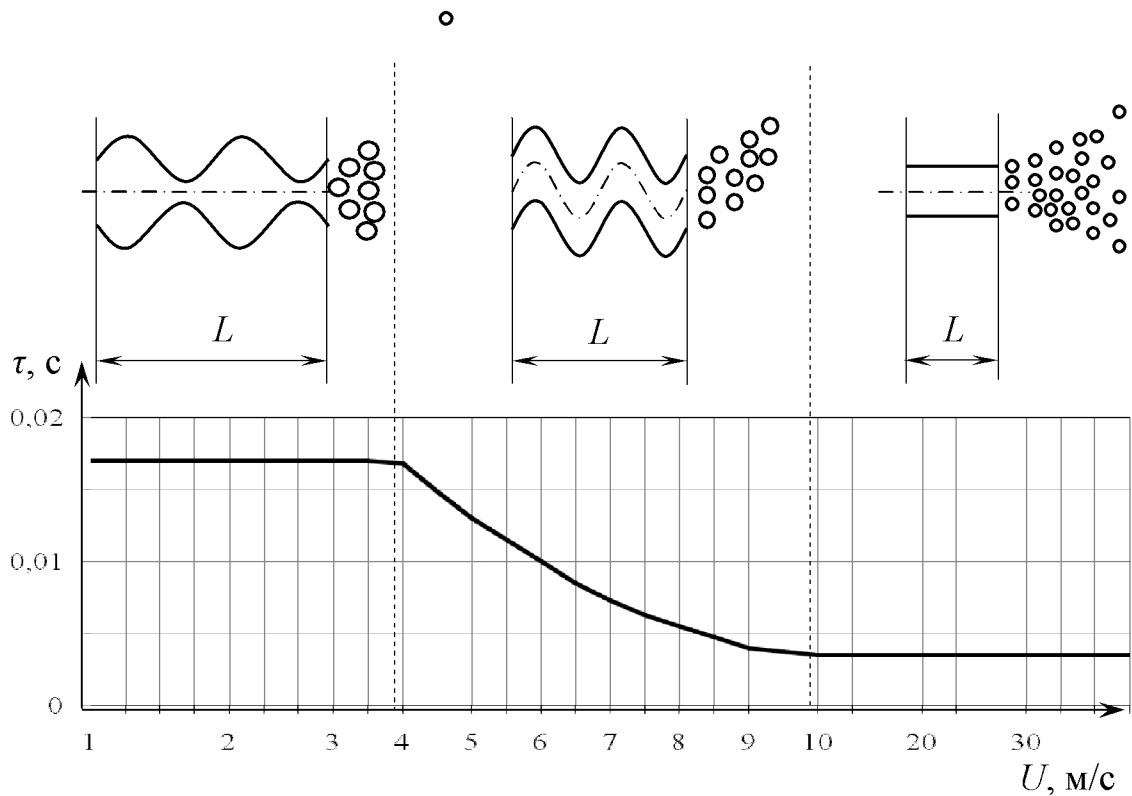


Рис. 1. Час до розпаду та форма струменя води діаметром 0,51 мм.

Так для струменя зі швидкістю  $U = 4$  м/с поділ відбудеться за  $\tau = 0,017$  с, а довжина суцільної частини становитиме  $L = 0,068$  м. Зі зростанням швидкості до  $U > 10$  м/с час до поділу зменшується до 0,003 с, а  $L = 0,03$  м.

Об'ємна витрата рідини через розпилувач

$$\begin{aligned} & \text{---} \\ & \text{---} \end{aligned} \quad (1)$$

де  $\mu = 0,6 - 0,8$  – коефіцієнт витрати рідини;  $f$  – площа поперечного перерізу соплового отвору;  $\Delta P$  – перепад тиску;  $\rho$  – густина рідини.

Розміри краплин визначаються експериментально і вказуються в рекламних проспектах виробника. Струминне розпилення досягається лише при високій швидкості струменя.

## 2. Відцентрове розпилення

Розвиток відцентрового розпилення розпочався після успішного застосування у двигунах ракет ФАУ-2. Закручуванням рідини у вихровій камері забезпечується управління кутом розпилення і розміром краплин.

Абрамович Г.Н. (1949) запропонував теорію відцентрового розпилувача ідеальної (нев'язкої) рідини. Із закону збереження моменту кількості руху рідини

$$\text{,} \quad (2)$$

отримано швидкість обертання  $W$ , а з рівняння збереження енергії перепад тиску

$$\Delta P = \frac{\rho}{2} (W^2 + U^2). \quad (3)$$

Збільшення обертальної швидкості у напрямку вісі супроводжується зменшенням тиску і появою воронки з газовим вихором. З (2) і (3) визначено коефіцієнт витрати рідини, товщину плівки у сопловому отворі і кут розпилення.

Але для в'язкої рідини розрахункові характеристики розпилювача експериментально не підтверджуються. Швидкість обертання в'язкої рідини змінюється за законом

$$W \cdot r^n = const, \quad (4)$$

де для розпилювачів  $n \approx 0,8$ . Втрату початкового моменту кількості руху у [2] пропонується враховувати поправкою на тертя об стінки, хоча відомо, що тертя проявляється лише у пристінному шарі рідини.

Методи розрахунку відцентрового розпилювача для в'язкої рідини запропоновані у [4] базуються на новому уявленні про структуру закрученого потоку (рис. 2).

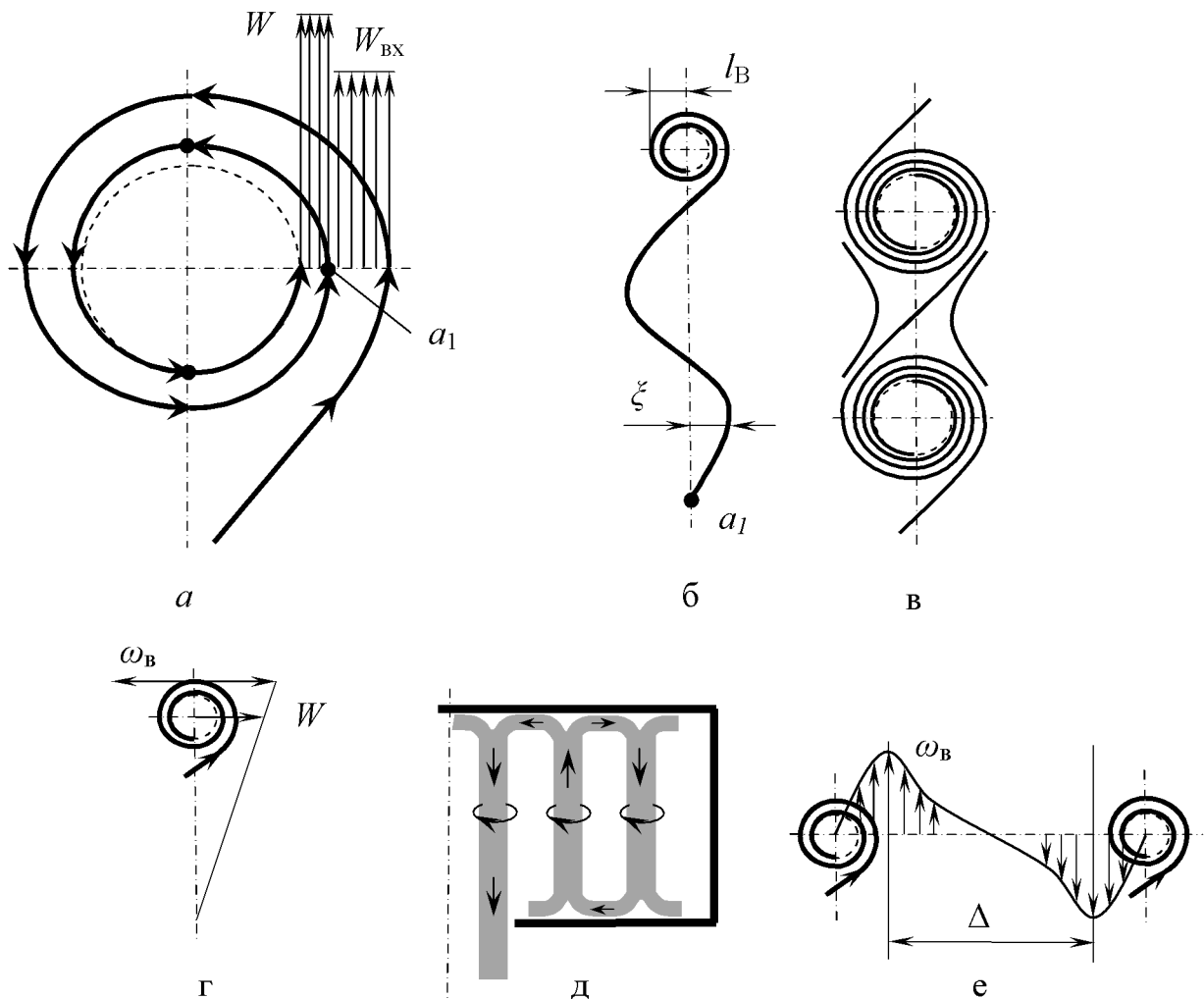


Рис. 2. Схема формування вихрових ниток закрученим потоком:

а – закручений потік; б – межа поділу; в,г,д – вихори в камері закручування, е – до визначення ефективної в'язкості.

Поверхня торкання між зовнішнім витком спіралі, що має швидкість  $W_{\text{вх}}$  і внутрішнім, який підтікає до  $a_1$  зі швидкістю  $W > W_{\text{вх}}$  (рис. 2, а) починає коливатися (рис. 2, б) з амплітудою  $\xi$  (нестійкість Гемгольца). Коли амплітуда стає критичною, скручуються вихрові нитки з радіусом  $l_{\text{в}}$ , які є цілісними кінематичними утвореннями (рис. 2, в).

З досягненням обертальної швидкості  $\omega_{\text{в}}$ , рівної швидкості переносного руху  $W$  (рис. 2, г), нитки під дією радіального перепаду тиску зміщаються у напрямку до вісі закрученого потоку. У камері закручування кінці ниток рухаються біля стінок (рис. 2, д), а рідина стікає з ниток в пристінні шари.

На відміну від загальноприйнятого уявлення про турбулентність (хаотичність), ми сприймаємо закручений потік як псевдотурбулентний (позірна хаотичність), в якому генеруються вихрові нитки («ролики»). Генерування вихрових ниток закрученим потоком було підтверджено експериментально [5]. Вихрові нитки закрученого потоку олова після витікання з соплового отвору ділилися і мали практично однаковий діаметр (рис. 3). Перед затвердінням нитки оберталися, про що свідчить розміщення кристалів на поверхні.

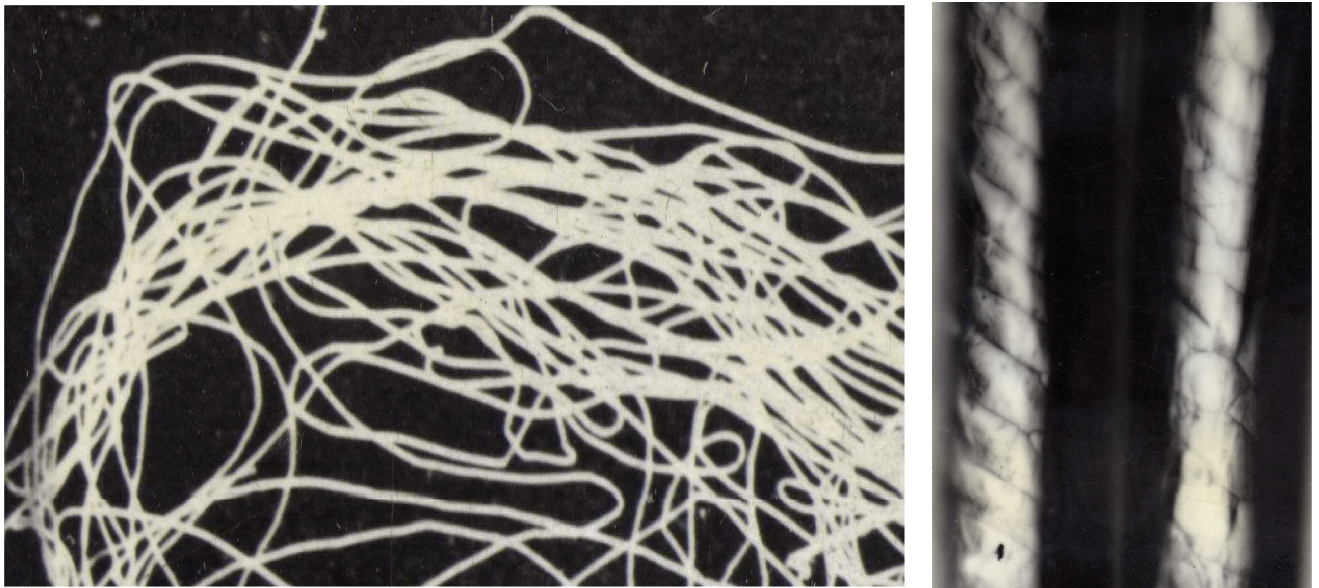


Рис. 3. Загальний вигляд вихрових ниток: а – пучок вихрових ниток; б – вихрові нитки  $\times 500$ .

Обертаний рух вихрових ниток підтримується нормальною напругою у закрученому потоці рідини

$$\tau_{\text{т}} = 2\mu_{\text{т}} \left| \frac{\partial V}{\partial r} \right|;$$

де  $\mu_{\text{т}}$  – ефективна в'язкість,  $V$  – радіальна швидкість, під дією якої нитки рухаються в напрямку вісі.

## Тертя між вихровими нитками

$$\tau = \mu \frac{2\omega_B}{\Delta}; \quad (5)$$

де  $\mu$  – молекулярна динамічна в'язкість,  $\omega_B$  – максимальна обертова швидкість нитки,  $\Delta$  – діаметр нитки (рис. 2, е).

З рівності  $\tau_T$  і  $\tau$  ефективна в'язкість

$$\mu_T \sim \mu \frac{2\omega_B}{\Delta} \frac{1}{\left| \frac{\partial V}{\partial r} \right|}. \quad (6)$$

Таким чином радіальна швидкість закрученого потоку є визначальною для обертання вихрових ниток. Пульсації швидкості у рухомій рідині, що вимірюються термоанемометрами, відображають швидкості рідини у вихрових нитках.

Відповідно з [6] у камері закручування пульсації обертової швидкості зростають до вісі  $\omega_B \sim \frac{1}{r}$ , а масштаби пульсацій зменшуються  $\Delta \sim r$ . Якщо враховувати, що витрата рідини є сталою величиною,  $V \cdot 2\pi r h = const$ ,  $V \sim \frac{1}{r}$ ,  $\left| \frac{dV}{dr} \right| \sim \frac{1}{r^2}$ , де  $h$  – висота камери, тоді отримаємо  $\mu_T \sim const \cdot \mu$ .

Методи розрахунку вихрової камери [4] побудовано для закрученого потоку з постійною ефективною в'язкістю. Закручений потік був умовно поділений на вихор ( $U = 0$ ) і вихростік з  $U \neq 0$ , для яких рівняння збереження кількості руху для обертової швидкості

$$\rho V \frac{d}{r dr} W = \mu_T \frac{d}{dr} \frac{d}{r dr} W, \quad (7)$$

і збереження маси у вихорі

$$\frac{d}{dr} rV = 0, \quad (8)$$

і вихростоці

$$\frac{d}{dr} rV + \frac{\partial U}{\partial x} = 0, \quad (9)$$

Після інтегрування (8) отримаємо радіальну швидкість  $V = -|V_K| \frac{R_K}{r}$ , а з (7) відомий з експериментів степеневий закон обертової швидкості у вихорі

$$Wr^{1-k} = const, \quad (10)$$

де  $R_K$  – радіус початкового закручування,  $V_K$  – відповідна радіальна швидкість,  $k = \frac{\rho |V_K| R_K}{\mu_T}$  – ефективне число Рейнольдса.

Стає зрозумілою причина зменшення моменту (4), (10) кількості руху в'язкої рідини у порівнянні з ідеальною (2). Це стосується і енергії опосередкованого руху. Втрачена частка моменту кількості руху і енергії акумулюється у вихрових нитках.

Для ідеальної рідини  $\mu_T = 0$  і (7) спрощується до  $\frac{d}{rdr} rW = 0$  з відомим рішенням (2), яке співпадає з (10) при  $k = 2$ .

Для твердого тіла при  $\mu_T \Rightarrow \infty$  з (7) отримаємо

$$\frac{d}{dr} \frac{d}{rdr} rW = 0, \quad (11)$$

з рішенням  $W = const \cdot r$ , яке співпадає з (10) при  $k = 0$ .

Були встановлені межі ефективного числа Рейнольдса для закрученого потоку  $k = 0 \div 2$  і визначена залежність  $k$  від витрати, молекулярної в'язкості рідини та розмірів закрученого потоку [4].

У вихросточі внаслідок появи осьової швидкості зменшується радіальна і обертова швидкість [4].

Розподіл обертової швидкості (10) принципово відрізняється від прийнятого для ідеальної рідини (2) в методах розрахунку відцентрових розпилювачів, запропонованих Абрамовичем Г.Н.

За відомого розподілу швидкостей у закрученому потоці визначається тиск, коефіцієнт витрати рідини, кут розпилення та товщина плівки у сопловому отворі. Всі розміри камери закручування розраховуються за розробленою методикою для в'язкої рідини. Камера закручування з мінімальними втратами тиску на тертя в потоці є оптимальною.

### 3. Краплину "народжує" вихор

Плівка рідини у сопловому отворі відцентрового розпилювача складається із вихрових ниток. Зменшення статичного тиску в зонах максимальної швидкості у вихрових нитках зумовлює деформацію поверхні плівки тиском середовища, в яке розпиляється рідина, та капілярним тиском. Коливання поверхні плівки перед розпадом не випадкові, а зумовлені обертовим рухом рідини та силою поверхневого натягу вихрових ниток (рис. 4).

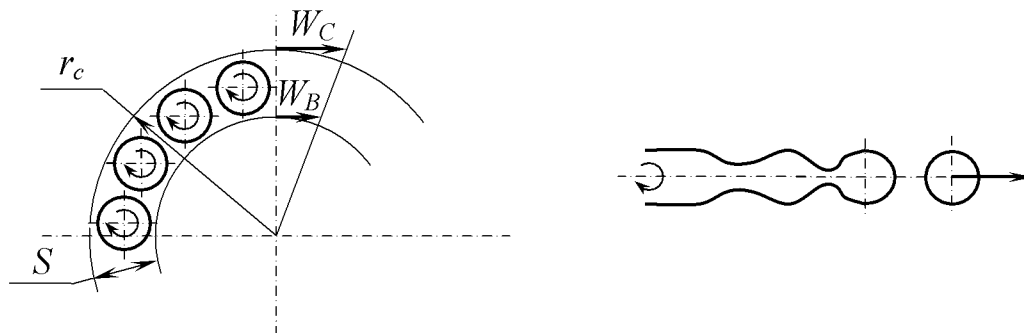


Рис. 4. Схема розпаду плівки і вихрової нитки:  $W_C$  – обертова швидкість на радіусі соплового отвору;  $W_B$  – обертова швидкість на радіусі газового вихора;  $S$  – товщина плівки рідини у сопловому отворі.

Внутрішня енергія одиниці довжини вихрової нитки, ядро якої обертається з приблизно постійною кутовою швидкістю

$$E_B = \frac{I\omega_B^2}{2} = \frac{\rho\omega_B^2}{2} \int_0^{l_B} r^2 2\pi r dr = \frac{\rho\omega_B^2 \pi l_B^4}{4}, \quad (12)$$

де  $I$  – момент інерції, а  $\omega_B = \frac{W_C - W_B}{S}$  – кутова швидкість вихрової нитки у плівці.

Робота з переміщення вихрових ниток на товщину плівки

$$E_{\text{тр}} = F_{\text{тр}} l_B \cdot 2S \sim \mu \frac{W_C - W_B}{S} \cdot \frac{S}{\Delta} l_B \cdot 2S, \quad (13)$$

де  $F_{\text{тр}}$  – сила тертя одиниці довжини вихрової нитки.

Якщо прийняти, що діаметр вихрової нитки визначає найбільш вірогідний (медіанний) діаметр краплин, а частки, на які поділялася вихрова нитка  $b = \chi \cdot 2l_B$ , де  $\chi$  – коефіцієнт стискання потоку, який залежить від режиму розпаду, тоді із рівності об'ємів циліндра і краплини отримаємо  $d_m = \sqrt[3]{12\chi \cdot l_B}$ . Скориставшись приблизним розподілом швидкостей у плівці  $W_C - W_B \approx W_C \frac{S}{r_c}$ , з рівності енергій  $E_B = E_{\text{тр}}$  отримаємо формулу для медіанного діаметра краплин

$$\frac{d_m}{S} = C \left( \frac{SW_C}{\nu} \right)^{-\frac{1}{3}}$$

$$\text{де } C = \left( \frac{96\chi l_B}{\pi \Delta} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Після заміни  $S$  і  $W_C$  геометричними характеристиками камери закручування отримаємо [7] формулу середнього об'ємного діаметра краплин:

$$\frac{d_{30}}{2r_c} = \frac{15}{A^{0,9} B^{0,7} 10^{0,7k}}$$

де  $A = \frac{\pi r_c R_k}{m f_{\text{вх}}}$ ,  $B = \frac{\pi h R_k}{m f_{\text{вх}}}$ ,  $m f_{\text{вх}}$  – площа вхідних каналів.

Сформована потоком вихрова нитка є елементом структури потоку і «народжує» краплину. Тривіальним є бажання отримати необхідну краплину при мінімальному тиску рідини. Ідея Натанзона В.Я. є життєздатною і отримала розвиток для закрученого потоку.

#### 4. Ефективність гідродинамічної оптимізації камери закручування

Порівняти розпилювачі можна за дисперсністю та питомою витратою енергії на розпилення.

Дисперсність розпилення оцінюється за середнім об'ємним діаметром краплин у факелі  $d_{30} = \sqrt[3]{\frac{\sum_{i=1}^n n_i d_i^3}{n}}$ , об'ємно-медіанним діаметром  $D_{V0.5}$ , який ділить об'єм розпиленої рідини на дві рівні частини та за середнім об'ємно-поверхневим діаметром (за Заутером)  $d_{32} = \frac{\sum_{i=1}^n n_i d_i^3}{\sum_{i=1}^n n_i d_i^2}$ , де  $n_i$  – кількість краплин  $i$ -го діаметра;  $n$  – загальна кількість краплин. Для характеристики дисперсності використовуються також значення діаметрів, в межах яких знаходиться 10 % та 90 % об'єму краплин.

Площа поверхні краплин полідисперсного факела

$$S = \pi \sum n_i d_i^2 = \pi d_{32}^2 \cdot n,$$

де кількість краплин  $n = \frac{6Q}{\pi d_{32}^3}$ .

Зменшення середнього об'ємно-поверхневого діаметру  $d_{32}$  свідчить про збільшення кількості краплин розпиленої рідини –  $n \sim \frac{1}{d_{32}^3}$ . Зростає також загальна площа поверхні краплин –  $S \sim \frac{1}{d_{32}}$ .

Питома витрата енергії на отримання одиниці площі поверхні розпиленої рідини  $e$  характеризує рівень досконалості способу розпилення та параметрів розпилювача. Оскільки затрати енергії  $N = P \cdot Q$ , Дж/с

$$e = \frac{N}{S} = \frac{P \cdot d_{32}}{6}.$$

Переваги відцентрового розпилення з оптимальною за формою та розмірами камерою закручування підтверджується співставленням характеристик дисперсності розпилювачів (табл. 1): відцентрового РОса® Ф.03.1.0 (Агромодуль, м. Дніпропетровськ, Україна), відцентрового Н.059.010 (ГСКБ м.Львів, Україна), струминних щілинних LU 120-02 та IDK 120-015 (Lechler, Німеччина), механічного дискового (Зоря, Росія).

## Дисперсна характеристика розпилювачів

Показник	Розпилювач				
	відцентровий		щілинний		механічний
	P.03.0.6	H.059.010	LU 120-02	IDK 120-015	дисковий
Тиск, МПа	0,30	0,3	0,30	0,30	0,02
Витрата, л/хв	0,63	0,72	0,78	0,60	3,0
Діаметр краплин, мкм					
$d_{30}$	85	184	132	173	166
$d_{32}$	115	235	164	282	228
Об'ємна частка, %					
$D_{V0.1}$	70	152	88	137	157
$D_{V0.5}$	131	271	183	367	267
$D_{V0.9}$	238	420	314	839	330

Дисперсність відцентрового розпилювача H.059.010 знаходиться на рівні щілинного та дискового механічного. У порівнянні з H.059.010 об'ємно-медіанний діаметр ( $D_{V0.5}$ ) розпилювача P.03.0.6 у двічі менший.

Завдяки оптимізації форми та розмірів камери закручування, питома витрата енергії при відцентровому розпиленні зменшилась у H.059.010 з 12,0 Дж/м<sup>2</sup> до 5,8 у P.03.0.6.

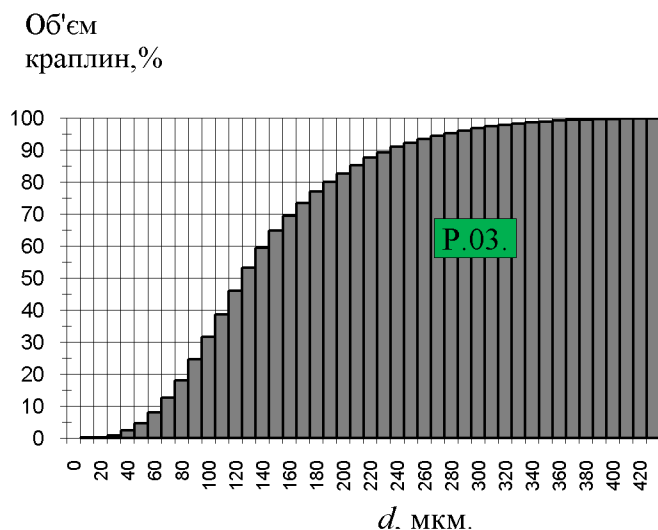
В табл. 2 наведено дисперсну характеристику розпилювача P.03.06<sup>®</sup> в залежності від тиску на відстані 0,5 м від розпилювача.

## Характеристики розпилювача

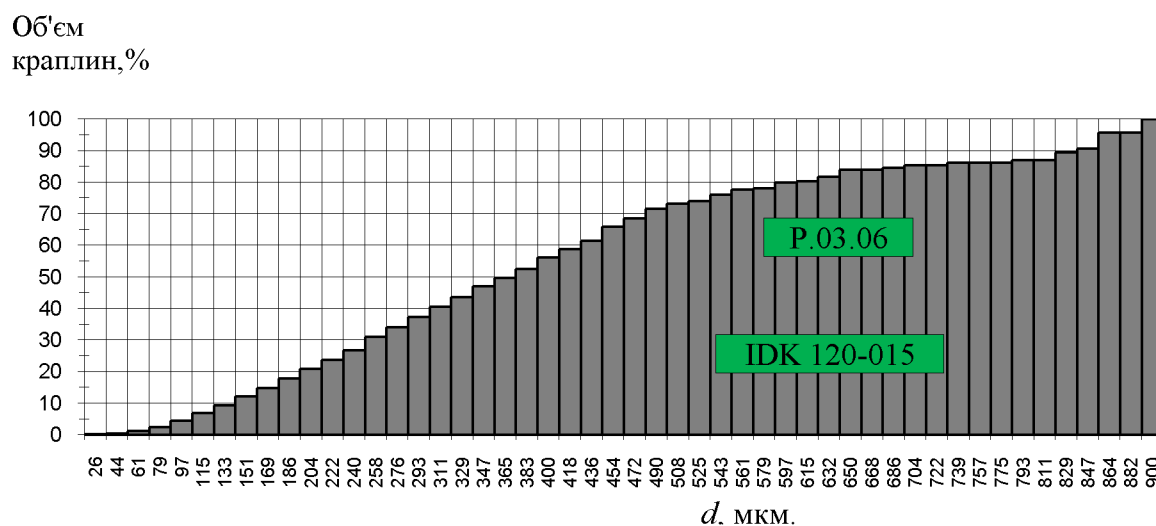
Показник	Розпилювач P.03.06			
Тиск, МПа	0,1	0,2	0,3	0,4
Витрата, л/хв	0,35	0,50	0,63	0,77
Діаметр краплин, мкм				
$d_{30}$	151	99	84	74
$d_{32}$	216	137	115	94
Об'ємна частка, %				
$D_{V0.1}$	135	86	70	60
$D_{V0.5}$	254	157	131	108
$D_{V0.9}$	408	271	238	164
$D_{V0.9}$	527	377	347	232
Питома витрата енергії – $e$ , Дж/м <sup>2</sup>	3,6	4,6	5,8	6,3

З табл. 1 і 2 видно, що відцентровий розпилювач при тиску 0,1 МПа має дисперсність, співставиму з дисперсністю щілинного розпилювача при тиску 0,3 МПа.

На рис. 5 співставлено інтегральні характеристики дисперсності відцентрового розпилювача P.03.0.6 та інжекторного щілинного розпилювача IDK 120-015 на відстані 0,5 м від сопла за умови тиску 0,3 МПа згідно з вимірюваннями компанії Lechler GmbH.



а



б

Рис. 5. Інтегральна характеристика розподілу краплин за об'ємом для розпилювачів: а – P.03.0.6; б – IDK 120-015.

Відцентровий розпилювач POsa® забезпечує розпилення з об'ємною часткою краплин 80 – 350 мкм, які вважаються [1] біологічно оптимальними на рівні 86 %, а до 80 мкм – 13 %.

Література:

1. Распыление... / [Павлюшин В. А., Лысов А. К., Веретенников Ю. М. и др.]. – Санкт-Петербург : RIZO-печать, 2004. – 112 с.
2. Распыливание жидкостей / [Ю. Ф. Дитякин, Л. А. Клячко, Б. В. Новиков, В. И. Ягодкин]. – М. : Машиностроение, 1977. – 208 с.

3. Витман Л.А. О расчете длины сплошной части струи жидкости при ее распаде // В сб. Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред. – М.; Л.: Энергоиздат, 1951. – С. 338 – 350.
4. Коваль В. П. Совершенствование энергетических аппаратов с вихревой камерой: Дис. ... доктора тех. наук : 05.14.04 / Коваль Владимир Павлович. – Днепропетровск, 1989. – 440 с.
5. Жолоб В. М. Экспериментальное исследование вихревых нитей, генерируемых закрученным потоком / В. М. Жолоб, В. П. Коваль // Прикладная механика. – 1978. – Т. XIV, № 3. – С. 132–134.
6. Ринкевичус Б.С. Исследование турбулентности жидкости с помощью дифференциальной схемы ОДИС / Б.С. Ринкевичус, В.И. Смирнов // Журнал ПМТФ. – 1978. - № 4. С. 182–185.
7. Коваль В. П. Влияние характеристик центробежной форсунки на дисперсность распыла жидкости / В. П. Коваль, В. И. Бондаренко // Энергомашиностроение. – 1977. – № 4. С. 17–19.