

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ І. І. МЕЧНИКОВА
ФАКУЛЬТЕТ МАТЕМАТИКИ, ФІЗИКИ ТА ІНФОРМАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ

В. В. Калінчак, О. С. Черненко, С. М. Контуш

ФІЗИКА МЕДИЧНИХ АЕРОЗОЛІВ

НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК

ОДЕСА
ОНУ
2019

УДК 53.07:544.77(075.8)

K172

Рекомендовано до друку Вченою радою ОНУ
імені І. І. Мечникова.
Протокол № 6 від 26 лютого 2019 р.

Рецензенти:

Є. П. Белобров – доктор медичних наук, керівник центру небезпечних, фумігрованих вантажів і аварійних ситуацій пошуку і порятунку людей в морі в системі SAR – Україна;

В. П. Желєзний – доктор технічних наук, професор кафедри теплофізики і прикладної екології Одеської національної академії харчових технологій;

О. Н. Софронков – доктор технічних наук, професор кафедри хімії навколишнього середовища Одеського державного екологічного університету.

Калінчак В. В.

K172 Фізика медичних аерозолів: навч. посіб. / В. В. Калінчак, О. С. Черненко, С. М. Контуш. – *Одеса: Одес. нац. ун-т ім. І. І. Мечникова*, 2019. – 222 с.
ISBN 978-617-689-215-9

Посібник містить теоретичні відомості з фізики і технології медичних аерозолів, що розділені за основними темами, а також приклади розв'язування задач та список пропонованих для самостійного розв'язку завдань. Пропонований матеріал оснований на курсах загальної фізики: «Механіка», «Молекулярна фізика», «Електрика» і «Оптика».

Посібник з курсу «Фізика і технологія медичних аерозолів» призначений для студентів напряму «Прикладна фізика» факультету математики, фізики і інформаційних процесів Одеського національного університету імені І. І. Мечникова.

УДК 53.07:544.77(075.8)

ISBN 978-617-689-291-5

© Калінчак В. В., Черненко О. С., Контуш С. М., 2019
© Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, 2019

ЗМІСТ

ВСТУП	5
Розділ 1. КЛАСИФІКАЦІЯ МЕДИЧНИХ І БІОЛОГІЧНИХ АЕРОЗОЛІВ	7
1.1. Загальна класифікація аерозолів	7
1.2. Розміри аерозольних частинок	9
1.3. Загальна характеристика фармацевтичних аерозолів	12
1.4. Основні характеристики біоаерозолів	18
Розділ 2. МЕХАНІЗМИ УТВОРЕННЯ МЕДИЧНИХ І БІОЛОГІЧНИХ АЕРОЗОЛІВ	22
2.1. Загальна класифікація методів утворення аерозолів	22
2.2. Утворення аерозолів при пневматичному розпилюванні	26
2.3. Утворення аерозолів при гідравлічному розпилюванні	29
2.4. Утворення аерозолів при відцентровому розпилюванні	34
2.5. Утворення крапель в результаті дроблення і зіткнення крапель	37
2.6. Розпилювання рідини ультразвуком	39
2.7. Аерозольна технологія	41
2.8. Утворення аерозолів при конденсації	46
2.9. Утворення аерозолів при хімічних реакціях	53
Розділ 3. АНАЛІЗ ДИСПЕРСНОСТІ АЕРОЗОЛІВ ПО КОНЦЕНТРАЦІЯХ І РОЗМІРАХ ЧАСТИНОК	56
3.1. Основи дисперсного аналізу. Функції розподілу	56
3.2. Вимірювання гранулометричного складу і форми частинок порошків методом цифрової оптичної мікроскопії	67
3.3. Вимірювання розмірів і концентрації частинок порошків за допомогою лазерного тіньового лічильника	73
3.4. Ситовий метод визначення дисперсності порошку	75
3.5. Методи і прилади, призначені для вимірювання біоаерозолів	79
Розділ 4. ДИНАМІКА ТА КІНЕТИКА РУХУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК	84
4.1. Прямолінійний рух частинок. Сила тертя при ламінарному і турбулентному русі частинки	84
4.2. Вивчення параметрів аерозолів седиментаційними методами	101
4.3. Криволінійний рух частинок і інерційне осадження. Ізокінетичний відбір	104
4.4. Пробовідбірники	113
4.5. Ваговий метод вимірювання масової концентрації аерозолів	119

Розділ 5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ	123
5.1. Дифузія частинок аерозолю	123
5.2. Теплова коагуляція аерозолів	131
5.3. Експериментальне вивчення кінетики броунівської коагуляції аерозолю	135
5.4. Вимушена коагуляція частинок.	136
5.5. Термофорез. Дифузіофорез. Фотофорез	138
Розділ 6. ОСНОВИ ПИЛОВЛОВЛЮВАННЯ	141
6.1. Оцінка ефективності пиловловлювання	141
6.2. Загальна характеристика механізмів і приладів пиловловлювання	141
6.3. Пилоосаджувачі гравітаційні і інерційні. Пилоосаджувальна камера	144
6.4. Відцентрові пиловловлювачі	146
6.5. Мокрі пилоосаджувачі	149
6.6. Основи фільтрування	152
Розділ 7. ВДИХАННЯ МЕДИЧНИХ АЕРОЗОЛІВ ЛЮДИНОЮ	159
7.1. Осадження аерозолів в дихальних шляхах	159
7.2. Методи аерозольтерапії	163
7.3. Інгаляція. Небулайзери	165
Розділ 8. ВИПАРОВУВАННЯ І КОНДЕНСАЦІЯ АЕРОЗОЛІВ	173
8.1. Кінетика випаровування крапель	173
8.2. Кінетика випаровування крапель рідини і стефанівська течія	179
8.3. Кінетика зростання крапель	185
Розділ 9. ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ АЕРОЗОЛІВ	190
9.1. Зарядка аерозольних частинок	190
9.2. Електростатичні вимірювачі параметрів аерозолів	197
9.3. Визначення розмірів і зарядів аерозольних частинок по методу диференціальної електричної рухливості	201
9.4. Дослідження зарядки крапель при диспергуванні рідини	205
Розділ 10. ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ АЕРОЗОЛІВ	207
10.1. Коефіцієнт екстинції	207
10.2. Індикатриса розсіяння	209
10.3. Лазерні лічильники частинок	212
СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ І РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	219

ВСТУП

Штучні аерозолі знаходять широке застосування в багатьох областях людської діяльності: у хімічній, харчовій, парфумерно-косметичній, будівельній промисловості, медицині, сільському господарстві і т. д., що обумовлене їх високою ефективністю. Відомо, що збільшення поверхні речовини супроводжується збільшенням його активності. Малі кількості речовин, розпорошених у вигляді аерозолу, займають значний об'єм і володіють великою реакційною здатністю. У цьому полягає головна **перевага аерозолів** перед іншими дисперсними системами.

Аерозольна форма дозволяє в побутових і промислових умовах швидко і без зайвих витрат розпилювати рідкі і порошкоподібні речовини у вигляді частинок заданого розміру. Крім того, аерозольний спосіб застосування економічно вигідний, оскільки він скорочує питому витрату речовини (у 5-10 разів) і підвищує ефективність його дії.

Вивчення основних характеристик аерозолів, що знаходяться в повітрі навколо нас і в виробничих приміщеннях, направлене в основному на вирішення наступних завдань:

- створення умов, сприятливих для здоров'я людей, шляхом використання передових технологій і розробки систем для очищення повітря від забруднюючих аерозолів;
- прогнозування розповсюдження аерозолів в навколишньому середовищі;
- контроль вмісту аерозолів у виробничих приміщеннях, коли вони можуть негативно впливати на хід технологічних процесів (проблема “чистих кімнат” у виготовленні напівпровідникових приладів і фармакології).

Разом з можливістю визначення таких параметрів аерозолів, як швидкість їх розповсюдження разом з повітрям, їх здатність, наприклад, реагувати з газовими компонентами, конденсувати на собі вологу і багато інших, необхідно знати:

- 1) розмір частинок аерозолу як чинника, що визначає поведінку аерозольних частинок;
- 2) функцію розподілу частинок аерозолу по розмірах і їх концентрацію (масову або рахункову, тобто масу або число частинок в одиниці об'єму).

Сучасні вимоги до визначення розмірів частинок такі високі, що зараз розроблені методи вимірювання розмірів в надзвичайно широкій області розмірів – приблизно від 0.001 до декількох сотень мікрон; природно, неможливо за допомогою лише одного методу охопити весь цей діапазон.

Різноманітність використовуваних методів вимірювань примушує для розуміння основних принципів роботи аерозольних приладів знати основи фізики аерозолів – науки про поведінку малих частинок в газах. Фактично ця наука повторює майже всю фізику (її окремі складові), але застосову-

ється не до тіл значного розміру, а до малих частинок. Так, окремо існує так звана механіка аерозолів – наука про рух частинок в газі як по відношенню до нього, так і разом з ним; широко розвинені знання про термодинамічні процеси, що відбуваються з малими частинками, про виникнення частинок з пари речовин (гомогенна і гетерогенна конденсація); оптика аерозолів є основою наших знань як про оптичні явища в атмосфері (у нашому повсякденному житті ми безперервно стикаємося з цими явищами – туман, веселка, погана видимість і тому подібне), так і в створенні широко поширених оптичних приладів для вивчення параметрів аерозолів. Нарешті, електричні заряди на аерозольних частинках (як на ізольованих тілах) можуть значно змінювати поведінку частинок, і цей факт часто використовується у вимірювальній аерозольній техніці.

Тому кожному розділу даного посібника присвячене окреме коротке викладення закономірностей поведінки аерозольних частинок, необхідне для кращого розуміння функціонування описуваних аерозольних методів і приладів.

Розділ 1. КЛАСИФІКАЦІЯ МЕДИЧНИХ І БІОЛОГІЧНИХ АЕРОЗОЛІВ

1.1. Загальна класифікація аерозолів

Аерозолями (аеродисперсними системами) [від грец. *aer* – повітря і лат. *sol(utio)* – розчин] називаються дисперсні системи з газоподібним середовищем і з твердою або рідкою дисперсною фазою. Дисперсні системи – світ, в якому ми живемо. Велика частина Всесвіту перебуває у вигляді пилу. Космічний простір, гідросфера і атмосфера, земна кора і надра, ґрунти, живі організми, харчові продукти, лікарські препарати і інші споживчі предмети містять речовини в дисперсному стані. Тому дисперсний стан є основним станом матерії.

Розрізняють диспергаційні і конденсаційні аерозолі як з рідкою, так і твердою конденсованою фазою. Диспергаційні аерозолі утворюються при диспергуванні (подрібненні, розпилюванні) твердих або рідких тіл, або під час переходу порошкоподібних тіл в зважений стан, а конденсаційні – при об'ємній конденсації пересиченої пари, в результаті газових хімічних реакцій, унаслідок випаровування тіл, у тому числі і під дією плазми і лазерного випромінювання з подальшою конденсацією пари. Частинки аерозолі з рідкою дисперсною фазою мають правильну сферичну форму, і при коагуляції, зливаючись, знову утворюють кулясту індивідуальну частинку. Тверді ж частинки мають різноманітну форму, і при коагуляції утворюють рихлі агрегати також різноманітної форми. До найбільш відомих аерозолів відносяться:

1. **туман** – конденсаційний аерозоль з рідкою дисперсною фазою;
2. **дим** – конденсаційний аерозоль з твердою дисперсною фазою;
3. **смог** – суміш туману і диму, що містить зазвичай продукти фотохімічної реакції і пари води;
4. **пил** – диспергаційний аерозоль з твердими частинками, утвореними в процесах подрібнення, розмелюванні, вибуху, свердленні, а також при пересипанні порошоків;
5. **спрей** – диспергаційний аерозоль з рідкою дисперсною фазою, що виникає при розпаді струменів або плівок рідини, наприклад, при розпилюванні рідини під впливом джерела акустичних коливань або руйнування струменів при дії електричного поля.

Часто виникають змішані аерозолі, що складаються з частинок різного походження.

Аерозолі в залежності від об'ємної концентрації частинок

$$C_V = V_p / V,$$

діляться на висококонтентровані ($C_V > 0.1$) і розріджені ($C_V < 0.1$). Тут C_V – відношення об'єму частинок V_p до сумарного об'єму аерозолі V .

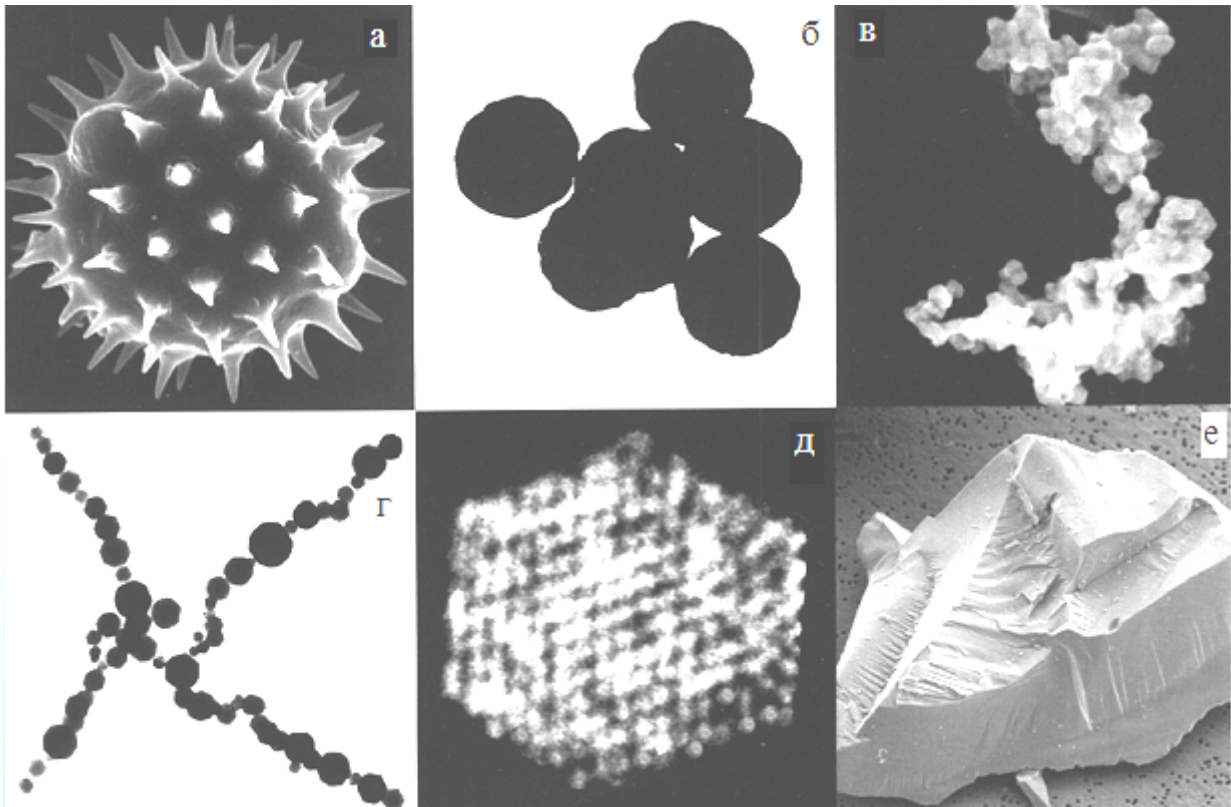


Рис. 1.1. Аерозольні частинки (а – спора рослин (біоаерозоль); б – малий агрегат з семи первинних частинок конденсаційного походження; в – крупний рихлий агрегат первинних частинок; г – фрактальна структура вторинних частинок типу сажі; д – вірус (біоаерозоль); е – крупна тверда частинка неправильної форми диспергаційного походження)

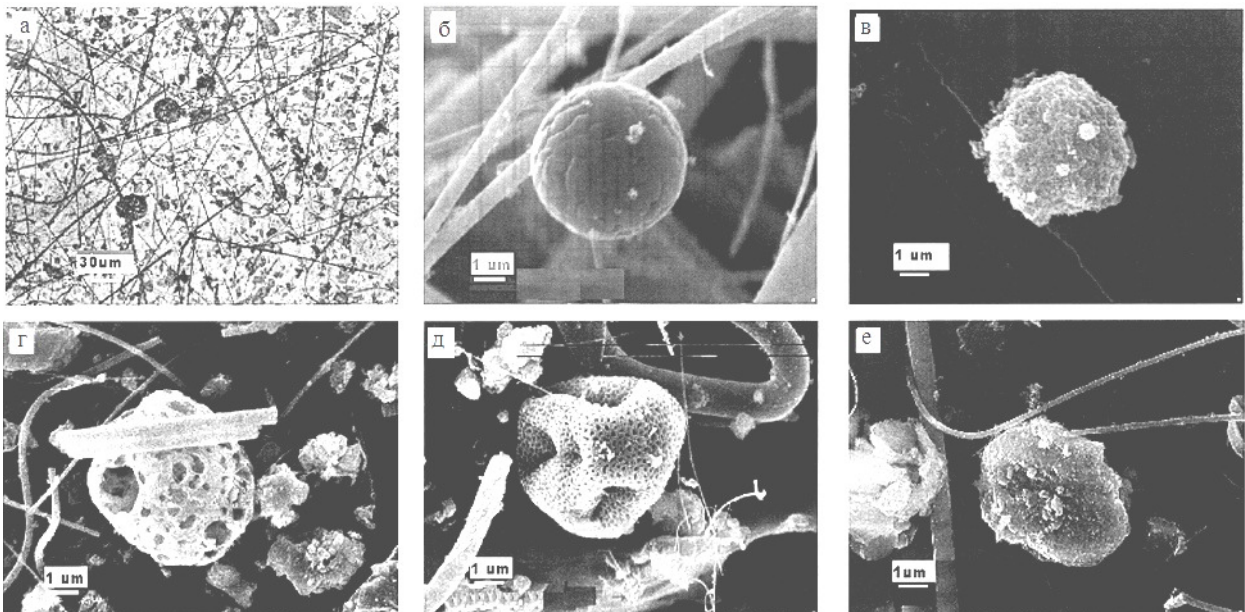


Рис. 1.2. Аерозольні частинки (а – частинки на фільтрі РМ 10; б – вуглецеві частинки, що утворюються при горінні; в – частинка промислових викидів з високим вмістом заліза і міді; г – частинка з великим вмістом ванадію; д – органічна частинка; е – глиниста ґрунтова частинка, що містить алюміній, сірку, залізо та кальцій)

Так, в безвітряну ясну погоду за містом в 1 л повітря міститься декілька десятків тисяч частинок із загальною масою менше 10^{-10} кг, а в шахті – мільярди частинок з масою декількох десятків міліграма.

Типовий вигляд частинок деяких аерозолів приведені на рис. 1.1.-1.2.

Джерела атмосферних аерозолів прийнято ділити на:

- **природні** (вулканічні виверження, конденсація водяної пари в атмосфері, вивітрювання порід, розбризкування крапельок води над океаном, космічний пил і так далі);
- **антропогенні** – джерела, обумовлені життєдіяльністю людини (промислові викиди з димарів, токсичні викиди від автомобілів, пожежі, вибухи, вивітрювання ґрунту в результаті землеробства і відкритого видобутку копалин).

Аерозолі антропогенного походження складають приблизно 20% від природного змісту аерозолів.

Основними джерелами атмосферного аерозолу є: ґрунт, який в місцевостях, далеких від моря і промислових підприємств, практично повністю визначає хімічний склад аерозольних частинок в нижньому шарі атмосфери (50 – 80% всіх аерозольних частинок по масі). Проте хімічний склад цих частинок не ідентичний хімічному складу ґрунтів, оскільки не всі мінерали і інші ґрунтові продукти однаково диспергують. В основному, це кварц, інші з'єднання кремнію, глинозем, карбонати і кальцити, оксиди заліза. Кількість органічних сполук в аерозолях ґрунтового походження порівняно невелика, близько 10%.

Морська поверхня утворює 10 – 20% частинок атмосферного аерозолу по масі. Хімічний склад цих частинок відповідає приблизному хімічному складу сухого залишку морської води: NaCl – 78%, MgCl₂ – 11%, CaSO₄, Na₂SO₄, K₂SO₄ – 11%. Максимально представлені частинки розміром з діаметром близько 0.3 мкм. Концентрація соляних частинок над океаном може досягати 100 см^{-3} , але в середньому – 1 см^{-3} .

1.2. Розміри аерозольних частинок

Властивості аерозолів визначаються не тільки станом і властивостями дисперсної фази, тобто самих частинок, а і взаємодією їх з дисперсійним середовищем. Середовище характеризується природою газу, його тиском, температурою і наявністю їх градієнтів, а також швидкості течії і турбулентності.

До основних властивостей аерозолу відносяться основні величини: розмір, форма, будова і концентрація частинок (рис. 1.1 – 1.2). Під чисельною і масовою концентрацією розуміють число або масу частинок аерозолу в одиниці об'єму. Розмір частинки може мінятися в дуже широких межах – від декількох ангстремів до частки міліметра. Таким чином, кіль-

кість молекул в аерозольній частинці може варіюватися в інтервалі від декількох штук до близько 10^{18} .

Нижня межа розмірів аерозольної частинки розмірів лежить в області переходу від молекули до частинки. Насправді, частинка дисперсної фази повинна містити хоч би декілька молекул: сукупність мономолекулярних частинок – це газ, а не аерозоль. Багато газів і пари містять асоціати молекул – димери, тримери, тетрамери і т. д., що представляють об'єднання молекул в групи, які утримуються міжмолекулярними (ван-дер-ваальсовими) силами. Критерієм відмінності тут служить не розмір, а якісна відмінність поведінки газових молекул і аерозольних частинок.

Газові молекули при зіткненні з твердими поверхнями відскакують від них. Аерозольні частинки не відскакують від поверхні при будь-якому зіткненні. При цьому здібність до стовідсоткового прилипання залежить не тільки від числа молекул в кожній з них, але і від їх природи. Доля частинки після зіткнення з поверхнею – відскок або захоплення, можливість або неможливість десорбції – визначається, по-перше, співвідношенням енергії взаємодії цих двох сторін і теплового руху, а по-друге, здатністю частинки «погасити» в собі енергію удару, що веде до необоротного прилипання. Це можливо, коли частинки досягають розміру не менше 6 – 10 молекул. Цю величину можна прийняти за нижню межу розмірів аерозольних частинок. Їх поведінка зі збільшенням даного показника міняється. Великі з них, такі, що містять 10^9 і більш молекул, в певних умовах можуть при зіткненні відскакувати від поверхні. Для них здібність до прилипання вже не є критерієм приналежності до аерозолів. Відскок крупних частинок можливий. По-перше, тому, що енергія їх удару об поверхню може на багато порядків перевищувати енергію теплового руху, і вона не поглинається повною мірою молекулами частинки. Існує і друга причина пояснення даного явища. Крупні частинки не встигають загальмуватися середовищем при наближенні до поверхні. Нарешті, для них слабшає енергія молекулярної взаємодії із стінкою – адгезія. Це пояснюється тим, що поверхня частинки зростає повільніше, ніж її маса, і в поверхневій взаємодії крупної частинки беруть участь не всі її молекули, а лише невелика її частина.

Верхня межа розмірів частинок повинна бути внаслідок того, що крупні частинки не можуть тривалий час бути зваженими в повітрі.

Як вже наголошувалося, аерозолем є суспензія твердих або рідких частинок у газі. Аерозольні частинки переміщуються, в основному, разом з потоками газу, що містить їх, тобто складають з ним достатньо стійку систему. Зміщуватися відносно середовища частинки можуть за рахунок дії гравітації, електричного поля, інерції та інших сил. Наприклад, при криволінійному русі аерозолю траєкторія частинок унаслідок інерції відхиляється від лінії струму газу. Так, якщо в середовищі існує турбулентність,

тобто рух завихрений, то вихори захоплюватимуть частинки. При цьому сили інерції викидають їх з одного завихрення в інше. Співвідношення між цими двома явищами визначається розміром і масою частинок. Його можна використовувати для визначення верхньої межі їх розмірів. Аерозоль існує до тих пір, поки частинки, зважені в газі, рухаються переважно разом з ним. Наприклад, при помірному вітрі в приземному шарі атмосфери для крапель води верхня межа відповідає 40 – 60 мкм.

До аерозолів відносяться ті, розміри частинок яких лежать в інтервалі дисперсності від 10^{-3} до 10^3 мкм. Інтерес для науки про аерозолі представляють частинки з 10^{-2} – 10^2 мкм. Розмір частинки – найбільш важливий параметр при прогнозі поведінки аерозолу. Розмір частинки зазвичай характеризують радіусом або діаметром. Монодисперсний аерозоль містить частинки тільки одного розміру, що виконується у край рідко. Полідисперсний аерозоль характеризується частинками різних розмірів, концентрація і маса яких може відрізнитися на порядки.

Пил складається з твердих частинок, що диспергуються в результаті механічного подрібнення твердих тіл (вибухи, гірські роботи і так далі) або висихання крапельок з розчиненими речовинами або частинками (сольові частинки над океаном). У пилі зазвичай містяться частинки вельми різних розмірів. Часто пилом називають осад твердих частинок на різних поверхнях, який легко переходить у зважений стан. Хімічний склад частинок пилу різний.

Крапельки хмар мають розміри: 5 – 50 мкм. Тумани складаються з крапельок рідини, що утворюються при конденсації пари або розпилюванні рідини. Сюди також включаються краплі з розчиненими речовинами або частинками, що містяться в них. Природні тумани зазвичай складаються з крапельок діаметром до 10 мкм і більш.

Дими утворюються при горінні або сублімації летючих речовин, а також в результаті хімічних і фотохімічних реакцій. Дими можуть містити також крупні частинки незгорілого палива, золи, оксидів металів, сажі, смоли. Тому розміри димових частинок коливаються в широких межах: від субмікронних (0.01 мкм) до мікроскопічних (100 мкм).

Частинки димів – найбільш високодисперсна система. Вони мають малі розміри на відміну від пилу (більш грубодисперсної системи), практично не осідають під дією сили тяжіння. Частинки диму можуть служити ядрами конденсації атмосферної вологи, внаслідок чого виникає туман (смог).

Крапельки, а також частинки різних атмосферних забруднень і пилу іноді називають *серпанком (рос. дымка)*, який насправді є комбінацією пилу, туману і диму. Систему, що утворюється в результаті взаємодії природного туману з газоподібними забрудненнями, називають *смогом*. Розміри частинок серпанку і смогу зазвичай близько 1 мкм.

Таблиця 1.1

Розміри частинок деяких аерозолів

Тип аерозолю	Діаметр, мкм
Тютюновий дим	0.1 – 1.0
Туман сірчаної кислоти	0.3 – 0.5
Топковий дим	0.1 – 10.0
Слоїсті хмари	1.0 – 10.0
Факел розпилу аерозольного балончика	1.0 – 100.0
Атмосферний туман	2.0 – 50.0
Дощові хмари	10.0 – 100.0
Квітковий пилок	15.0 – 20.0
Дощові краплі	50.0 – 100.0

Типові розміри частинок деяких аерозолів приведені в табл. 1.1 і на рис. 1.3. Необхідно відзначити, що звичайні фільтри для очищення повітря вловлюють лише частинки вище 0.1 мкм.

Для аерозольної твердої частинки неправильної форми доводиться вводити характерний або еквівалентний діаметр частинки, наприклад, порівнюючи час її седиментації з часом седиментації сферичної частинки. Різноманітні форми аерозольних частинок доцільно розбити по порівняльній протяжності частинок в трьох вимірюваннях на три класи:

1. ізометричні частинки, для яких всі три вимірювання мають приблизно однакову величину (сфера, правильні многогранники і частинки, близькі до них формою);
2. частинки, що мають у двох вимірюваннях значно більшу протяжність, чим в третьому (пластинки, листочки, лусочки, диски);
3. частинки з великою протяжністю в одному вимірюванні (призми, голки, волокна, нитки).

Так як всі закони, що визначають властивості аерозолю, виражають просто при кулеподібній формі частинок, то зазвичай використовують «коефіцієнт сферичності» χ_s , як відношення поверхні кулі с об'ємом, рівним об'єму даної частинки, до її поверхні. Для сфери $\chi_s = 1$, для будь-якої іншої форми частинок – $\chi_s < 1$.

1.3. Загальна характеристика фармацевтичних аерозолів

Завдяки високому ступеню дисперсності частинок лікарських речовин фармацевтичні аерозолі володіють високою біологічною доступністю.

Фармацевтичні аерозолі – це лікарська форма, що є розчинами, емульсіями, суспензіями лікарських речовин, що знаходяться під тиском разом з пропелентом в герметичній упаковці, забезпеченою клапанно-розпилюючою системою (дозуючою або недозуючою). Фармацевтичний

1. КЛАСИФІКАЦІЯ МЕДИЧНИХ І БІОЛОГІЧНИХ АЕРОЗОЛІВ

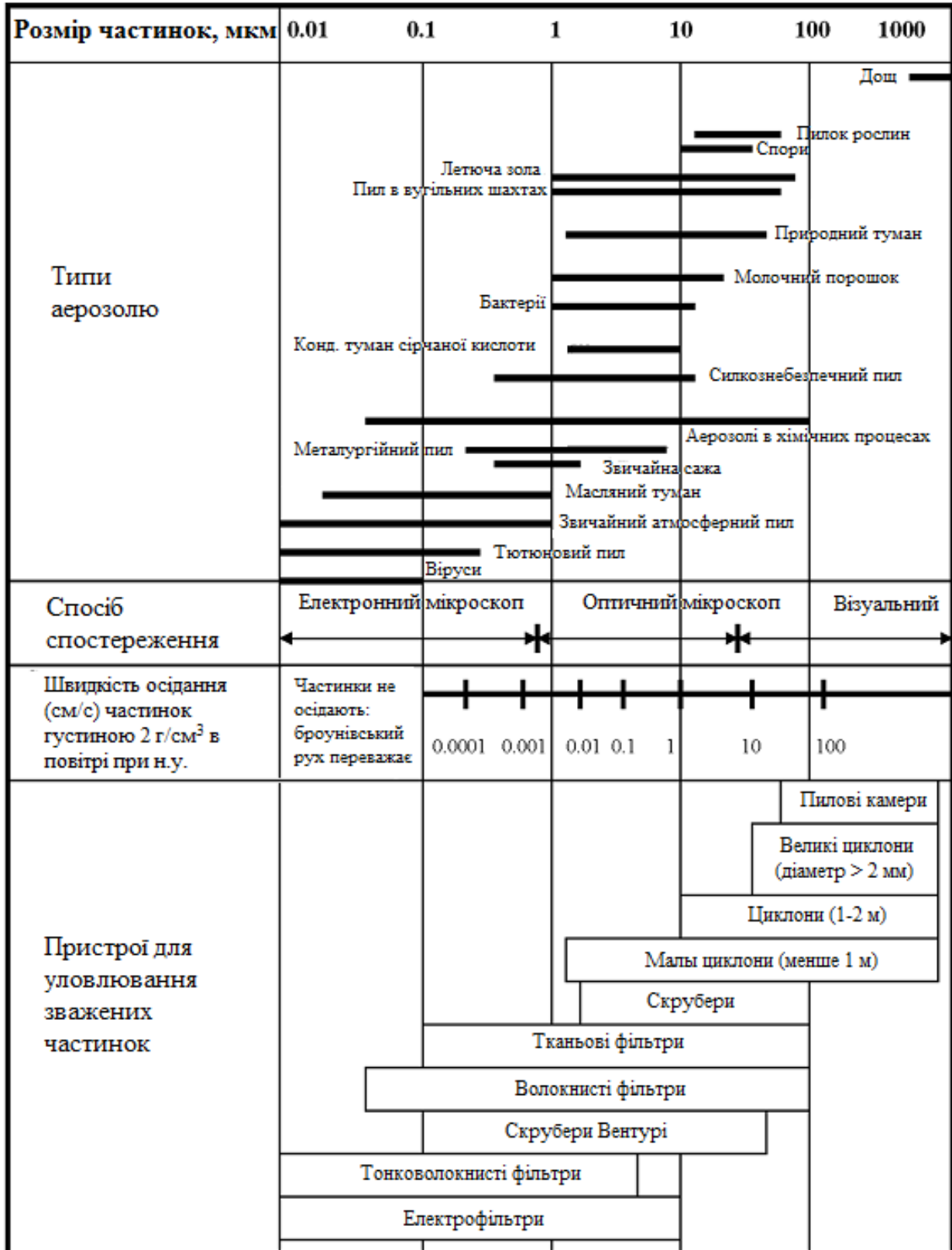


Рис. 1.3. Діапазон розмірів частинок в повітрі

аерозоль, що забезпечує вивільнення вмісту упаковки за допомогою повітря, називається **спреєм**.

Різновидом інгаляційних аерозолів є порошки для вдихання – **інхалери**, які можуть випускатися в спеціальних пакувальних пристроях типу ротодисків, вентодисків та ін.

До **переваг** фармацевтичних аерозолів, зазвичай, відносять:

- швидкість терапевтичного ефекту, наближена іноді до внутрішньовенного введення;
- зручність застосування, компактність, портативність, транспортабельність;
- підвищення стабільності лікарських речовин за рахунок герметичності балона і оберігання від дії зовнішніх фізичних чинників (світло, повітря, вологість і ін.);
- збереження стерильності протягом всього терміну придатності препарату;
- можливість точного дозування лікарських речовин при використанні дозуючих клапанів;
- позитивна психологічна дія і щадна дія на організм.

До **недоліків** застосування фармацевтичних аерозолів відносять:

- можливість вибуху балона при ударі, перегріві;
- складність технологічного процесу;
- токсична дія ряду пропелентів на живі організми;
- негативна дія на навколишнє середовище (озоноруйнуюча властивість фреонів);
- можливість дратівливої дії аерозолів на шкіру і слизисті оболонки (часто за рахунок органічних розчинників);
- обмеження застосування в дитячій практиці.

Фармацевтичні аерозолі – складна система лікарських і допоміжних речовин. Допоміжні речовини – широка група матеріалів природного і синтетичного походження, використовуваних в процесі отримання ліків як фармакокінетично обґрунтованих фізико-хімічних систем.

Для створення лікарської форми практично у всіх випадках необхідне застосування тієї або іншої допоміжної речовини. Виділяють наступні групи допоміжних речовин:

1. **Розчинники** (вода очищена, етанол, жирні масла рослинного і тваринного походження, мінеральні масла, гліцерин, етилацетат, хлористий етил, димексид, ПЕО, полісілоксани, пропіленгликоль та ін.).
2. **ПАР – поверхнево-активні речовини** (твін-80, спен-80, пентол, препарат ОС-20,Т-2, емульсивний віск, олеїнова кислота і ін.). Це велика група сполук використовується у фармацевтичній практиці з метою збільшення розчинності важко розчинних або не розчинних лікарських речовин. Ці речовини називаються солюбілізаторами. Солюбілізація –

процес самовільного переходу нерозчинної у воді речовини у водний розчин ПАР. Застосування поверхнево-активних речовин у виробництві ліків і медицині безперервно зростає, що пов'язане з рядом велими цінних їх властивостей — стабілізуючою і емульгуючою здатністю, значним впливом на мембранну проникність шкірних покривів і слизових оболонок і так далі

В даний час відомо більше 2500 речовин, здатних знижувати поверхневий натяг на межі розділу фаз. У переважній більшості випадків застосування поверхнево-активних речовин обмежується їх несприятливою біологічною дією або впливом на інші компоненти ліків. Це насамперед відноситься до синтетичних поверхнево-активних речовин. Багато ПАР, що є найбільш нешкідливими, — неіоногенні (твіни, спени) і володіють певною, так званою коканцерогенною властивістю, тобто здатністю в певних умовах різко підсилювати дію активних канцерогенів.

3. **Плівкоутворювачі** (похідна целюлоза, акрилової кислоти та ін.) високомолекулярні синтетичні або природні речовини, що здатні утворювати плівку при нанесенні на тверду поверхню. Плівкоутворювачі повинні добре змочувати поверхню, що захищається, і легко, рівномірно розподілятися на ній, не повинні містити шкідливих домішок (наприклад, речовин, що викликають корозію металу). Плівкоутворювач може бути однофазною або двофазною системою. До однофазних систем відноситься 100%-ний плівкоутворювач (наприклад, натуральна оліфа) або розчин плівкоутворювача (наприклад, лак напівфабрикату). Двофазні системи – суспензії плівкоутворювача у воді або органічному розчиннику (наприклад, акрилові дисперсії). До природних плівкоутворювачів відносяться рослинні масла, піддані спеціальній обробці; смоли природного походження (янтар, каніфоль), спеціально оброблена целюлоза. До синтетичних відносять алкідні, фенол-, меламіно- і карбамідоформальдегідні, перхлорвінілові, акрилові, епоксидні і т.д. Плівкоутворювачі висихають при кімнатній або підвищеній (80–300 °С) температурі за час від 0.5 хвилини до 24 год.
4. **Коригенти** (цукор, кислота лимонна, сорбіт, ефірні масла, тимол, ментол) речовини, вживані для виправлення смаку, кольору і запаху в різних ліках.
5. **Консерванти** (ніпагін, сорбінова і бензойна кислоти, натрію бензоат, пропіловий ефір п-оксибензойної кислоти) речовини, здатні запобігти розкладанню інгредієнтів, що діють, в ліках; можуть відбутися внаслідок життєдіяльності мікробів і грибів. Як правило, використовувані з метою придушення життєдіяльності мікроорганізмів в ліках, консерванти є загальними протоплазматичними отрутами і можуть володіти алергічними (канцерогенним і мутагенним) властивостями.

6. **Антиоксиданти** (вітамін Е, бутилокситолуол, бутилоксианизол, трилон Б і ін.). Підвищення стійкості речовин, що діють, в готових ліках досягається застосуванням стабілізаторів, дія яких заснована на різкому пригнобленні процесів розкладання препаратів унаслідок скріплення різних хімічних сполук, що активують деструкцію лікарських речовин і присутніх в розчині в нікчемних кількостях або перехідних в розчин з матеріалів упаковки, наприклад, зі скла. Антиоксиданти підвищують стабільність препаратів, високочутливих до окислюючої дії кисню. Зазвичай антиоксиданти застосовують у вельми малих кількостях, які вважаються нешкідливими для організму.
7. **Пропеленти** (фреони, стислі гази, легколетючі органічні розчинники і ін.) або евакууючі гази (*propellent*, англ. – що викидають), – це газоподібні компоненти аерозолі, що не мають кольору, запаху, смаку. З їх допомогою всередині аерозольного балона створюється тиск і забезпечується розпилювання внутрішнього вмісту. Фармацевтичні пропеленти **повинні бути:** негарячими, нетоксичними і не надавати дратівливої дії на шкіру і слизисті оболонки; вогненебезпечними при евакуації з балона і змішуванні з повітрям; хімічно інертними, не піддаватися гідролізу, не надавати корозійної дії на аерозольні судини. При кімнатній температурі (20 °С) тиск насиченої пари пропелента повинен знаходитися в межах 2-8 атм. Пропеленти класифікують на 3 групи по агрегатному стану за стандартних умов (20 °С, атмосферний тиск): 1. зріджених газів; 2. стислих газів; 3. легколеткі органічні розчинники. Найчастіше використовують зріджені гази, а саме:
- **Фреони** (фторхлорпохідні вуглеводні). *Переваги:* 1. при невеликому надмірному тиску і невисокій температурі з газоподібного стану легко переходять в рідину; 2. добре сумісні з багатьма органічними сполуками; 3. постійно підтримують внутрішній тиск в балоні до тих пір, поки в ньому знаходиться хоч би крапля фреону. *Недоліки:* 1. шкідлива дія на навколишнє середовище (озоноруйнівна дія на атмосферу; після 1989 р. через протокол Монреалю замінений на інший); 2. нестійкість у присутності вологи.
 - **Вуглеводні парафінового ряду** (пропан, бутан, ізобутан та ін.). *Достоїнства:* 1. не гідролізуються; 2. малотоксичні; 3. дешевші за фреони. *Недоліки:* 1. пожежонебезпечні, тому найчастіше їх використовують як добавку до суміші пропелентів; 2. «парникові гази», які сприяють глобальному потепленню і утворенню смогу.
 - **Хлоровані вуглеводні** (вінілхлорид, метилхлорид, етилхлорид, метилхлорид та ін.). *Достоїнства:* 1. є розчинниками і співрозчинниками діючих речовин і допоміжних; 2. мають низьку токсичність. *Недоліки:* мають низький тиск пари, тому використовуються в суміші пропелентів; вогненебезпечні.

До *легколетких органічних розчинників* відносяться диметиловий, диетиловий і етилметиловий ефіри. Застосовуються вкрай рідко, оскільки вогненебезпечні, вибухонебезпечні і надають наркотичну і дратівливу дію на організм.

Класифікують фармацевтичні аерозолі зазвичай:

1. по вигляду системи (в залежності від фізико-хімічних властивостей складу, поміщеного в балон):

- *двофазні системи* (рідка фаза зазвичай є розчином лікарських речовин в пропеленті або суміші пропелента з співрозчинником (субстанції в більшості випадків не розчиняються безпосередньо в пропеленті, і для їх розчинення необхідно використовувати спеціальний розчинник, який не викликає роздратування і нетоксичний (етиловий і ізопропиловий спирти, гліцерин, пропилен-гліколь, рослинні масла і ін.)). *Газоподібна фаза* в основному містить насичену пару пропелента. У двофазних системах рідка фаза однорідна. Можливі наступні види: «газ + рідина», «газ + порошкоподібні речовини»;

- *трифазні системи* (вміст їх знаходиться в рідкому і газоподібному стані, але рідка фаза є не однорідною рідиною, а два окремих, несумісних між собою шари рідини, важчий з яких знаходиться внизу. Можливі наступні види: «газ + рідина + порошкоподібні речовини», «газ + рідина + рідина».

2. За способом застосування розрізняють а) лікувальні аерозолі для інгаляцій і б) лікувальні аерозолі для зовнішнього застосування, які у свою чергу підрозділяють на душуючі, пінні і плівкотвірні.

3. за розміром частинок дисперсної фази:

- розпилюючі (діаметр частинок до 50 мкм, концентрація пропелента до 80%);

- душуючі (діаметр частинок до 200 мкм, концентрація пропелента 30-70%);

- пінні (діаметр частинок більше 200 мкм, концентрація пропелента до 30%).

Встановлено, що розмір отримуваних частинок дисперсної фази буде тим менше, чим більше тиск пропелента в балоні, чим менше діаметр вихідного отвору клапана і чим більше процентний вміст пропелента в аерозолі.

Пінні аерозолі, що вживаються зовнішньо, після підсихання утворюють захисну плівку.

Технологічний процес виробництва фармацевтичних аерозолів включає приготування концентратів лікарських і допоміжних речовин (без пропелента), а також отримання суміші пропелентів.

Як правило, концентрат складається з одного або декількох лікарських речовин, що розчинені або диспергуються в розчинниках із застосу-

ванням допоміжних речовин (ПАР, солюбілізатори, співрозчинники). Концентрат-розчин отримують при безпосередньому розчиненні лікарських речовин в частині пропелента або співрозчинника, який повністю змішується з пропелентом і володіє малою летючістю. Концентрати-емульсії (суспензії) отримують в тому випадку, якщо лікарська речовина диспергує в розчиннику, співрозчиннику або інших допоміжних рідинах. Готовий концентрат з реактора передавлюють або перекачують в збірники, звідки він подається на автоматичну лінію заповнення балонів.

Отримання суміші пропелентів здійснюють на окремій ділянці, використовуючи для цього спеціальні реактори і надмірний тиск. Для забезпечення робочого тиску в аерозольному балоні (2-3 атм) комбінують основні пропеленти з високим тиском насиченої пари з допоміжними, такими, що мають низький тиск.

1.4. Основні характеристики біоаерозолів

Біологічні аерозолі – аерозолі, частинки яких несуть на собі життєздатні мікроорганізми або токсини. Дана аеродинамічна система може бути представлена у вигляді пилових або краплинних аерозолів, в якій відповідно тверда або рідка дисперсна фаза містить біологічно активний субстрат у вигляді мікроорганізмів (бактерій, рикетсій, вірусів, патогенних грибків) або їх токсинів. Тому розповсюдження інфекції повітрям в залежності від розміру частинки може відбуватися двома шляхами – у вигляді самих крапель або у вигляді сухих аерозолів патогенних мікроорганізмів.

Біологічні аерозолі утворюються в результаті висихання і підйому з пилом сухх екскрементів хворих тварин і людини, а також при випаровуванні або виділенні хворими і бацилоносіями повітряно-краплинним шляхом збудників деяких інфекційних захворювань (легенева чума, натуральна віспа, грип і так далі). Механізм розповсюдження біологічних аерозолів полягає в наступному. Спочатку, за рахунок чхання, кашлю, розмови, з дихальної системи хворої людини викидаються краплі рідини діаметром 1-100 мкм, які містять мікроорганізми. Крупні краплі осідають на одяг або підстилаючу поверхню, висихають, а мікроорганізми за рахунок вітру піднімаються в повітря. Потім дрібні краплі випаровуються і в повітрі залишаються мікроорганізми. За рахунок вітру вони можуть переноситися на великі відстані.

Є значна кількість наукових і медичних доказів того, що біоаерозолі, що існують в оточуючому повітрі, істотно впливають на здоров'я людей. Туберкульоз, дифтерія, хвороба «легіонерів» викликаються інфекційними мікроорганізмами, які переносяться повітрям і осідають в респіраторному тракті. Мікробні спори і інші мікробні компоненти можуть викликати гіперчутливість у сприйнятливих людей. Грибки відповідальні за багато

алергічних захворювань людей, такі як астма, алергічні бронхопульмонарні мікози і алергічні пневмонії. Деякі цвілеві інфекції, хоча і рідко діють на здорових індивідуумів, можуть бути смертельними для людей, страждаючих імунодефіцитом або видужуючих від опіку або хірургічної операції.

Оскільки всі біоаерозолі є біологічними об'єктами за походженням, важливим є питання про те, чи є вони живими. З цієї точки зору, їх ділять на життєздатних і нежиттєздатних. Знання кількості життєздатних спор часто є більш значущими, ніж вимірювання повного числа спор. Нежиттєздатні біоаерозолі не є живими в загальноприйнятому сенсі і тому не можуть розмножуватися. Аерозольний пилок, лупа і слина тварин, екскременти комах – все це форми нежиттєздатних біоаерозолів. В протилежність цьому, життєздатні біоаерозолі – це живі організми, які проявляють мікробіологічну дію і потенційно можуть розмножуватися. До них відносяться переносимі повітряним шляхом бактерії, грибки і віруси, серед яких **бактерії і грибкові спори** – два превалюючі представники живих біоаерозолів.

По фракційно-дисперсному складу біологічні аерозолі відносяться до полідисперсних систем, величина частинок яких коливається в широкому діапазоні. Індивідуальні частинки біоаерозолів мають розміри приблизно від 0.02 до 100 мкм по діаметру, залежно від типу і джерела. Проте вони також часто об'єднуються в кластери, утворюючи великі частинки.

Важливою характерною властивістю біоаерозолів є розмір, життєздатність, алергенність, токсичність і фармакологічна активність. Щоб біоаерозолі були інфекційними або патогенними (викликали хвороби), вони повинні бути життєздатними. Проте нежиттєздатні біоаерозолі можуть теж викликати алергічні або токсичні реакції. Природженою характеристикою біоаерозолів є те, що ці властивості можуть змінюватися з часом, і це може грати важливу роль при відборі проб, особливо у разі життєздатних організмів.

Одним з найбільш поширеним типом біоаерозолів є **віруси**. Вірус – це просто нитка ДНК усередині протеїнової капсули. Вірусам для виживання необхідний господар, вони не можуть здійснювати метаболічних процесів. Віруси значно менші, ніж бактерії і грибки, область їх розмірів від 20 до 300 нм. Малий розмір вірусів приводить до значних труднощів при спробі взяти пробу на їх присутність. До несприятливих вірусних патогенів відносяться віруси грипу, SARS, віспи і пташиного грипу. Характерною епідеміологічною особливістю даної групи захворювань є те, що здорова людина заражається від хворого при близькому зіткненні з ним, тобто повітряно-краплинним шляхом. При кашлі, розмові і чханні хвора людина (або носій інфекції) виділяє в зовнішнє середовище найдрібніші частинки слизи, що містять в собі вірулентні мікроби; при попаданні цих останніх на

слизисті оболонки верхніх дихальних шляхів здорової людини можливий розвиток захворювання. Збудниками повітряно-краплинних інфекцій можуть служити як бактерії (дифтерія, кашлюк), так і віруси, що фільтруються (натуральна віспа, грип).

Особливу групу складають ті інфекційні хвороби, які розвиваються в результаті проникнення збудника через шкіру і слизисті оболонки після їх попереднього пошкодження. Таким шляхом відбувається, зокрема, зараження правцем (*рос. столбняком*). Пошкодження шкіри, слизистих оболонок і м'яких тканин може відбуватися в результаті побутового, виробничого, сільськогосподарського або інших видів травматизму.

Алергічні захворювання може викликати біологічна речовина, поширювана повітряними шляхами. Люди з підвищеним ризиком дихальної системи (з астмою або емфіземою) можуть страждати від атак, що викликаються біоаерозолями. Дихальний тракт може скорочуватися (звуження бронхів) у присутності алергенів або інших подразників, роблячи дихання утрудненим. Екстремальна дія на здоров'я пов'язана з біоаерозолями, що викликають епідемії (біотероризмом) і розповсюджуються повітряними шляхами. Щодня багато людей страждають від алергії або респіраторно-сенсibiliзованих реакцій, таких як астма, викликана взаємодією з пилом, грибками, лупою.

Пил, накопичуючись в будинку, викликає роздратування очей, нежить, респіраторні інфекції і бронхіти, захворювання раком легенів. Пил здатний спровокувати появу в ліжку полчищ пилових кліщів, що живуть в диванах і постільній білизні і харчуються лусочками людської шкіри. Викликають вони масу алергічних реакцій і навіть хронічну нежить.

Процес пилоутворення йде постійно – витираються килимові покриття, обсипається фарба, з вулиці потрапляє пил і вихлопні гази автомобілів, люди і домашні тварини втрачають волосся, шкірний епітелій, лупу і т.д. Пил є транспортним засобом для розповсюдження бактерій і вірусів і сприяє виникненню і розповсюдженню епідемій. У стандартній трикімнатній квартирі в рік утворюється до 40 кг пилу. Людина за добу вдихає до 12 тис. літрів повітря, в одному літрі якого міститься до 500 тис. порошків.

До складу пилу входять органічні і неорганічні складові:

- **неорганічні** – це азбест; вугільний пил; що утворюється при спалюванні вугілля на ТЕЦ; автомобільний смог, такий, що містить солі важких металів (свинець, двоокис кремнію і так далі); обсипаюча побілка; лак, що витирається; фарба для підлоги і т.д.;

- **органічні** – це волосся і лупа людей та домашніх тварин; килими, що витираються, і килимові покриття; пух і пір'я подушок та домашніх папужок; занепадаючий одяг і хутра і т. д.

За добу на слизову оболонку дихальних шляхів осідає до 6 мільярдів порошинок. При цьому, якщо їх розмір менше 5 мкм, порошинки осідають в альвеолах і порушують процес збагачення крові киснем, а проникаючи в кров, розносяться з кровопотоком по органах і тканинах організму.

Мікроскопічні частинки, такі як відходи життєдіяльності пилових кліщів, шерсть домашніх тварин, пилок рослин, спори, бактерії і так далі, дуже малі, щоб їх побачити неозброєним оком. Але їх дія на організм людини може виявитися дуже серйозною, якщо людина страждає алергією або астмою.

Цвіль і її спори разом з іншими мікроорганізмами (вірусами, бактеріями) виявляються в повітрі будь-якого приміщення, як окремо, у вигляді дрібних частинок (спори цвілі зазвичай 2 - 8 мкм, бактерії зазвичай 0.5 - 1.5 мкм), так і у вигляді агрегатів різного розміру, а також у формі мікрівключень в інших пилових частинках. І на вулиці, і в приміщенні існують сезонні зміни в кількостях спор або інших частинок цвілі.

Цвіль розповсюджується повітрям у вигляді мікроскопічних спор. При попаданні на сиру поверхню вона проростає найтоншими нитками (міцелій). Ідеальні умови для появи і розповсюдження цвілі - температура плюс 20 °С і відносна вологість повітря вище 95%. Поганий повітрообмін підтримує зростання грибків. Чим брудніше житло, тим більше бактерій, а чим більше бактерій, тим більше грибків. Мікроспори можуть підніматися по вентиляції з сирих підвалів.

Жителі міст проводять в своїх квартирах 50 – 70% часу, а всього в закритих приміщеннях, включаючи робочі місця; до 80 – 90% часу. За цей час через дихальні шляхи фільтрується повітря, що знаходиться в приміщенні, і якщо в нім міститься велика кількість мікроорганізмів, вони осідають в легенях (а клітки цвільових грибків здатні глибоко проникати в легеневу тканину), викликаючи різні хворобливі стани. Такі стани в зарубіжній літературі названі терміном "Sick building syndrome" ("Хвороботворна дія закритого приміщення" або "Синдром хворої будівлі").

Гарним прикладом дії біоаерозолів на респіраторні системи є дія червоного періоду цвітіння в затоці, в місцях, де спостерігається велике цвітіння водоростей, що часто небезпечно для місцевого водного життя. Ці водорості містять токсин, який вивільняється при цвітінні.

Розділ 2. МЕХАНІЗМИ УТВОРЕННЯ МЕДИЧНИХ І БІОЛОГІЧНИХ АЕРОЗОЛІВ

2.1. Загальна класифікація методів утворення аерозолів

Існує два шляхи утворення аерозолів (рис. 2.1): подрібнення крупних тіл (диспергація) і об'єднання окремих молекул (конденсація). В результаті протікання першого способу виникають пилові хмари. Такі аерозолі на-



Рис. 2.1. Методи отримання дисперсних систем

зиваються відповідно диспергаційними.

Також існують тумани і дими. До перших відносяться конденсаційні аерозолі, що складаються з рідких частинок, а до других – з твердих. Слід відмітити непередбачуваний характер процесу їх утворення.

У той же час два основні механізми утворення аерозолів також можуть бути в безлічі варіантів.

Конденсаційне утворення частинок може відбуватися за рахунок приєднання молекул до вже існуючої порошокинки або іона. В цьому випадку його прийнято називати гетерогенним. Існує також і гомогенна конденсація. При її протіканні частинка зароджується з пари шляхом об'єднання однакових молекул. Розглянутий процес називається нуклеацією (від латів. «nucleus» – ядро).

Як відомо, кожній температурі відповідає такий тиск (насичений), при якому забезпечується рівновага пари і рідини (рівноважне). Зазвичай конденсація починається із-за охолодження пари або утворення великої кількості речовини в паровій формі. Останнє відбувається шляхом газофазної хімічної реакції. В результаті протікання вище описаних процесів тиск пари перевищує рівноважне – точку роси. У ній не відбувається ніякого утворення аерозолів в об'ємі. В цьому випадку конденсація може відбуватися тільки на поверхні і при перенасиченій системі, тобто коли тиск пари значно перевищує рівноважне.

У основі **механізму диспергування рідини** лежить метод підведення енергії, що витрачається безпосередньо на розпилювання. При розпилюванні рідин енергія, що передається об'єму рідини, примушує набути її нестійкої форми і розпадатися на краплі. Сили поверхневого натягнення стабілізують остаточну форму частинок утвореної дисперсної фази (сферичні краплі). Виділяють три основні шляхи витрати енергії:

- 1) утворення нової поверхні рідини при дробленні її на краплі (площа поверхні в багато разів збільшується);
- 2) подолання сил в'язкостного тертя, пов'язане з дисипацією енергії при зміні форми рідини;
- 3) втрати, обумовлені неефективністю методів передачі енергії рідини (зазвичай ця складова переважає).

Залежно від методу підведення енергії на диспергування, виділяють десять способів розпилювання.

При **гідравлічному розпилюванні** основний енергетичний чинник розпаду рідини на частинки – тиск нагнітання. Спочатку потік робочого розчину проходить через форсунку. Внаслідок цього він набуває високої швидкості. В залежності від приналежності форсунки до того або іншого класу, рідинний потік перетвориться у форму, за рахунок якої відбувається швидкий і ефективний його розпад (струмінь, плівка, крупні шматки і

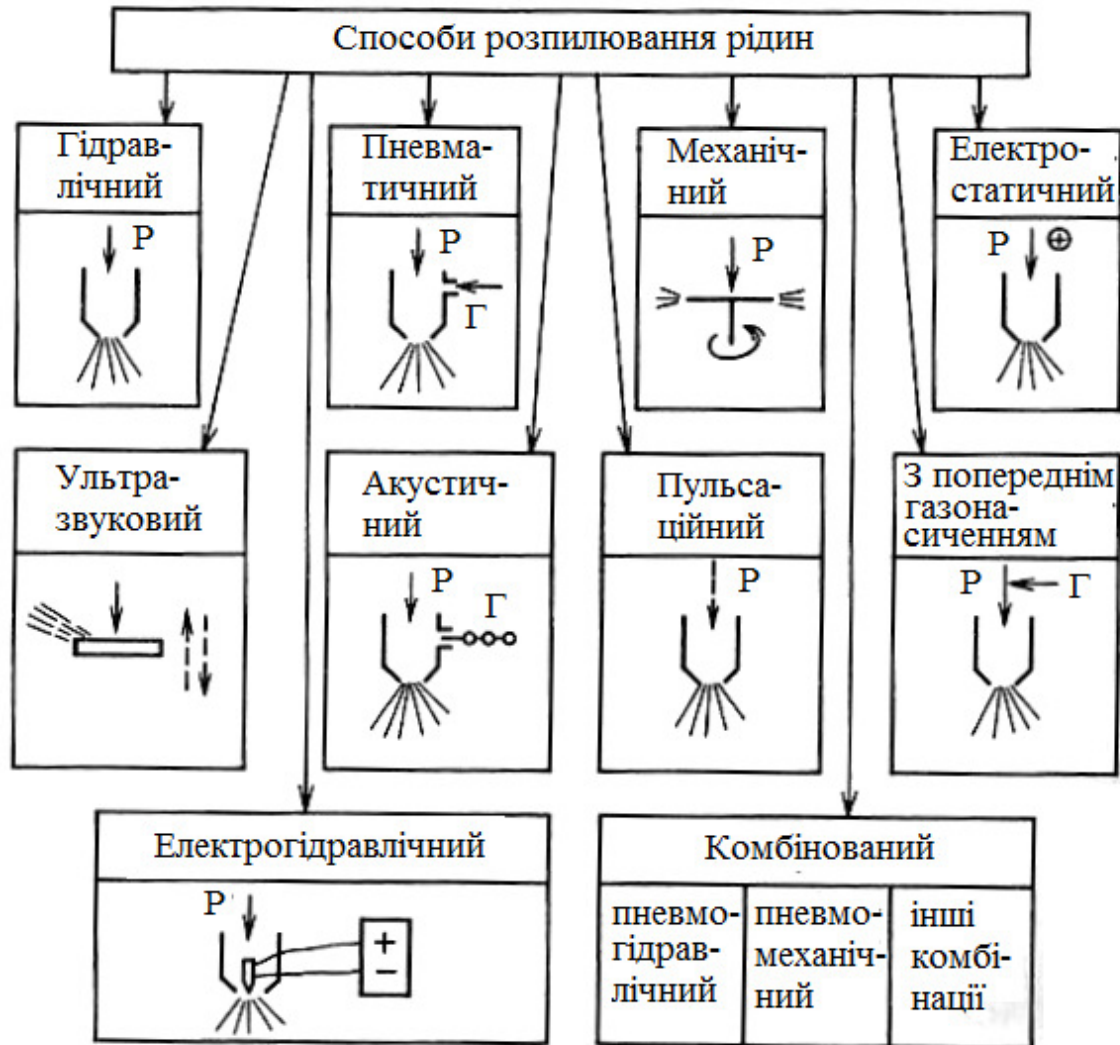


Рис. 2.2. Способи розпилювання рідини (P та Г – подавання рідини та газу)

збуджені частинки). Дане розпилювання найбільш енергетично вигідне, але дає досить грубе і неоднорідне розпилювання по розмірам частинок.

Пневматичне розпилювання передбачає підведення енергії до розпилюючої рідини за допомогою динамічної взаємодії з високошвидкісним потоком диспергуючого газу. За рахунок цього в форсунці і за її межами робочий розчин розшарується на окремі нитки, що розпадаються після цього на частинки.

Механічне розпилювання здійснюється при терті рідини об робочий елемент, що швидко обертається. Внаслідок цього вона набуває енергії і обертального руху. Далі рідина під дією відцентрових сил зривається з форсунки (у вигляді плівки або струменя) і дробиться на частинки.

Існує також **електростатичне розпилювання**. Воно здійснюється за рахунок передачі рідині електричного заряду або до її розпилювання, або безпосередньо при ньому. На робочий розчин, що розпилюється, діють кулонівські сили. Внаслідок цього рідкий струмінь (плівка) розпадається на частинки, розміри яких забезпечують урівноваження сил взаємного ві-

дштовхування силами поверхневого натягнення. Даним способом можна розпилювати високов'язкі і забруднені рідини.

Ультразвукове розпилювання здійснюється в результаті подачі рідини на елемент п'єзоелектричного або магнітострикційного генератора, що коливається з ультразвуковою частотою, звідки вона зривається у вигляді дрібних частинок.

Акустичний метод багато в чому схожий з пневматичним. На відміну від пневматичного розпилювання, в акустичному методі при отриманні рідиною енергії за рахунок взаємодії з потоком газу рідині передаються коливання ультразвукової частоти. В результаті цього за інших рівних умов здійснюється тонше і однорідніше дроблення струменя (плівки).

Відмітною особливістю **пульсаційного розпилювання** є дія коливань тиску і/або витрати на потік витікаючої з форсунки рідини. В результаті додаткових її пульсацій відбувається збільшення поверхневої енергії, внаслідок чого стійкість потоку швидко втрачається. За рахунок цього дроблення рідини виходить тоншим.

Даний спосіб розпилювання може поєднуватися з будь-яким з розглянутих вище. При цьому до них додається ще одна перевага: можливість забезпечення тоншого і однорідного розпилювання без збільшення енерговитрат при незначному ускладненні конструкції форсунок.

При розпилюванні з **попереднім газонасиченням** останнє здійснюється перед подачею в розпилювач або безпосередньо в ньому. Газ, розподілений в рідині у вигляді бульбашок, стискується до її тиску і частково розчиняється. При цьому зростає і поверхнева енергія потоку. Це відбувається за рахунок попереднього дроблення рідини ще до його закінчення. Отже, розпад при вилітанні з форсунки робочого розчину на дрібніші, ніж при звичайному гідравлічному розпилюванні, частинки здійснюється із-за вибухового розширення бульбашок і десорбції розчиненого газу.

Суть **електрогідравлічного розпилювання** полягає в передачі потоку рідини додаткової енергії за рахунок високовольтного електричного розряду (пробою) в порожнині розпилювача. При цьому в плазмовому шнурі коливання температури досягають декількох тисяч градусів, а перепади тиску обчислюються сотнями мегапаскалей. В результаті цього високошвидкісний потік крапель наздоганяє і додатково дробить частинки, що покинули форсунку в інтервалі між імпульсами. При цьому присутні ефекти, супроводжуючі розряд (ударна хвиля, кавітація). За тривалістю вони практично дорівнюють інтервалам між імпульсами і забезпечують ефективне дроблення рідини, що виходить з форсунки.

Комбіновані способи розпилювання є поєднанням декількох вище перерахованих способів.

Проте для здійснення якісного дроблення рідини необхідно не тільки правильно вибрати тип розпилювача, але і обґрунтувати технологічну

схему і раціональні параметри розпилювача.

Диспергування твердих тіл і утворення агрегатів. Утворення аерозолів з твердою дисперсною фазою можна двома способами: або піддати масивні зразки твердих тіл процесу диспергації, або розпорошити в повітрі порошок.

До диспергації твердих тіл приводять, зокрема, процеси механічного подрібнення, коли до зразка додаються додаткові зусилля, що зрізують, розтягують і крутять тіло. При **механічному подрібненні**, проте, неможливо отримати частинки менше допустимо мінімальних розмірів, оскільки встановлюється динамічна рівновага між найменшими частинками, що утворюються в процесі подрібнення, і їх спіканням один з одним за рахунок теплоти тертя, що виділяється. **Вибух також** не приводить до утворення дуже дрібних частинок, не дивлячись на його величезну енергію. Причина полягає в тому, що велика частина енергії вибуху витрачається на приведення частинок в рух, але не їх подрібнення.

Тверде тіло можна механічно подрібнити, докладаючи до нього руйнуючі зусилля. При механічному подрібненні неможливо отримати частинки, розмір яких менше деякого мінімального. Після достатньо тривалого подрібнення матеріалу подальші зусилля вже не змінять розподілу частинок отриманого порошку по розмірах. Найдрібніші частинки знов з'єднуються один з одним і з крупнішими частинками з тією ж швидкістю, з якою і утворюються. Частинки пилу і багатьох тонких порошоків легко агрегують.

Тому, хоча і можливо створити хмару пилу, продуваючи повітря через порошок, більшість зважених частинок будуть агрегатами. Причина створення агрегатів – виникнення і прояв так званих адгезійних сил, першопричиною яких є дія слабких притягаючих сил некулонівської природи – сил Ван-дер-Ваальса. З огляду на те, що ці сили пропорційні розміру частинки d (за умови постійної товщини зазору між частинками), а об'ємні і поверхневі сили – d^3 і d^2 , відповідно, дрібні частинки набагато важче відокремити одну від одної, ніж великі.

Перед роботою **живильників пилу**, пил спочатку пресується в сухі і чисті порошкові брикети, а частинки в них легко перевести в аерозольний стан шляхом зскрібання дуже тонкого шару з поверхні брикету в повітряному потоці.

2.2. Утворення аерозолів при пневматичному розпилюванні

Теорія Кастльмена. Пневматичне (або аеродинамічне) розпилювання

Енергія, що необхідна для утворення нової поверхні при розділенні рідини масою 1 кг на краплі діаметром d рівна:

$$E_m = \frac{\sigma S}{m} = \frac{6\sigma}{\rho d},$$

де σ – поверхнєве натягнення рідини, ρ – густина краплі; d , S , m – діаметр, зовнішня поверхня і маса краплі.

Для крапель води діаметром 1 мкм вона складає 430 Дж/кг. Процес утворення крапель протікає дуже швидко (декілька мікросекунд). При цьому швидкість деформації рідини дуже велика і кількість енергії, що витрачається на подолання сил в'язкості повинна бути значною.

Якщо припустити, що в'язка рідина витягується в тонку нитку або плівку, яка під дією поверхневого натягнення утворює краплі з середнім діаметром, рівним товщині нитки, Монк розрахував мінімальну роботу, необхідну для зміни форми рідини. Припускаючи, що рідина входить в широкий кінець конічної перехідної області, рівномірно прискорюється в ній і покидає її у вигляді нитки, Монк отримав наступний вираз для мінімальної енергії, що витрачається на розпилювання одиниці об'єму рідини:

$$E_v = \frac{8\eta_{liq} d_1^2 \dot{V}}{3\pi N d_2^4 L}, \quad (2.1)$$

де d_1 і d_2 – діаметри початку і кінця конічної перехідної області; L – її довжина, \dot{V} – витрата (об'ємна швидкість) рідини, м³/с; η_{liq} – динамічна в'язкість рідини, Па·с; N – число ниток, що утворюються.

Задача. Оцінити мінімальну енергію, необхідну для розпилювання 1 см³ рідини з витратою 1 см³/с на краплі діаметром $d_2 = 1$ і 5 мкм. Прийняти $L = 1$ см, $d_1 = 1$ см, $\eta_{liq} = 10^{-3}$ Па·с, $N = 10$.

Розв'язок. Результати розрахунку по формулі (2.1) дають для $d_2 = 1$ і 5 мкм, відповідно:

$$E_v = \frac{8 \cdot 10^{-3} \cdot (10^{-2})^2 \cdot 10^{-6}}{3\pi \cdot 10 \cdot (10^{-6})^4 \cdot 10^{-2}} = 8.5 \cdot 10^{11} \text{ Дж/м}^3 \text{ і}$$

$$E_v = \frac{8 \cdot 10^{-3} \cdot (10^{-2})^2 \cdot 10^{-6}}{3\pi \cdot 10 \cdot (5 \cdot 10^{-6})^4 \cdot 10^{-2}} = 1.36 \cdot 10^9 \text{ Дж/м}^3.$$

Або $E_v = 8.5 \cdot 10^5$ Дж/см³ і $E_v = 1.36 \cdot 10^3$ Дж/см³.

Розрізняють три стадії дроблення струменя рідини під дією газового потоку. Спочатку, на **першій** стадії, на поверхні рідини виникають невеликі збурення у вигляді місцевих пульсацій, тобто потовщень і звужень струменя. На **другій** стадії, під дією аеродинамічних сил, обумовлених повітряним потоком, ці обурення розвиваються, і з поверхні рідини почи-

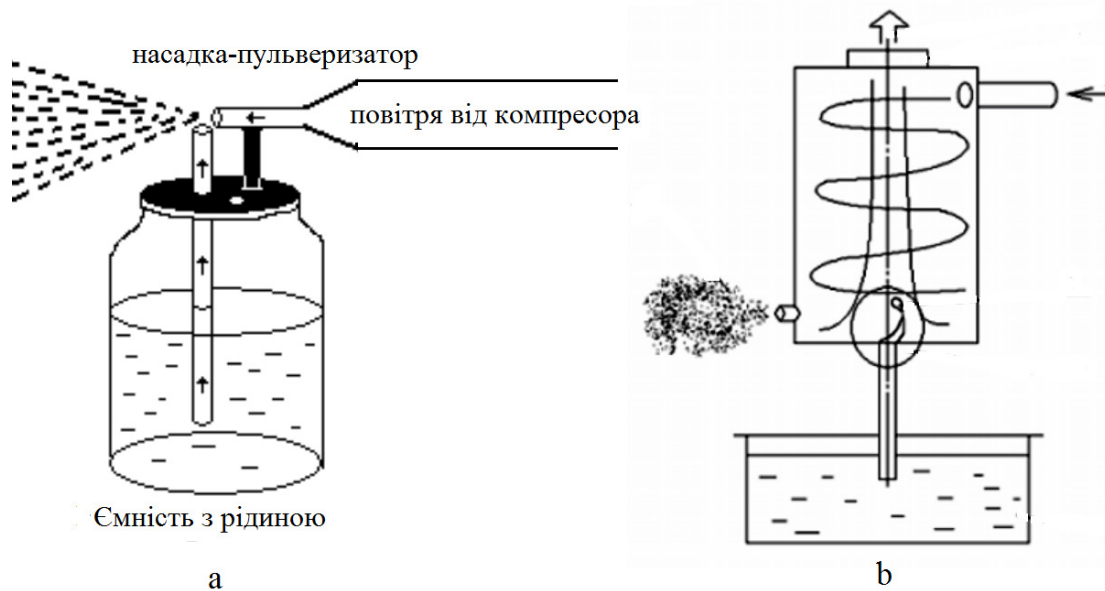


Рис. 2.3. Схеми різних типів пневматичних розпилювачів

нають витягуватися рідкі нитки. Потім на **третій** стадії нитки розпадаються на окремі краплі під дією сил поверхневого натягу.

Теорія Кастльмена передбачає, що з підвищенням швидкості повітряного потоку діаметр рідких ниток d і час їх життя зменшуються. При розпаді струменя рідини утворюються все більш і більш дрібні крапельки. Діаметр утвореної краплі d_p майже в два рази більше діаметра струменя $d = 0.53d_p$. Так, для краплі води при $20\text{ }^\circ\text{C}$ і $d_p = 10\text{ мкм}$ діаметр нитки рівний $d = 2.7\text{ мкм}$. Верхня межа часу розпаду водяної нитки складає $t = 1.5 \cdot 10^{-5}\text{ с}$.

Теорія Кастльмена описує тільки один з механізмів диспергації рідини (утворення крапель з рідкої нитки) і не претендує, наприклад, на кількісний опис розпаду тонких плівок (пелен) рідини. Проте фізичний механізм утворення крапель і в інших ситуаціях залишається тим же самим і пов'язаний з розвитком того або іншого різновиду нестійкості форми рідини.

Механізм пневматичного розпилювання рідини полягає в тому, що витікаюча з сопла рідина дробиться рухаючим навколо неї з великою швидкістю повітрям або іншим газом. При цьому швидкість подачі рідини в соплі невелика. Технічні пристрої, що основані на цьому механізмі, різноманітні: фарборозпилюючі пістолети, форсунки Вентурі, лікарські розпилювачі та інші.

Недолік пневматичних розпилювачів полягає в тому, що спектр розмірів крапель, що утворюються, відрізняється дуже великим діапазоном.

Пневматичний розпилювач працює таким чином (рис. 2.3а). Повітря, що нагнітається компресором, витікає з великою швидкістю з сопла, поблизу якого встановлена трубка, нижній кінець якої знаходиться в стакані з рідиною для розпилювання. Оскільки в струмені тиск менше атмосферно-

го, то рідина, піднімаючись по трубці, витікає з неї і потрапляє у високошвидкісний потік повітря, де вона дробиться на краплі.

Вихровий розпилювач (рис. 2.3b) складається з циліндрового корпусу з тангенціальним введенням для стислого повітря, соплом-розпилювачем і двох діафрагм для виходу охолодженого повітря і подачі матеріалу, що розпилюється. При певному поєднанні розмірів отворів діафрагм і при подачі через тангенціальне введення стислого повітря в осьовій зоні вихрового розпилювача утворюється область розрідження. Вихрові потоки диспергують рідину, що поступає, і розпилюють її через сопло у вигляді факела мілкодисперсного потоку рідини. Розмір крапель знаходиться в межах від 5 до 20 мкм, що забезпечує ефективний тепло- і масообмін з навколишнім середовищем, за рахунок інтенсивного випаровування вологи.

Основним параметром, що впливає на дисперсність факела, є швидкість руху газорідинної суміші. Для визначення середнього медіанного діаметру можна використовувати емпіричне рівняння [17]:

$$\frac{d_m}{d_c} = 0.817 u_{\text{сум}}^{-0,585}, \quad (2.2)$$

де $u_{\text{сум}} = \frac{u_{\text{liq}} + k u_g}{1 + k}$ – швидкість суміші; $k = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_{\text{liq}}}$ – відношення масових витрат розпилюючого газу і рідини u_{liq} і u_g – швидкості руху розпилюючого газу і рідини, м/с; d_c – діаметр сопла.

Аналіз даної формули показує, що в області швидкостей суміші $u_{\text{сум}}$ від 10 до 80 м/с відбувається різке зниження медіанного розміру d_m , а при $u_{\text{сум}} = 80$ м/с значення d_m трохи зменшується. Тому для зменшення медіанного розміру потрібно значно збільшувати витрату газу m_g .

Аналіз даної формули показує, що в області швидкостей суміші $u_{\text{сум}}$ від 10 до 80 м/с відбувається різке зниження медіанного розміру d_m , а при $u_{\text{сум}} = 80$ м/с значення d_m трохи зменшується. Тому для зменшення медіанного розміру потрібно значно збільшувати витрату газу m_g .

Дослідження показують, що при пневматичному розпилюванні виходять полідисперсні аерозолі. Ступінь полідисперсності може бути зменшена за рахунок застосування так званих відбійників – перегородок, встановлених поблизу сопла. Крупні краплі, що летять з великою швидкістю, можуть осідати на вказаних перегородках, підвищуючи тим самим ступінь монодисперсності аерозолі.

2.3. Утворення аерозолів при гідравлічному розпилюванні

Механізм гідравлічного розпилювання заснований на розпаді струменя рідини, витікаючої з сопла з великою швидкістю і дробленні її на спеціальних перешкодах і отворах. Розпад струменя рідини відбувається унаслідок її гідродинамічної нестійкості. Відмінність **гідравлічного розпилювання** від способу пневматичного розпилювання полягає в швидкості вилітання рідини з сопла.

Перевага **гідралічного розпилювання** в тому, що енергетично цей механізм менш вигідний в порівнянні з пневматичним розпилюванням із-за великих витрат на прокачування об'єму рідини. Врахуємо, що густина рідини на три порядки більше густини потоку газу при пневматичному розпилюванні.

Причинами, що приводять до розпаду рідини, можуть бути капілярні сили (наприклад, при малих швидкостях тонких струменів), турбулентні пульсації, кавітація і зовнішні інерційні сили (при великих швидкостях витікання рідини). В результаті відбувається розвиток у струмені коливальних процесів. Механізм дроблення рідини після вилітання залежить від форми струменя, відношення швидкостей струменя і навколишнього газу.

Наприклад, **розпад циліндрових струменів** обумовлюється виникненням пружних коливань і силами поверхневого натягнення. Вони сприяють подальшому звуженню вузьких ділянок і розширенню широких ділянок при перетіканні рідини з виникаючих місць звуження в місця розширення. Так утворюється послідовний ланцюжок звужень і розширень по довжині струменя, що надалі приводить до розпаду на краплі.

По мірі збільшення швидкості руху струменя завдяки збуренням поверхня її стає шорсткою. При цьому посилюється динамічний вплив повітря на розвиток коливань: над опуклостями знижується тиск, а над западинами – підвищується. Це сприяє розпаду на краплі.

Картина розпаду змінюється при ще більшому підвищенні швидкості руху струменя. Замість розпаду на порівняно нечисленні дрібні краплі, настає дроблення струменя на численні дрібні частинки, розміри яких змінюються в досить широких межах. Цей процес називається розпилюванням.

Таким чином, в залежності від швидкості струменя по мірі її зростання (рис. 2.4.) можливе:

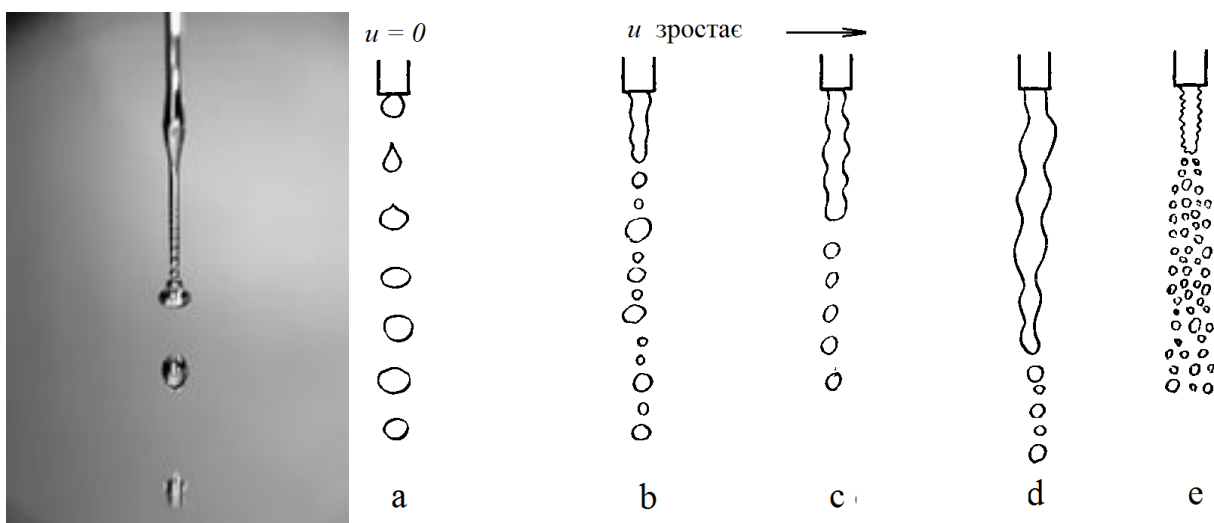


Рис. 2.4. Руйнування циліндричного струменя при збільшенні швидкості руху рідини

- 1) утворення «монодисперсних» крупних крапель (рис. 2.4.a);
- 2) утворення короткого струменя і нерівномірних крапель (рис. 2.4.b). Після відриву крапель в струмені створюються нерівномірні розширення по струменю. Злиття або незлиття сусідніх розширень приводить до нерівномірності відриваючих крапель;
- 3) утворення близьких за розміром крапель (рис. 2.4.c);
- 4) утворення крім основних крапель додатково і дрібніших («супутників»), в результаті розпаду звуження струменя (рис. 2.4.d). Число крапель супутників, як і крупних крапель зростає при наближенні до турбулентного режиму витікання (режим розпилювання) (рис. 2.4.e).

Для визначення умов переходу до режиму розпилювання для форсунок з циліндровими соплами можна скористатися емпіричним співвідношенням Лишевського [17]:

$$We_{cr} = 266Lp^{-0.133} \left(\frac{\rho_g}{\rho_{liq}} \right)^{-0.8}, \quad (2.3)$$

$$Lp = \frac{\rho_{liq} \sigma d_c}{\eta_{liq}^2}, \quad We = \frac{u^2 \rho_{liq} d_c}{\sigma}, \quad (2.4)$$

де We – число Вебера, Lp – число Лапласа, ρ_{liq} і ρ_g – густини рідини і навколишнього газу, кг/м^3 ; η_{liq} – динамічна в'язкість рідини, $\text{Па}\cdot\text{с}$; σ – коефіцієнт поверхневого натягу рідини, Н/м ; u – відносна швидкість витікання рідини м/с , d_c – діаметр струменя, м .

При цьому довжина суцільної частини струменя в режимі розпилювання може бути оцінена залежністю:

$$\frac{L_c}{d_c} = C \cdot We^{-0.71} \left(\frac{\rho_g}{\rho_{liq}} \right)^{-1.21} Lp^{-0.308}. \quad (2.5)$$

Константа C лежить в інтервалі 372 – 442, тобто слабо залежить від роду рідини. Проте вона зменшується за наявності в соплі збурюючих пристроїв.

Для розрахунку середніх діаметрів крапель можна використовувати залежність:

$$\frac{d_k}{d_c} = E \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_{liq}} We \right)^{-0.26} Lp^{-0.0733}. \quad (2.6)$$

де E – сталий коефіцієнт, що залежить від конструкції форсунки і способу усереднення розмірів крапель. Його можна прийняти рівним 3.

=====

Задача: Оцінити довжину суцільної частини струменя і середній діаметр крапель води, що отримуються при розпилюванні в повітрі її через циліндрову форсунку діаметром 1 мм і відносною швидкістю витікання в 30 м/с.

Розв'язок. Коефіцієнт поверхневого натягу води прийемо $72 \cdot 10^{-3}$ Н/м.

Тоді число Вебера по (2.4) рівне $We = \frac{u^2 \rho_{liq} d_c}{\sigma} = \frac{30^2 \cdot 10^3 \cdot 10^{-3}}{72 \cdot 10^{-3}} = 12500$. Число

Лапласа:

$$Lp = \frac{\rho_{liq} \sigma d_c}{\eta_{liq}^2} = \frac{10^3 \cdot 72 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-3}}{(10^{-3})^2} = 72000.$$

Тоді довжина суцільної частини струменя по (2.5)

$$\begin{aligned} L_c &= d_c C \cdot We^{-0.71} \left(\frac{\rho_g}{\rho_{liq}} \right)^{-1.21} Lp^{-0.308} = \\ &= 10^{-3} \cdot 400 \cdot 12500^{-0.71} \left(\frac{1.2}{1000} \right)^{-1.21} \cdot 72000^{-0.308} = 0.054 \text{ (м)} = 54 \text{ (мм)} \end{aligned}$$

Середній медіанний діаметр крапель по (2.6):

$$\begin{aligned} d_k &= d_c E \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_{liq}} We \right)^{-0.26} Lp^{-0.0733} = \\ &= 10^{-3} \cdot 3 \cdot \left(\frac{1.2}{1000} \cdot 12500 \right)^{-0.26} \cdot 72000^{-0.0733} = 0.65 \cdot 10^{-3} \text{ (м)} = 0.65 \text{ (мм)} \end{aligned}$$

Розпад плоскої плівки обумовлений двома основними причинами:

- 1) Виникнення ділянок (розривів), які поступово збільшуються до утворення сітки з найтонших ниток рідини, що розпадаються на багато дрібних крапель (невисокі швидкості витікання);
- 2) Утворення на плівці перпендикулярно потоку нестійких хвиль, що приводять до розпаду плівки на паралельні нитки, які дробляться на краплі (високі швидкості витікання).

Форми факелу розпилювання. Завдяки внутрішній конструкції, форсунки можуть застосовуватися за різних умов, добиваючись при цьому різного розпилювання рідини. Основними формами факела розпилювання є (рис.2.5.): «порожнистий конус», «повний конус», «плоский струмінь», «повний струмінь». Кожен з цих факелів має свої особливості і може служити для своїх цілей. Також ці факели розпилювання можуть мати різні кути розкриття – від 0 до 130 градусів.

Розпилювання з факелом «порожнистий конус». Розпилювання з факелом «порожнистий конус» досягається шляхом входження рідини тангенціально у вихороутворюючу камеру або попадання на завихрювач особливої форми. В результаті передачі потоку рідини кругового руху на виході з форсунки приводиться струмінь до утворення полого конуса. Відмітним моментом розпилювання порожнистим конусом є те, що пляма рідини, що розпилюється, на поверхні зрошування має форму кільця. Ці

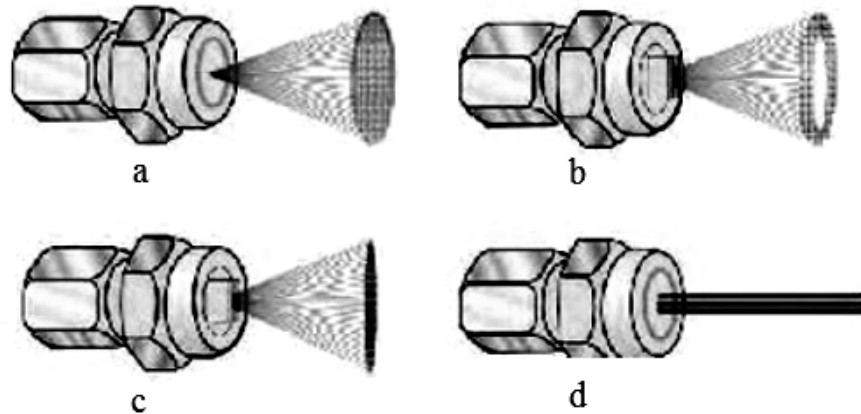


Рис. 2.5. Типи форсунок (а - повний конус, b - порожнистий конус, c - плоский струмінь, d - повний струмінь)

форсунки можуть давати найбільш мілкодисперсне, туманоутворююче розпилювання.

Розпилювання з факелом «повний конус». При повноконусному розпилюванні утворюється кругла, квадратна, прямокутна або овальна пляма зрошування, повністю покрита плямами рідини. Форсунки цього типу зрошують всю поверхню кола. Відмітним моментом розпилювання повним конусом є те, що зрошування відбувається виключно рівномірно, але величина крапель в цьому випадку більше, ніж у форсунок з «порожнистим конусом».

Розпилювання з факелом «плоский струмінь». Розпилювання з факелом «плоский струмінь» формується або за рахунок еліптичної форми вихідної частини форсунки, або за рахунок круглого вихідного отвору, розташованого тангенціально по відношенню до спеціальної відзеркалювальної поверхні. Цей факел утворює плоскоструменеві форсунки, які ще називають щілинними, оскільки сопло форсунки зазвичай представляє щілину, яка і формує плоский струмінь лінійної форми, що розширюється в сторони. Форсунки з так званою плоскоструминною характеристикою розпилювання дають віялоподібний або дисковидний розподіл рідини. Цей струмінь має значно меншу, ніж у конусних форсунок площу, що в свою чергу істотно збільшує ударну силу струменя.

Розпилювання з факелом «повний, цілісний струмінь». Розпилювання з факелом «повний, цілісний струмінь» – це нерозривний струмінь рідини, що виходить з отвору. Розпилювання в даному випадку взагалі не відбувається, оскільки рідина, сполучена в один потік, утворює один цілісний сфокусований струмінь максимальної сили. Це не дозволяє розпадатися рідині на краплі на максимальній протяжності струменя. Вона зберігає свою форму і нерозривність, а значить і високу силу удару об поверхню.

Окрім виду рідини, що розпилюється, головними чинниками, що впливають на розмір крапель, також є об'ємна витрата, тиск розпилювання і тип форсунки. Так, наприклад, одна і та ж рідина розпилюється через одну і ту ж форсунку при низькому тиску більшими, а при високому – дрібнішими краплями.

Серед форсунок з гідравлічним розпилюванням найкрупніші краплі дають повноконусні, а найдрібніші – порожнистоконусні форсунки. Найдрібніше розпилювання дають форсунки з найменшою об'ємною витратою, а найбільше - з найбільшою об'ємною витратою.

2.4. Утворення аерозолів при відцентровому розпилюванні

Багаторічний досвід експлуатації аерозольних генераторів показав, що використання в їх конструкціях гідравлічних розпилювачів не дає можливості отримання дисперсності дроблення рідини, необхідної для ультрамалооб'ємного обприскування.

Застосування ж пневматичних розпилювачів вимагає наявність джерела стислого повітря, що значно збільшує металоємність машини і енергоємність машин. Тому часто застосовують розпилювачі (рис. 2.6), що обертаються (ротаційні), робочі елементи яких можуть бути дисковими

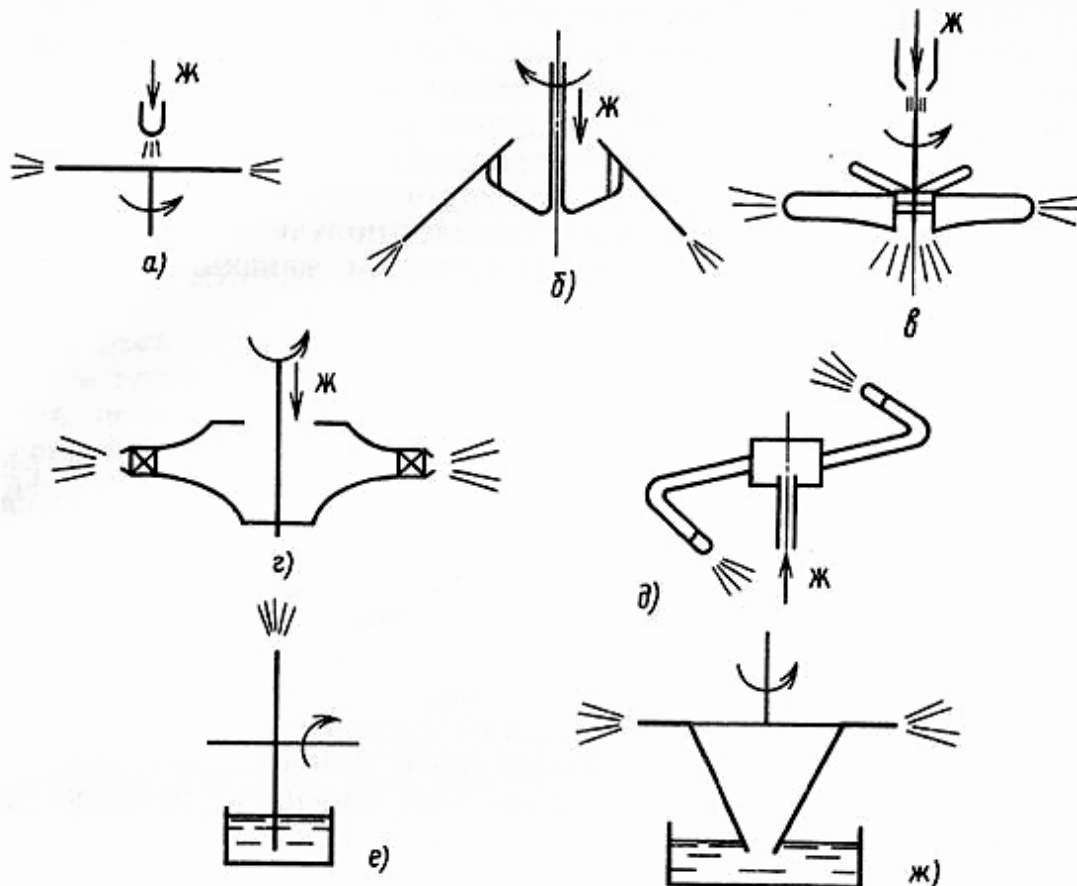


Рис. 2.6. Механічні розпилювачі

(а), чашковими (б), зірковими (в), сопловими (г) і реактивними (е), що обертаються з великою швидкістю. Подача рідини може здійснюватися або при зануренні дисків чи конусів в неї, або безпосередньо в розпилювач (рис. е, ж).

Механічні (обертаючі) розпилювачі здатні при порівняно малих витратах рідини утворювати однакові краплі, розмір яких можна регулювати. Це дає їм перевагу над розглянутими вище гідравлічними і пневматичними розпилювачами.

При роботі розпилювачів даного типу рідина може капати з капіляра на швидко обертаючий диск (перекинутий конус і тому подібне), і скидається з нього в радіальному напрямі у вигляді маленьких крапель. Утворення крапель у країв обертаючого диска багато в чому аналогічно процесу відриву крапель під дією сили тяжіння з нерухомого вістря. Тільки відцентрове прискорення може в багато разів перевищувати прискорення сили тяжіння.

При доброму змочуванні поверхні диска рідиною вона стікає в вигляді тонкої плівки від центру до краю диска і накопичується там до тих пір, поки відцентрова сила не перевищить сили поверхневого натягу, що утримує рідину на диску:

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_{liq} \omega^2 \frac{d_d}{2} \geq \pi \sigma d_p,$$

де ω – кутова швидкість обертання диска або конуса, d_d – діаметр диска або конуса; ρ_{liq} – густина рідини; d_p – діаметр краплі, що відривається, σ – коефіцієнт поверхневого натягу рідини.

Для генераторів даного типу виділяють три режими роботи. **Перший** (рис. 2.7а) передбачає утворення на кромці елемента рідкого тора, що обертається. Кожен відросток, створений збуреною його ділянкою, перетворюється на основну частинку. Вона з'єднується з тором рідкою ниткою. Далі відбувається її відрив від кромки елемента, що обертається. Це супроводжується розпадом рідкої нитки на одну або декількох крапель-супутників, розмір яких менше основних. Для обчислення діаметру основних крапельок Дунським, Никитіним і Соколовим була виведена наступна формула [17]:

$$d = \frac{C}{\omega} \sqrt{\frac{\sigma}{r_d \rho_{liq}}}, \quad (2.7)$$

де r_d і ω – відповідно радіус і кутова швидкість обертаючого елемента; σ , ρ_{liq} – коефіцієнт поверхневого натягу і густина рідини; C – константа, що змінюється в залежності від властивостей рідини і інших чинників. Для мінеральних масел і води $C = 2.9$, а в загальному випадку вона варіюється від 1.9 до 4.6.

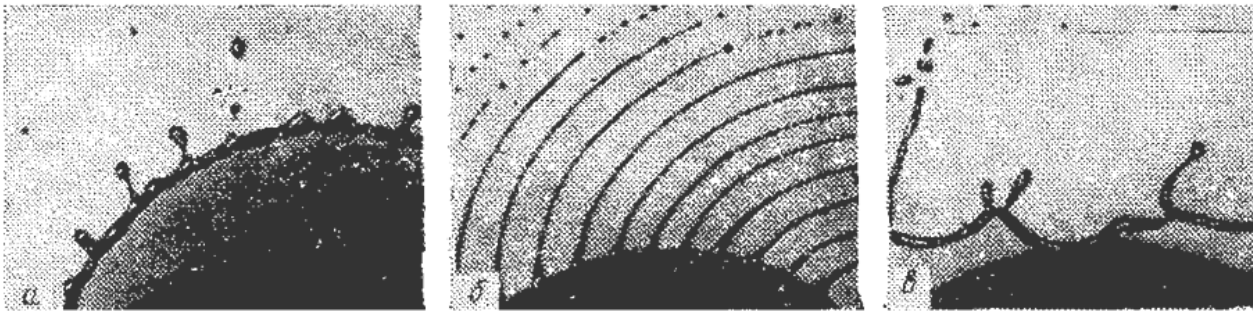


Рис. 2.7. Руйнування плівки рідини при механічному розпилюванні диском при різних швидкостях обертання (*a* – тор с утвореними вузлами, *б* – утворення тинок; *в* – утворення плівки при скиданні тора)

Дані співвідношення перевірені в діапазоні зміни кутових швидкостей від 30 до 1000 с^{-1} , радіусу диска від 10 до 110 мм, густини рідини від 900 до 1360 кг/м^3 , коефіцієнту поверхневого натягу від 0.031 до 0.456 Н/м і діаметру основних крапель від 0.03 до 4 мм.

Якщо швидкість подачі рідини в центр диска невелика, то можна отримати практично монодисперсний рідиннокрапельний аерозоль. Розмір крапель легко регулюється зміною кутової швидкості обертання диска. Подібні пристрої знаходять широке застосування при отриманні тестових частинок-крапель в так званих *генераторах аерозолів*.

У роботі [17] є вираз для визначення відносної вагової кількості крапель-супутників ψ (%):

$$\psi = 86 \frac{\omega^{0.48} \eta_{liq}^{0.12} \rho_{liq}^{0.5}}{r_s^{0.3}} \left(\frac{\dot{M}}{\sigma} \right)^{0.62}, \quad (2.8)$$

де \dot{M} – її масова витрата в кг/с .

Таким чином, кількість крапель-супутників пропорційна витраті рідини.

При деякій критичній витраті рідини відбувається зміна першого режиму розпилювання **другим** (рис. 2.7б). В результаті виниклі на рідкому торі відростки, не встигнувши перетворитися на краплі, витягуються в довгі нитки, які на деякій відстані від кромки обертаючого елемента, розпадаються на однорідні по розмірах частинки. В той же час між ними утворюються тонкі перемички, що дробляться на дрібні краплі-супутники.

Подальше зростання витрати спричиняє за собою зміну другого режиму розпилювання **третім** (рис. 2.7в). В результаті з кромки обертаючого елемента, замість рідких ниток скидається суцільна плівка. Збурення, що діють на неї, викликають її розпад на краплі різних розмірів. Система, що утворюється в результаті цього, як і при звичайному розпилюванні рідини, є полідисперсною.

2.5. Утворення крапель в результаті дроблення і зіткнення крапель

При русі в газовому просторі краплі в результаті взаємодії з ним можлива деформація краплі і її руйнування. Оскільки первинне розпилювання є полідисперсним, то на деякій відстані від розпилювача швидкості крапель різні, що сприяє їх взаємному зіткненню.

Розпад крапель в газовому потоці. Крапля починає розпадатися при появі відривної течії в кормовій частині. У загальному випадку для сфери отримана критеріальна залежність числа Вебера від чисел Лапласа ($1/Lp$ – критерій стійкості краплі) і Рейнольдса [17]:

$$We_{cr} = \frac{1}{2} \frac{Re_{cr}^2}{Lp} \left(\frac{\eta_g}{\eta_{liq}} \right)^2 \frac{\rho_{liq}}{\rho_g}, \quad (2.9)$$

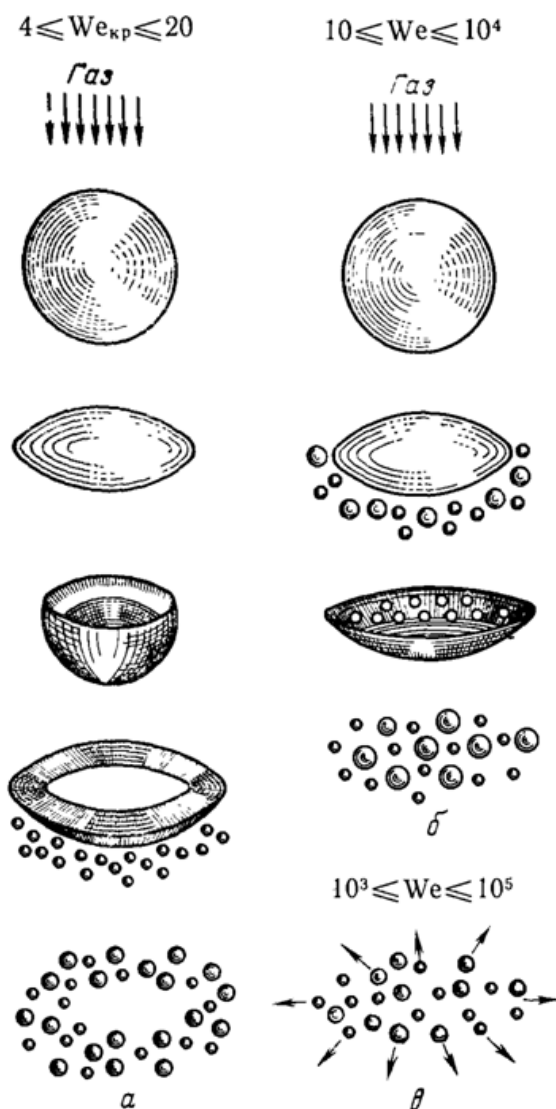


Рис. 2.8. Стадії дроблення краплі при різних швидкостях обтікання (а - просте, б - зі зривом поверхневого шару, в - вибухове)

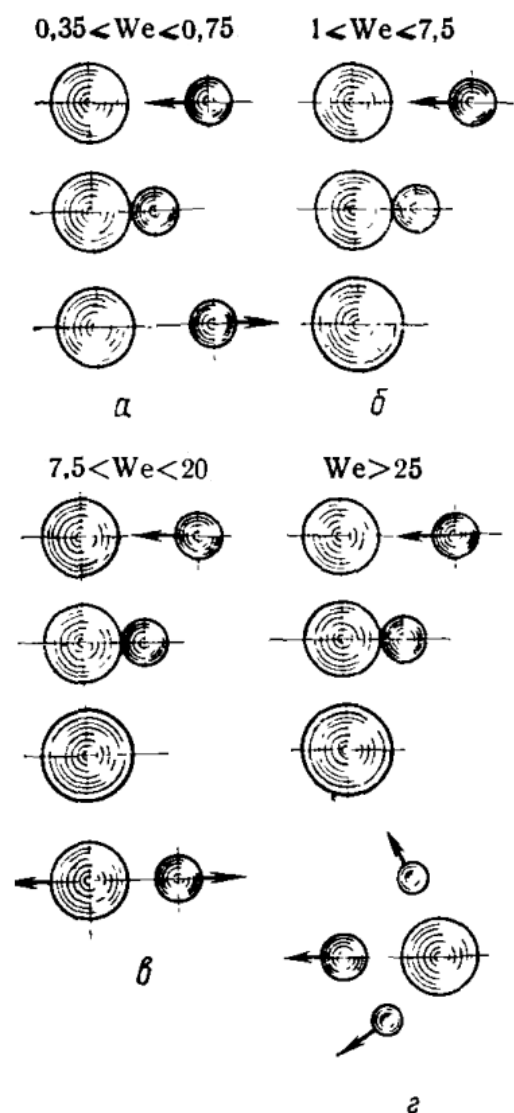


Рис. 2.9. Результати зіткнень крапель (а - відскок, б - стійке злиття, в - тимчасове злиття, г - пробивання «мішені»)

$$Lp = \frac{\rho_{liq} \sigma d}{\eta_{liq}^2}, \quad We = \frac{u^2 \rho_{liq} d}{\sigma}, \quad Re = \frac{ud}{\eta_{liq}}.$$

Проте, характер руйнування і форма краплі, що руйнується, істотно залежить від характеру зміни відносної швидкості краплі.

При дробленні в умовах зменшення швидкості відбувається видування краплі в «сумку», як результат продавлювання з навітряного боку краплі всередину (рис. 2.8а). Утворюється опукла по напрямку потоку рідка плівка, яка з часом лопається з утворенням тора (70% первинної маси) і великого числа дрібних крапельок. Тор у свою чергу розпадається на безліч крупних крапель. При дробленні краплі в умовах зростання відносної швидкості для в'язких рідин спостерігається описаний вище механізм. Для малов'язких рідин утворення «сумки» з краплі приводить до зростання коефіцієнта опору, що компенсує збільшення швидкості потоку. Даний режим має місце при значеннях числа Вебера $4 \leq We_{cr} \leq 20$ і $0.1 \leq We Re^{-0.5} \leq 0.8$. Сюди зазвичай відносять просте ділення (на 2-4 краплі), руйнування «сумки» і хаотичне дроблення з утворенням вторинних крапель з близькими по порядку до розміру основних.

При істотному перевищенні швидкості газу над критичною швидкістю, розпилювання здійснюється шляхом зриву навітряного поверхневого шару рідини з краплі, що має форму диска (рис. 2.8б). З часом деформуючись, крапля розпадається на декілька дрібних. Даний режим має місце при значеннях числа Вебера $10 \leq We_{cr} \leq 10^4$ і $0.5 \leq We Re^{-0.5} \leq 10$. При цьому відбувається руйнування крапель зі зривом поверхневого шару з дуже дрібним розпилюванням разом з крупними вторинними краплями, що відділяються від початкової краплі.

При потужних імпульсах тиску і швидкості (детонація) може наступити вибухове дроблення (рис. 2.8в), коли розпад по всьому об'єму відбувається дуже швидко.

Зіткнення крапель. Дрібні краплі при зближенні з більшими можуть стикатися з ними або огинати їх. Результат зіткнень частинок оцінити дуже складно. В залежності від фізичних властивостей рідини, швидкості зближення крапель і їх розмірів, в результаті зіткнення крапель можливий взаємний відскік, злиття крапель в одну, злиття крапель з подальшим розривом, об'єднання з розбризкуванням рідини і утворенням дрібніших частинок і так далі (рис. 2.9).

У разі дуже низьких відносних швидкостей спостерігається відскік крапель (рис. 2.9а), коли кінетичної енергії не вистачає для подолання опору тонкого (близько 1 мкм) повітряного прошарку між краплями. У разі утворення перемички між краплями результат зіткнення залежить від

кінетичної енергії крапель, що розлітаються, і роботи по розриву перемички.

При стійкому злитті крапель вони піддаються сильній деформації і обертанню (рис. 2.9б). При числах $We > 7.5$ спостерігається тимчасове злиття крапель (рис. 2.9в) з подальшим утворенням крапель, що розлітаються, з розмірами, близькими до розмірів крапель до зіткнення.

При $We > 25$ при центральному ударі відбувається пробиття краплі «мішені» з утворенням додатково декількох дрібніших крапель «супутників» (рис. 2.9г).

Стосовно більшості умов, можливих в розпилювальних апаратах, вірогідність зіткнення частинок надзвичайно мала (менше 0.1%). Зіткнення, що все ж відбуваються, не можуть привести до помітної зміни дисперсного складу крапель.

2.6. Розпилювання рідини ультразвуком

Цей метод заснований на явищі кавітації (утворенні і стисненні бульбашок повітря всередині рідини). На поверхню рідини, що розпилюється, фокусується пучок ультразвукових хвиль за допомогою зануреного в неї ввігнутого рефлектора або фокусуючого випромінювача. На поверхні рідини утворюється туман з крапельок розмірами 4-5 мкм. Утворення туману можна досягти і при руйнуванні тонкої плівки рідини, що покриває поверхню випромінювача, внаслідок утворення на ньому поверхневих хвиль. Розмір крапельок в тумані пов'язаний з частотою коливань випромінювача (десятки і сотні кГц). При цьому утворюються тумани з високою рахунковою концентрацією, яку можна легко регулювати, змінюючи акустичну потужність випромінювача.

Теорія Ланга показує, що діаметр крапельок d (у метрах), що утворюються, може бути оцінений по наступній формулі:

$$d_p = 0.34 \sqrt[3]{\frac{8\pi\sigma}{\rho_{liq} f^2}}, \quad (2.9)$$

де σ – коефіцієнт поверхневого натягу; f – частота ультразвукових коливань.

Чим вище частота коливань, тим менше діаметр частинок. При частоті коливань 1 МГц розмір частинок складає в середньому 5 мкм, при частоті 5 МГц – 1 мкм. Ультразвукові розпилювачі генерують частинки розміром від 0.5 до 4 мкм.

Для вирішення різних аерозольних завдань дуже часто використовуються генератори монодисперсних крапель, в яких однакові краплі утворюються при розпаді тонкого струменя рідини. Вперше це явище описане знаменитим фізиком Релеєм в кінці 19-го століття. Полягає воно в тому,

що при накладенні на тонкий струмінь рідини механічних коливань відповідної частоти вона руйнується на однакові краплі.

Теорія показує, що утворення однакових крапель відбувається при розриві струменя на відрізки завдовжки, рівною 4.5 діаметра струменя. Якщо відомі діаметр струменя d і об'ємна швидкість закінчення рідини W , то легко розрахувати оптимальну частоту коливань, що впливають на рідину. Як відомо, згідно з теорією Релея, критична частота f_{kr} утворення крапель при розпаді струменів малов'язкої рідини визначається співвідношенням:

$$f_{kr} = \frac{u_{cmp}}{4.51d_{cmp}}, \quad (2.10)$$

де u_{cmp} і d_{cmp} – швидкість і діаметр струменя, витікаючого з отвору.

Встановлюється швидкість подачі рідини (рис. 2.10), визначена по приведеній формулі для частоти (близько 10 кГц). До генератора під'єднується і включається насос з очищеною водою. При безперервній зміні витрати диспергуючої рідини також безперервно змінюються швидкість струменів і частота утворення крапель. Отже, монодисперсні краплі можуть утворитися тільки при безперервному резонансному збігу частоти коливань вібруючого елемента і власної частоти утворення крапель.

На теперішній час відомі різноманітні конструкції таких генераторів крапель, однак найбільше розповсюдження отримав генератор с вібруючою діафрагмою. В ньому тонкий струмінь рідини утворюється при її пропусканні через малий отвір в тонкій пластинці. Стандартна пластинка з отворами (діафрагма) має вигляд тонкого диска з нікелю діаметром 11 мм і товщиною 0.1 мм. Отвір в пластинці зазвичай виготовляють за допомогою лазера. Розмір отвору має різні діаметри в залежності від необхідних розмірів крапель. Ця пластинка з отворами затискається на вихідному вузлі корпусу генератора і може бути легко знята для заміни.

Всередині корпусу генератора встановлений п'єзоелектричний вібратор для збудження коливань рідини відповідної частоти. Окрім патрубку для подачі робочої рідини, на вихідному вузлі генератора

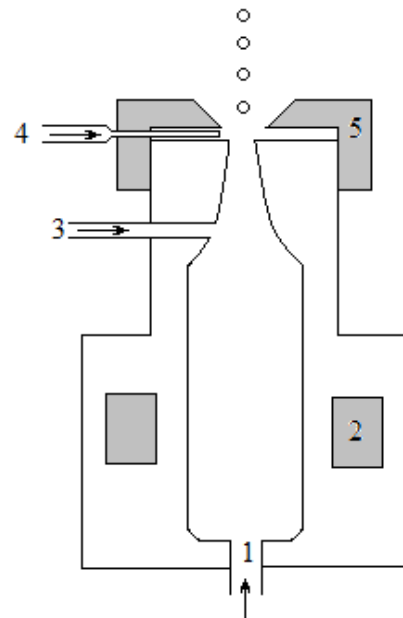


Рис. 2.10. Принципова схема генератора монодисперсних крапель релеєвського типу (1 – подача рідини, 2 – ультразвуковий елемент, 3 – патрубок для очистки отвору, 4 – подача стислого повітря, 5 – пластинка з отворами)

є патрубок для продування отвору і патрубок для подачі стислого повітря, що просторово відокремлює краплі одну від одної. Весь генератор сполучений з допоміжними пристроями, що забезпечують подачу рідини і повітря для розбавлення аерозолію і коливання п'єзоелемента.

Дослідження роботи генератора проводиться двома шляхами. По-перше, можна проводити спостереження за краплями за допомогою звичайного мікроскопа при стробоскопічному освітленні. При цьому виникає стояча картина руху крапель, з якої легко знайти їх розмір. По-друге, краплі води або водних розчинів можна осадити на скляну положку, покриту масляною плівкою, і потім зміряти їх величину за допомогою мікроскопа.

2.7. Аерозольна технологія

Розпилювання за допомогою пропелентів. Механізм утворення крапель при розпилюванні – скипання струменя низькокиплячої (перегрітої) рідини при виході з сопла пристрою. Речовину, що розпилюється, у вигляді емульсії або суспензії в суміші з пропелентом заливають в балон. Пропелент виконує дві функції: створює необхідний тиск для подачі розпилюючої речовини і диспергує цю речовину. Зазвичай це зріджений газ, або, що привабливіше, низькокипляча рідина.

Конструкції клапана і сопла балона ретельно відпрацьовані: чим менше діаметр отвору, тим менше розмір крапель. Диспергування відбувається в результаті бурхливого скипання пропелента, що знаходиться в суміші з речовиною, що розпилюється. Бульбашки пари зсередини розривають струмінь, створюючи хмару диспергаційного аерозолію, що називають спреєм.

Схема пристрою аерозольної упаковки приведена на рис. 2.11. Вона складається з балона, клапана, вмісту різної консистенції (концентрат) і пропелента, герметично закритого клапаном з распилуючою головкою.

Над шаром рідкої фази в рівноважному стані з нею знаходиться шар насиченої пари пропелента (стислого або зрідженого) (для двофазної системи, рис. 2.11a) за допомогою якого здійснюється видача вмісту і диспергування його в повітрі. У трифазній системі (рис. 2.11b) є шар пропелента. Подача вмісту з балона проводиться по сифонівій трубці до отвору штока клапана за допомогою пропелента. Місткість упаковок може бути різною: від 3 мл до 3 л, окрім скляних, місткість яких обмежена 300 мл.

Коли клапан розпилювача відкритий, рідина нагнітається і виходить через маленький отвір у вигляді найдрібніших частинок або туману. Оскільки газ розширюється, видавлюючи вміст, лише невелика кількість пропелента випаровується всередині, щоб підтримувати рівномірний тиск. Ззовні крапельки пропелента випаровуються миттєво, забезпечуючи вихід дуже дрібних частинок або крапель в зваженому стані.

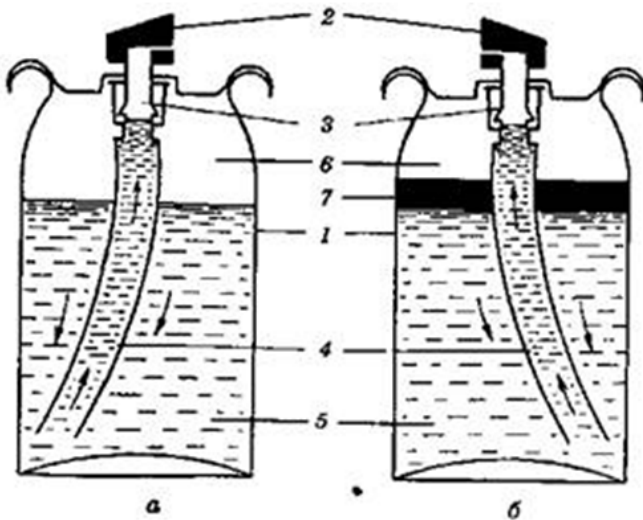


Рис. 2.11. Устрій аерозольної упаковки (а – двофазна система; б – трьохфазна система; 1 – балон; 2 – розпилювач; 3 – клапан; 4 – сифонна трубка; 5 – розчин лікарської речовини; 6 – пари пропелента; 7 – пропелент)

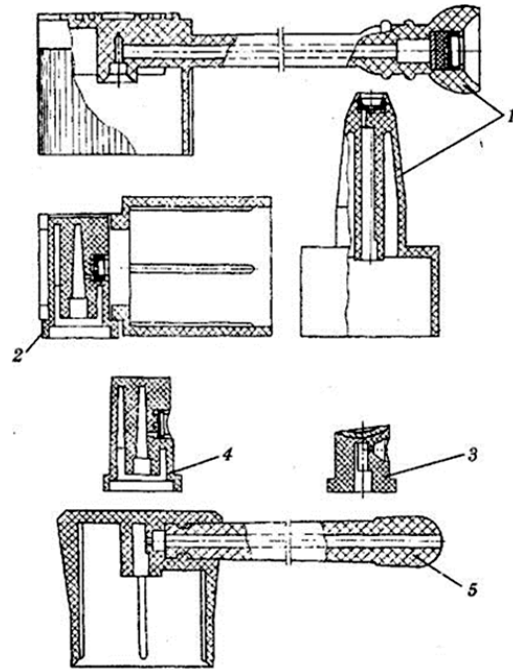


Рис. 2.12. Види розпилювачів і насадок на аерозольних балонах

Балони розрізняють:

- металеві (використовуються частіше, зазвичай алюмінієві, внутрішня поверхня покрита антикорозійними лаками);
- скляні (виготовляють з нейтрального скла, яке має зовнішнє полімерне покриття та утримує в разі руйнування осколки) (полівінілхлорид, поліетилен) з мінімальним коефіцієнтом лінійного розширення, місткістю від 15 до 80 мл;
- пластмасові (з поліпропілену, нейлону, поліетилену та ін. (використовують рідко, бо вони проникливі для лікарських засобів і в них важко утворити високий тиск);
- комбіновані.

Переважна форма аерозольних балонів: веретена з плоским дном, овальна або циліндрова з отвором вгорі для клапана з діаметром горловини 20 мм).

Клапанно-розпилювальна система. Призначення аерозолю, стан вмісту балона, його консистенція, склад і шлях введення вимагають застосування різних, в кожному випадку суворих певних типів клапанно-розпилювальних систем.

Клапан аерозольної упаковки повинен забезпечувати герметичність упаковки при відповідному тиску в балоні і евакуацію препарату з балона.

Є дуже багато конструкцій клапанних пристроїв. Їх *класифікують* по трьом ознакам:

1. за принципом дії:

- пружинні, такі, що діють при натисненні на розпилювальну головку вертикально вниз (пружинні, в свою чергу, ділять на одноразові і багатократні; безперервні і дозуючі);
- безпружинні, що діють при натисненні на розпилюючу головку збоку;
- клапани з гвинтовим вентиляем;

2. за способом кріплення на балоні:

- закріплюються в стандартному отворі балона шляхом розтиску вертикальних стінок корпусу клапана під борт горловини балона спеціальним цанговим пристроєм (для металевих балонів);
- закріплюються на горловині балона шляхом завалювання корпусу клапана або капсули на спеціальних стінках (для скляних і пластмасових балонів)
- клапани, що нагвинчуються на горловину судини (для крупних балонів багатократного використання);

3. за призначенням:

- стандартні для рідких продуктів;
- для пін;
- для в'язких продуктів (мазь, крем, гель);
- для порошків і суспензій;
- клапани спеціального призначення;
- дозуючі клапани (працюють тільки на зріджених газах і дозволяють здійснювати точне дозування лікарських засобів від 0,05 до 2 мл).
- багатократною безперервною дією.

Випускаються чотири типи клапанів і дев'ять типів розпилювачів і насадок до них (рис. 2.12). В залежності від призначення аерозолію розпилюючі головки комплектують різними насадками. Виготовляють *розпилювачі* для:

- інгаляцій (1);
- лікування бронхіальної астми (2);
- суспензійних (3) аерозолів;
- плівкотвірних (4) аерозолів;

насадки(5): стоматологічні, ректальні, вагінальні та ін.

Розпилювачі (насадки) приводять в дію клапан і забезпечують введення аеродисперсної системи в порожнини організму.

Пульверизатор або ручний розпилювач – подібний пристрій, в якому тиск створюється за рахунок ручної помпи, а не за рахунок газу. Він створює низький тиск перед продуктом, що міститься, усередині пляшки поблизу всмоктуючого отвору насоса. Атмосферне повітря, що знаходиться за продуктом, спрямовується в область низького тиску і виштовхує продукт вперед, поки він не розпиляється за допомогою насоса.

Існує два основні типи безповітряних (вакуумних) систем, найбільш поширеним з яких є поршневий насос для безповітряного розпилювання. Така система має литий поршень в плящі, що допомагає виштовхувати продукт. По конструкції безповітряна система створює вакуум. Поршень дозволяє цей вакуум утримувати.

Другою системою є система безповітряного розпилювання з пакетом (pouch airless system), займаючи значну частку ринку вакуумних розпилювачів. Подібна система складається з жорсткого балончика, що містить м'який пакет з вакуумною помпою. Коли продукт розпилюється, пакет стискується, так що всередину його повітря не потрапляє.

Система з клапан-пакетом зберігає продукцію від зовнішніх пошкоджень і ідеально відокремлює вміст від пропелента (оскільки продукт міститься в герметично закритому пакеті, а пропелент – зовні, в самій банці). Більш того, немає необхідності додавати консерванти, оскільки вміст повністю запечатаний і захищений від проникнення повітря і будь-якого контакту з ним. Такі аерозолі є найбільш екологічними, оскільки вони можуть використовуватися в комбінації із стислим повітрям або з рідинноподібними пропелентами.

Нові аерозольні упаковки. У зв'язку з дискусією, що продовжується, про шкідливий вплив фторвуглеводневих пропелентів в аерозольних упаковках на навколишнє середовище і можливою заборонаю цих пропелентів ведуться інтенсивні розробки альтернативних упаковок. Роботи направлені на створення нешкідливих агентів-витіснювачів (пропелентів), розробку нових методів розпилювання, вдосконалення існуючих конструкцій аерозольних упаковок і ін. В даний час визначилося **чотири** таких **напрями**:

1. звичайні аерозольні упаковки з пропелентами, що не містять фтору (рис. 2.11): насичені парафінові вуглеводні метанового ряду (пропан, бутан, ізобутан) і стислі гази (азот, закис азоту, двоокис вуглецю та ін.);
2. двокамерні балони, в яких пропелент відокремлений від продукту і не поступає в навколишнє середовище;
3. упаковки з механічним розпилювачем насосного типу;
4. стискувані полімерні і інші балони.

Розглянемо їх детальніше.

1. Насичені парафінові вуглеводні в порівнянні з хладонами стабільні у водних середовищах і легші за воду. Тому їх вигідно застосовувати для розпилювання препаратів на водній основі. Завдяки невеликій густині пропану і бутану для заповнення аерозольного балона їх потрібно значно менше, ніж хладону. Проте горючість цих зріджених газів не дозволяє їм змагатися в препаратах на основі органічних розчинників. Стислі гази відрізняються від зріджених не тільки агрегатним станом, але і властивостями. Тиск стислих газів значно менше залежить від температури. Проте

тиск в балоні по мірі витрачання продуктів падає, що може привести до неповного відпрацювання вмісту. Стислі гази зазвичай практично нерозчинні або відрізняються вкрай обмеженою розчинністю. Тому в останні роки проводяться дослідження в області підвищення розчинності стислих газів.

Кількість стислого газу, яка необхідна для витискування вмісту упаковки, невелика. Тому такі упаковки дуже чутливі до витоку газу, викликаного або недостатньою герметичністю, або необережним використанням. Для усунення даного недоліку розроблені аерозольні упаковки з розгалуженими або перекидними сифоновими трубками, що запобігають видачі препарату в перевернутому положенні. Пропеленти цієї групи не горючі, дешеві, не роблять агресивного впливу на метали і полімерні матеріали.

2. В області створення різноманітних аерозольних упаковок все більше розповсюдження отримала нова упаковка, що отримала назву «бар'єрної». Продукт в ній відділений від пропелента бар'єром, рухомою перегородкою, що перешкоджає контакту між ними. Це різко розширює можливості упаковки, так як виключається хімічна взаємодія між пропелентом і продуктом, а також потрапляння пропелента в атмосферу.

Конструктивно двокамерні аерозольні упаковки виконуються в різних варіантах: з поршнем, з вкладишем, з внутрішнім мішечком та ін.

Кількість пропелента в таких упаковках мала. Проте струмінь, що видається з таких упаковок, недостатньо дисперсний. Для підвищення дисперсності підбирають малов'язкі рецептури, зменшують прохідні перетини отворів і каналів клапанів або вводять дуже малі кількості пропелента в препарат.

3. Можливою альтернативною аерозольною упаковкою є тара, що забезпечена мікронасосом (механічним пульверизатором). Пульверизатор (рис. 2.13) у вигляді мініатюрного поршневого насоса, що працює від натиснення пальцем, нагвинчують на горловину балона. Найчастіше балон (флакони) виготовляється з скла, полі-

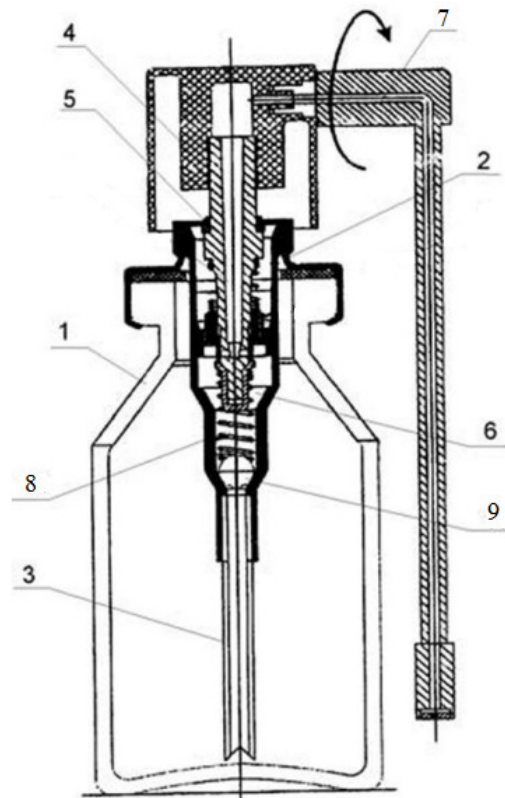


Рис. 2.13. Схема механічного пульверизатора (1 – балон, 2 – мікрорспрей, 3 – сифона трубка, 4 – насадка, 5 – шток, 6 – порожнина, 7 – насадка, 8 – пружина, 9 – кулька)

мерних матеріалів, рідше бувають металевими. Основним і найбільш складним елементом є мікронасос, який складається з дозатора і розпилювальної насадки.

Принцип роботи мікроспрея полягає в наступному: при натисканні на насадку шток рухається вниз і видавлює частину препарату з порожнини через в канал, сполучений каналом з насадкою. Повернення штока в початкове положення проводиться пружиною. При поверненні штока в початкове положення в порожнині створюється розрядка. Тиск на кульку (що є клапаном) слабшає, і рідина з флакона через сифонову трубку заповнює порожнину. Потім цикл повторюється

Тонкодисперсний струмінь в таких випадках отримують при поєднанні високого гідравлічного тиску, що розвивається насосом, з малим прохідним перетином клапанів (для цього застосовують лазерні технології).

В даний час вартість таких упаковок висока і їх застосування економічно ефективно не для всіх препаратів. Для розпилювання суспензій з високим вмістом твердих речовин, плівкотвірних препаратів, пін і інших високов'язких систем подібні насоси непридатні.

4. Стискувані балони виготовляють з еластичних полімерів (поліолефінів, акрилонітрилу, поліефіру, поліуретанових і інших смол). Принцип роботи їх заснований на дії мускульної сили стискування такого балона і витискуванні продукту через сопло з малим перетином. Такі упаковки – найдешевші, проте вони вимагають значних зусиль для приведення їх в дію і виробляють грубо дисперсні аерозолі.

Всім перерахованим упаковкам властивий один загальний недолік — неможливість досягнення достатнього внутрішнього тиску, порівнянного з тиском, що створюється звичайними аерозольними упаковками зі зрідженими пропелентами.

При розпилюванні розбавленого розчину нелеткої речовини в летючому розчиннику розчинник випаровується з крапельок, і утворюється аерозоль, що складається з дуже дрібних частинок розчиненої речовини. За рахунок високої питомої поверхні крапель випаровування розчинника відбувається дуже швидко, швидкість якого можна додатково прискорити, змішуючи з великим об'ємом нагрітого повітря.

2.8. Утворення аерозолів при конденсації

Явища конденсації і випаровування відіграють велику роль при утворенні хмар, взаємодії туманів з промисловими викидами, утворенні багатьох промислових викидів, що знаходяться у вигляді аерозолів з подальшою їх конденсацією.

Процеси випаровування і конденсації приводять до зміни розподілу по розмірах аерозольних частинок з рідкою дисперсною фазою, що може вплинути на ефективність роботи вловлюючої апаратури.

Для утворення аерозолів з рідкою дисперсною фазою перш за все необхідна поверхня для конденсації, тобто наявність **ядер конденсації**. Це можуть бути кластери молекул пари, іони і невеликі частинки різних речовин. Якщо конденсація відбувається на кластерах, утворених молекулами цієї ж пари, то процес називається **гомогенною (спонтанною) нуклеацією**. У разі конденсації пари на частинках іншої речовини – **гетерогенною нуклеацією**. Нуклеація проходить в декілька стадій:

1) пара при розширенні повинна стати пересиченою настільки, щоб відбувалася її конденсація;

2) утворення молекулярних кластерів (тільки при гомогенній нуклеації);

3) пара конденсується на зародках або частинках, які при цьому ростуть і перетворюються на краплі.

Гомогенна нуклеація. Ступінь пересичення пари в газі S можна описати відношенням тиску пари в газі p_v (*vapor* – з *англ.* пара) до тиску насиченої пари над плоскою поверхнею рідини при температурі T :

$$S = \frac{p_v}{p_{s\infty}(T)},$$

де p_v – парціальний тиск пари в газі, $p_{s\infty}(T)$ – тиск насиченої пари над плоскою поверхнею, який залежить від її температури T . При $S > 1$ – пара пересичена, $S = 1$ – пара насичена, $S < 1$ – пара ненасичена. Відомо, що тиск насиченої пари залежить і від розміру краплі та масової частки домішок в розчині. Однак для визначення ступеня пересичення визначальним є тиск насиченої пари речовини саме над плоскою поверхнею.

Тиск насиченої пари рідини при різних температурах можна визначити, використовуючи закон Клаузіуса-Клапейрона, коли при випаровуванні краплі рівноважна температура нижча за температуру кипіння:

$$p_{s\infty}(T) = A \exp\left(-\frac{LM_{liq}}{RT}\right). \quad (2.11)$$

Іноді визначають тиск насиченої пари згідно з рівнянням:

$$\ln p_{s\infty} = \ln A - B/T,$$

де A і B – дослідні параметри. Наприклад, для води в температурному інтервалі від -20 до 60 °C $\ln A = 26.07$, $B = LM_{liq}/R = 5367$, а для етилового спирту $\ln A = 26.13$, $B = 5200$. Тут тиск насиченої пари вимірюється в Па.

Насичену пару в газі можна зробити пересиченою шляхом адіабатичного розширення системи. При цьому ступінь пересичення S нескладно представити у вигляді:

$$S = n^{-\gamma} \exp \left[\frac{LM_{liq}}{RT_0} (n^{\gamma-1} - 1) \right],$$

де n – відношення об'ємів системи після і до розширення γ – відношення теплоємкостей газу при сталому тиску і об'ємі, L – питома теплота паротворення, R – універсальна газова стала, T_0 – температура газу до розширення, M_{liq} – молярна маса пари.

Задача. Об'єм повітря, що знаходиться на рівні моря при температурі 21°C, при підйомі на висоту 250 м збільшився. Визначити ступінь пересичення S , якщо повітря спочатку насичене водяною паром, а розширення адіабатичне.

Розв'язок. Збільшення об'єму при адіабатичному розширенні визначимо, використовуючи рівняння Пуассона:

$$p_0 V_0^\gamma = (p_0 - \rho g h) V^\gamma.$$

Рахуючи густину повітря рівною (при 21°C, $T_0 = 294$ К) 1.2 кг/м³, тиск над рівнем моря 10⁵ Па і коефіцієнт адіабати для повітря $\gamma = 1.4$, наступне рівняння визначає відношення збільшення об'єму:

$$n = V / V_0 = 1.022.$$

Питома теплота паротворення для води при 21 °C ($M_{liq} = 0.018$ кг/моль) $L = 2.26$ МДж/кг. Тоді ступінь пересичення повітря парами води рівний:

$$S = n^{-\gamma} \exp \left[\frac{LM_{liq}}{RT_0} (n^{\gamma-1} - 1) \right] = 1.12.$$

Однак навіть в насиченій парі маленькі краплі можуть випаровуватися, що пов'язано з великою ймовірністю втрати молекул випуклої поверхні, ніж плоскою. Ступінь пересичення пари, необхідної для утворення краплі шляхом спонтанної нуклеації, пов'язана з розмірами краплі згідно з **рівнянням Томсона (Кельвіна):**

$$\ln S = \frac{4\sigma M_{liq}}{\rho_{liq} R T d_p}, \quad (2.12)$$

де σ – коефіцієнт поверхневого натягу рідини, M_{liq} – молекулярна маса рідини, ρ_{liq} – густина рідини, T – температура рідини d – критичний діаметр краплі. Якщо для краплі діаметром d величина S лежить зліва від лінії (рис. 2.14), то крапля випаровується, якщо справа, то крапля зростає.

Зі зростанням ступеня насичення діаметр i , отже, кількість молекул в кластері, при якому починається спонтанне зростання краплі, зменшується. В результаті швидкість утворення крапель в одиниці об'єму за одиницю часу повинно зрости у зв'язку з більшою ймовірністю утворення молекулярних кластерів з меншим числом молекул.

Вільсон виявив, що при присутності іона в системі газ-пара спонтанна нуклеація відбувається при меншому ступені пересичення. В цьому випадку ступінь пересичення пов'язаний з критичним діаметром наступною залежністю:

$$\ln S = \frac{M_{liq}}{\rho_{liq} RT} \left[\frac{4\sigma}{d} - \frac{q^2}{2\pi^2 \epsilon_0 d^4} \left(\frac{1}{\epsilon_g} - \frac{1}{\epsilon_{liq}} \right) \right], \quad (2.13)$$

де q – заряд краплі або кластера; ϵ_g і ϵ_{liq} – діелектрична проникність газового середовища і рідини; ϵ_0 – електрична стала, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Як і для випадку відсутності іона в газі при ступенях пересичення, розташованих вище кривої на рис.2.15, краплі завжди ростимуть; якщо ж ступінь пересичення знаходиться нижче – краплі випаровуються.

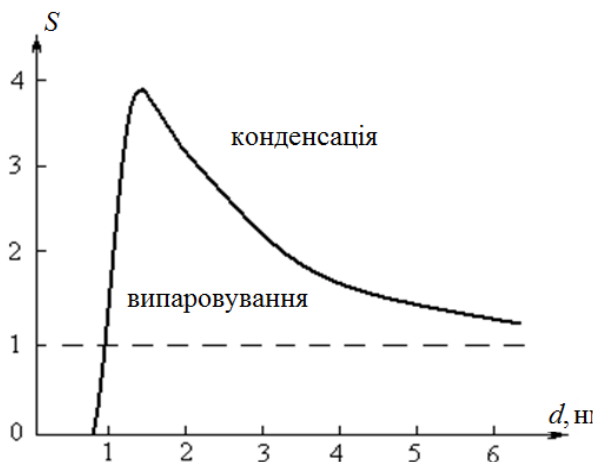


Рис. 2.15. Залежність ступеня пересичення пари від діаметра краплі при спонтанній нуклеації при наявності іона зарядом $1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл

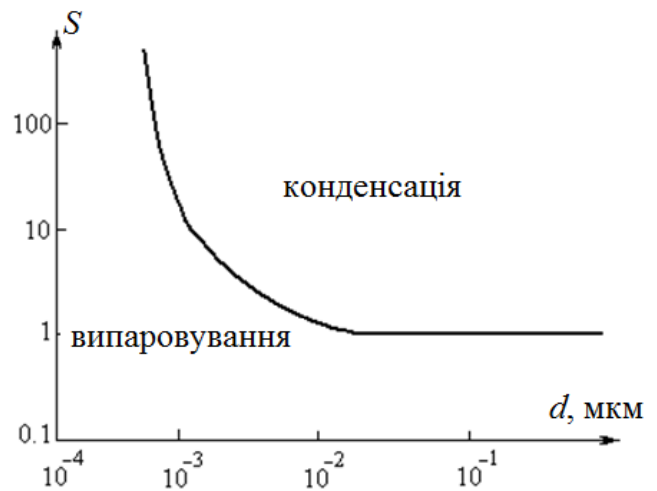


Рис. 2.14. Залежність ступеня пересичення пари від діаметру краплі при спонтанній нуклеації

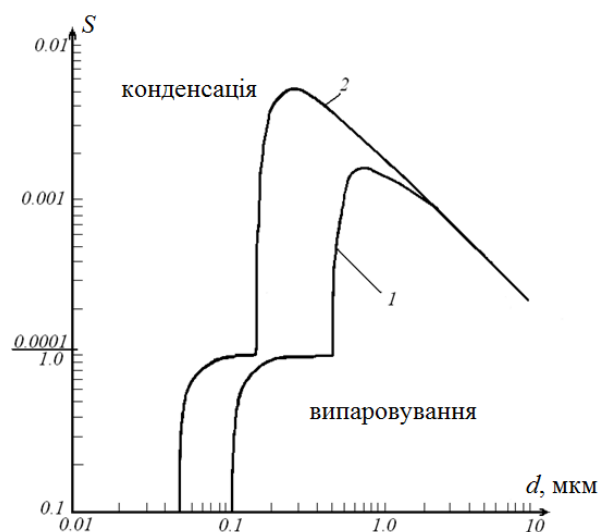


Рис. 2.16. Залежність ступеня пересичення від критичного діаметра краплі для розчинних ядер масою 10^{-18} (1) и 10^{-19} (2) кг

Задача. Визначити рівноважний діаметр водяної краплі, що містить три позитивні заряди, якщо відносна вологість і температура рівні 90% і 21°C.

Розв'язок. Для води коефіцієнт поверхневого натягнення при 21°C дорівнює $72 \cdot 10^{-3} \text{ Н/м}^2$, густина води 10^3 кг/м^3 . Коефіцієнти діелектричної проникності для води $\epsilon_{liq} = 81$, повітря – $\epsilon_g = 1$.

За умовами завдання $S = 0.9$ і заряд краплі $q = 4.8 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$.

Тоді, використовуючи формулу зв'язку ступеня пересичення і діаметру краплі:

$$\ln S = \frac{M_{liq}}{\rho_{liq} RT} \left[\frac{4\sigma}{d} - \frac{q^2}{2\pi^2 \epsilon_0 d^4} \left(\frac{1}{\epsilon_g} - \frac{1}{\epsilon_{liq}} \right) \right]$$

отримаємо, розв'язуючи чисельним способом, рівноважний розмір краплі $16 \cdot 10^{-10} \text{ м}$.

Гетерогенна нуклеація. В більшості випадків пара конденсується на дрібних частинках пилу, причому не на всіх. Як впливає з рис 2.14, найактивнішими є найбільші ядра конденсації, для яких не вимагається високого пересичення пари. До активних центрів конденсації відносять і розчинні ядра конденсації. Всі ядра конденсації можна розбити на два класи:

1) **Нерозчинні ядра.** Легко змочувані ядра швидко утворюють краплі, і, отже, їх надалі можна розглядати як чисті краплі, і з деякою точністю застосовувати до них рівняння Кельвіна. На незмочуваних ядрах конденсація ускладнена. Конденсуюча рідина прагне зібратися в маленькі кульки на поверхні ядра, і рідкий шар утворюється тільки тоді, коли поверхня ядра повністю ними покривається. Для конденсації на незмочуваних ядрах необхідний високий ступінь пересичення.

2) **Розчинні ядра.** При конденсації на розчинному ядрі спочатку утворюється насичений розчин, і при подальшій конденсації розчин стає тиме все більш розбавленим, поки утворена крапля не поводитиметься як крапля чистої рідини.

Тиск насиченої пари над розчином зменшується пропорційно концентрації розчиненої речовини (закон Рауля):

$$\frac{p'_{s\infty}}{p_{s\infty}} = \exp(-v\gamma g_m M_{sol}) \quad \text{або} \quad \frac{p'_{s\infty} - p_{s\infty}}{p_{s\infty}} \approx v\gamma g_m M_{sol},$$

де позначення зі штрихом відносяться до суміші розчинник – розчинена речовина, без штриха – до чистих речовин; g_m – моляльний осмотичний коефіцієнт, що залежить від концентрації розчину; числа іонів γ , що утворюються при повній дисоціації молекули; v – число молей розчиненої речовини в одиниці маси розчинника,

$$v = \frac{m}{M_{sol}} \left(\frac{\pi}{6} d^3 \rho' - m \right)^{-1},$$

M_{sol} – молекулярна маса розчиненої речовини (*solute* – з англ. розчинена речовина), d – діаметр краплі, ρ' – густина розчину, m – маса розчинника в краплі.

Ступінь пересичення $S' = p'/p_{s\infty}(T)$ над краплями розчину в залежності від діаметру краплі d можна представити у вигляді:

$$\ln S' = \frac{4\sigma' M_{liq}}{\rho'_{liq} RTd} - \gamma g_m v M_{sol}, \quad (2.14)$$

Залежність ступеня пересичення від критичного діаметра краплі часто називають кривими Кохлера (рис. 2.16). Треба відмітити, що наявність розчиненої речовини робить можливим конденсацію навіть при відносній вологості меншою, ніж 100%, тобто при $S' < 1$.

Невеликі зміни вологості із-за ефектів гістерезису можуть не приводити до зміни стабільного розміру краплі на відміну від крапель, що складаються з чистих розчинників. Гістерезис виявляється в тому, що фазовий перехід розчиненої речовини відбувається при одному значенні вологості при її зростанні та при іншому при її зменшенні.

Генератор монодисперсних аерозолів типу змішувача. Отримання монодисперсних аерозолів є важливим завданням для проведення різних аерозольних досліджень. У різноманітних методах утворення аерозолів частинки і краплі мають різні розміри, і отримати аерозолі з однаковими частинками досить важко. Один з методів їх отримання – створення умов такої конденсації пари деяких речовин, при яких на ядрах конденсації різного розміру утворюються однакові (монодисперсні) краплі. Серед генераторів монодисперсних аерозолів такого типу найбільш відомий так званий КУЗТ – конденсаційний укрупнювач змішувального типу (рис. 2.17). Його назва показує, що в ньому відбувається конденсація пари при укрупненні ядер конденсації, а процес організований за рахунок змішування двох потоків – потоку пересиченої пари робочої рідини і потоку повітря, що містить ядра конденсації. Технічно він складається з резервуару з гарячою робочою рідиною (наприклад, гліцерину), пристрою для отримання ядер конденсації, вузла змішення потоків і циліндрової труби, в якій відбувається зростання крапель на ядрах конденсації. За допомогою такого генератора аерозолів можна отримувати практично монодисперсні аерозолі в межах приблизно від 0.7 до 5 мкм.

Вперше монодисперсні аерозолі (розкид не більше 10% відносно середнього) були отримані Синклером і Ла Мером (рис. 2.18). Речовину, з якої необхідно отримати аерозоль, нагрівають в скляному кип'ятильнику до температури кипіння (100-200 °C). Сухе повітря або азот, очищені від

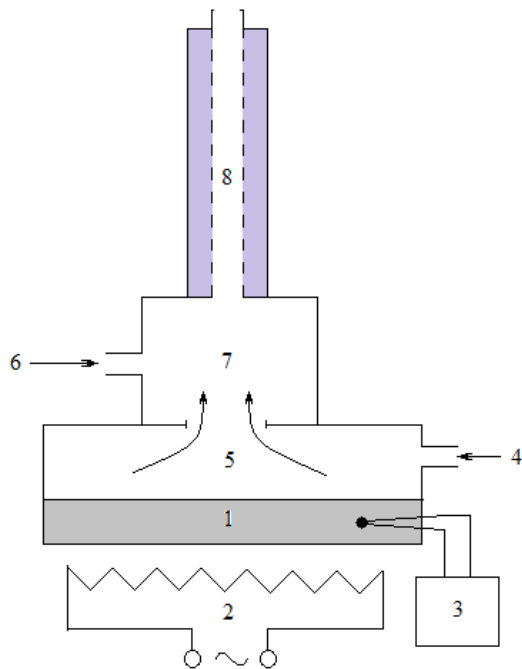


Рис. 2.17. Принципова схема конденсаційного укрупнювача змішувального типу (1 – робоча рідина, 2 – нагрівач, 3 – термопара з вимірювачем напруги, 4 – вхідний отвір для потоку чистого повітря, 5 – камера для випаровування, 6 – вхідний отвір для повітря з ядрами конденсації, 7 – вузол змішування потоків, 8 – трубка з теплоізоляцією)

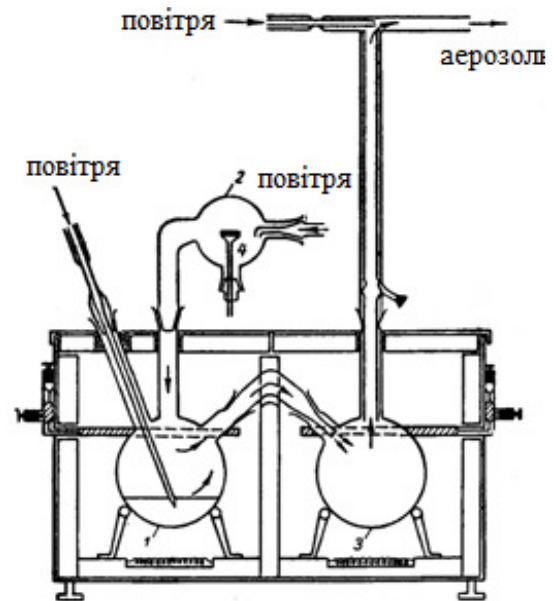


Рис. 2.18. Генератор монодисперсних аерозолів Синклера-Ла Мера

частинок, пропускають над рідиною або барботують через неї і змішують потім з іншим потоком чистого сухого повітря або азоту, в якому містяться ядра конденсації. Суміш поступає в перегрівач, де при температурі близько 300 °С відбувається випаровування крапель, які випадково утворилися на попередньому етапі, та перемішування пари з ядрами конденсації. Після цього суміш поступає в повітряний холодильник, де вона повільно і рівномірно охолоджується. Пар стає пересиченим і рівномірно конденсується на ядрах конденсації, утворюючи дрібні аерозольні частинки (до 5 мкм). Для отримання більш крупних крапель необхідно підвищити концентрацію пари. Цікаво, що на ядрах конденсації різного розміру отримуються практично однакові краплі.

Змішування газових потоків, що містять пару. Аерозолі нерідко утворюються шляхом змішування двох потоків газу, що містять пару речовини, які настільки розрізняються по температурі, що при їх змішуванні створюється пересичення. У простому випадку повного змішування ступінь пересичення може бути розрахована по формулі:

$$S = \frac{p}{p_{s\infty}} = \frac{p_1 + p_2 n}{(1+n)p_{s\infty}} = \frac{p_1 + p_2 n}{(1+n) \exp\left(A - \frac{B}{T}\right)}, \quad T = \frac{T_1 + T_2 b n}{1 + b n},$$

де p_1 і p_2 – парціальний тиск пари в обох газах; T_1 і T_2 – температури обох газів до змішування, n – відношення молярних концентрацій газів в суміші, b – відношення молярних питомих теплоємкостей газів в суміші.

Завдання для самостійного розв'язку:

1. Визначити значення S , при якому водяна крапля діаметром 0.03 мкм продовжує зростання.
2. Визначити рівноважний діаметр водяної краплі, що містить один елементарний заряд при відносній вологості 80% і температурі 21 °С.
3. Визначити, наскільки тиск пари над краплею водного розчину $(\text{NH}_4)\text{SO}_4$ діаметром 0.1 мкм відрізняється від тиску над краплею чистого розчинника при 20°С. Діаметр частинки $(\text{NH}_4)\text{SO}_4$ рівний 0.01 мкм, густина 1770 кг/м³.

2.9. Утворення аерозолів при хімічних реакціях

Утворення туману або диму при хімічній взаємодії газоподібних речовин, реакціях горіння є конденсаційним процесом.

Так, при хімічній взаємодії деякої пари або газів продуктами реакції є газоподібні речовини у вигляді вільних молекул. У разі низького парціального тиску насиченої пари продукту при звичайній температурі шляхом агрегації і конденсації відбуватиметься утворення дрібних рідких або твердих частинок. Швидкість їх утворення залежить від ступеня пересичення продукту реакції.

Ряд газоподібних речовин (наприклад: етанол, метанол, сірчана кислота, хлорид натрію) здатні поглинати водяну пару з навколишнього середовища і повітря (такі речовини називають гігроскопічними). При цьому утворюються гігроскопічні ядра, на яких вода продовжує конденсуватися до тих пір, поки тиск пари над краплею розчину не прийде в рівновагу з парціальним тиском водяної пари в атмосфері. Із-за невеликих розмірів частинок тепло, яке виділяється при конденсації пари, швидко розсіюється.

Якщо на ранній стадії в основному відбувається зростання числа частинок, то незабаром за рахунок коагуляції їх число падає, що і визначає кінцевий розмір частинок.

Хімічна взаємодія азоту, кисню і пари води, що міститься в повітрі, зі слідами деяких газів (наприклад, сірчистого ангідриду, хлору, аміаку, озону і оксидів азоту) є найважливішим джерелом атмосферних ядер конденсації.

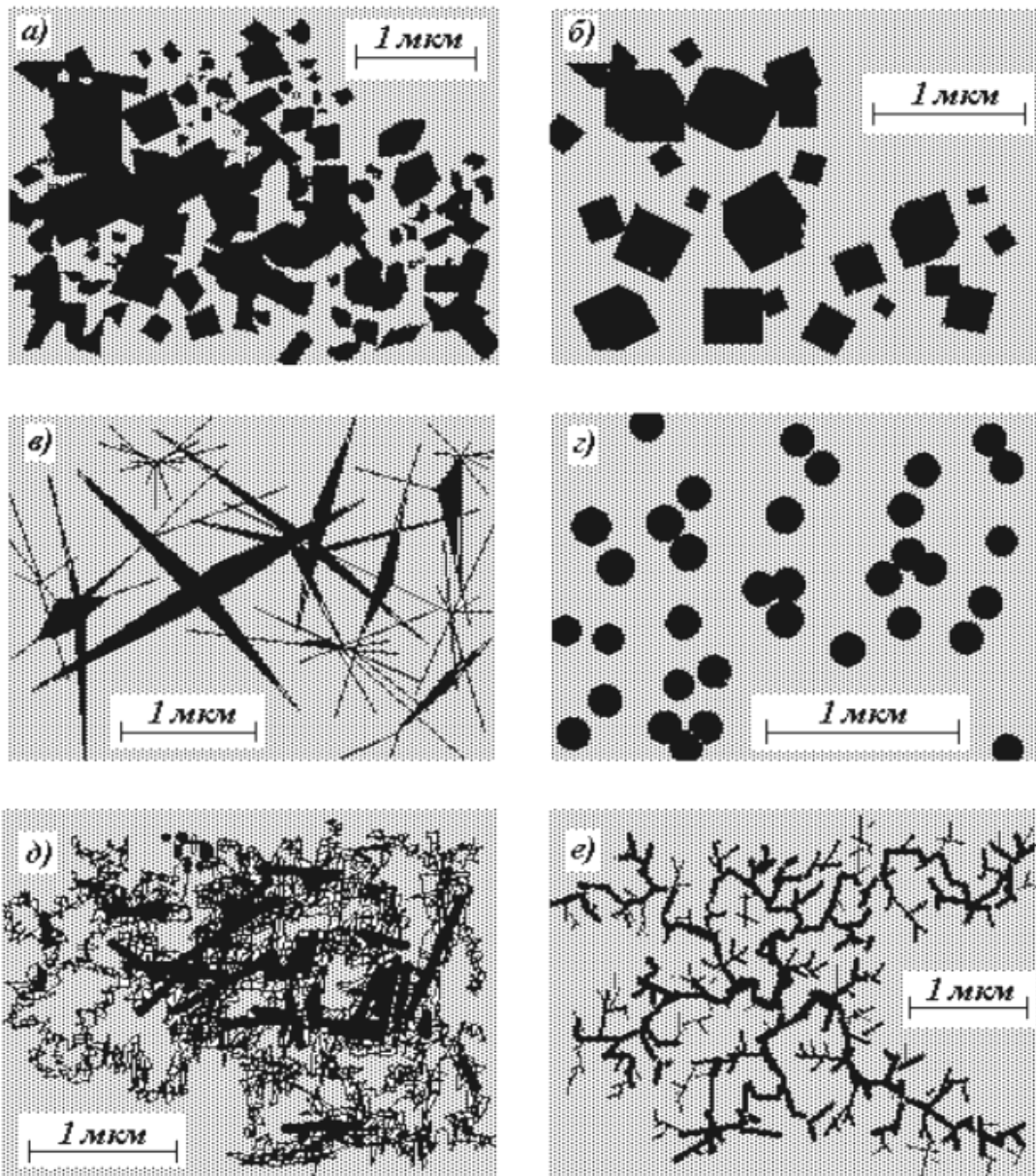


Рис. 2.19. Аерозольні частинки (а – дим оксиду магнію, б – дим хлористого натрію, в – дим оксиду цинку, г – монодисперсний аерозоль селену, д – частинки вуглецевої сажі, е – частинка-фрактал

Основний механізм утворення диму при горінні також полягає в конденсації пари тільки при високих температурах. У зоні реакції молекули стикаються між собою, утворюючи ядра, з яких шляхом захоплення інших молекул зростають первинні частинки. Залежно від співвідношення між енергією активації дифузії всередині такої частинки E і характерною енергією теплового руху можливе утворення двох типів частинок (рис. 2.19):

- а) кристалічні первинні частинки ($E \ll kT$);
- б) аморфні первинні частинки ($E \gg kT$).

Так, первинні частинки, що виникають при спалюванні магнію, мають майже ідеальну кубічну форму кристалів оксиду магнію (рис. 2.19а). Первинні частинки сажі мають майже сферичну форму і аморфну будову. Пі-

сля того, як частинки сажі покидають зону реакції, починається коагуляція і утворення агрегатів (рис. 2.19д).

При горінні вуглеводнів і органічних речовин часто утворюється дим. Так при піролізі (термічному розкладанні органічних речовин) виникають складні вуглеводні, концентрація яких зростає поки де-небудь не виникне пересичення і їх конденсація. На утворених найдрібніших крапельках містяться кристалічні графітові ядра, які безперервно ростимуть до тих пір, поки повністю не перетворяться на вуглець. Водень при цьому майже повністю випаровується.

Органічні сполуки, що виникають в результаті неповного горіння деревини, у вигляді газів і пари змішуються з повітрям і охолоджуються по мірі видалення із зони горіння. В процесі охолодження частина пари органічних сполук досягає стану насичення і конденсується на найдрібніших частинках (ядрах), утворюючи *копильний дим*.

Вважають, що ядрами або центрами, на яких конденсуються пари органічних сполук, є найдрібніші крапельки смолянистих речовин, що знаходяться в стані перенасичення в первинному парогазовому середовищі, або тверді частинки сажі.

Таким чином, дим є складною багатокомпонентною системою газо- і пароподібних, рідких і деякої кількості твердих (наприклад, частинки сажі) речовин.

Окрім частинок конденсаційного походження, що мають кулясту форму, в димі міститься невелика кількість підхоплених повітряним потоком дрібних частинок золи; кіптяви (незгорілого вуглецю), а також, можливо, і тонко дисперсних частинок смол типу фенолформальдегідних. Тверді частинками сажі є утворення невизначеної форми і рихлої структури.

Структура диму визначається багатьма чинниками: умовами утворення і охолодження пари, ступенем і швидкістю розбавлення їх повітрям, видом палива і так далі. Наприклад, при швидкому розбавленні диму, що утворюється при неповному згоранні, в ньому міститься більше частинок з малими розмірами. З хвойної деревини отримуємо дим з великим вмістом частинок сажі. Кількість різноманітних частинок, а також їх розміри (ступінь дисперсності) має велике значення для характеристики фізичних властивостей диму.

Розділ 3. АНАЛІЗ ДИСПЕРСНОСТІ АЕРОЗОЛІВ ПО КОНЦЕНТРАЦІЯХ І РОЗМІРАХ ЧАСТИНОК

3.1. Основи дисперсного аналізу. Функції розподілу

Частинки аерозолів і порошків в загальному випадку характеризуються чисельною і масовою концентрацією, мають неоднакові розміри і неправильну форму. Тому поняття розміру частинок для кожного типу аерозолію (порошку) встановлюється самостійно залежно від тих завдань, в яких використовується даний аерозоль (порошок). Важливо розуміти, яка з характеристик (площа поверхні, маса і т. д.) частинки є визначальною в конкретному завданні. В більшості випадків на практиці ми маємо справу з пилом і порошком твердих диспергованих речовин, частинки яких мають неправильну форму, тобто не форму сфери. Для опису руху і взаємодії таких частинок з навколишнім середовищем використовують поняття ефективного або еквівалентного діаметру в порівнянні з описанням і поведінкою частинки сферичної форми. Наприклад, за **еквівалентний діаметр** частинки неправильної форми береться діаметр кулі з об'ємом, рівним об'єму даній частинці неправильної форми. Можна визначити діаметр частинки за швидкістю осідання в газі або рідині – **седиментаційний (стоксовський) діаметр**. **Седиментаційний (стоксовський)** – діаметр кулі з тією ж густиною і швидкістю осідання. При цьому приймають, що всі частинки, що мають однакові швидкості седиментації, рівні по розмірах незалежно від їх фактичних розмірів, складу і форми. Таким чином, за швидкістю падіння (осадження) можна визначити два розміри: 1. **аеродинамічний діаметр** – діаметр сферичної частинки густиною 1000 кг/м^3 , що має таку ж швидкість осадження, як та, що розглядається; 2. **стоксовський діаметр** – діаметр кулі, що має такі ж густину і швидкість осадження, як і дана частинка.

При мікроскопічному вимірюванні розміру частинки використовують **діаметр** Ферета, рівний максимальній відстані між краями кожної частинки.

Якщо частинки мають правильну геометричну форму (сферичну, кубічну і т. д.), то для таких частинок поняття “розмір” визначається однозначно.

Більшість природних і штучно отриманих аерозолів характеризуються досить значним розкидом розмірів частинок від частин мікрметра до сотень мікрметра. В цьому випадку говорять, що аерозоль володіє великою полідисперсністю. У зв'язку з цим виникає необхідність знайти розподіл частинок по розмірах і відповідних концентраціях.

В досліді отримати безпосередньо безперервні криві розподіли практично неможливо, Зазвичай визначають частку частинок, розміри яких лежать в кінцевих інтервалах.

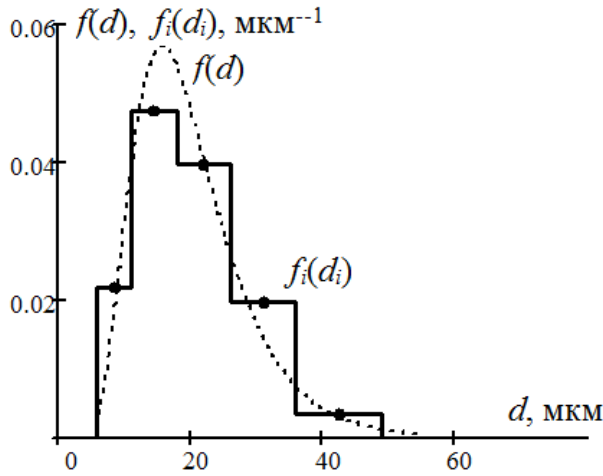


Рис. 3.1. Приклад гістограми і диференціальної кривої розподілу частинок крохмалю по діаметру

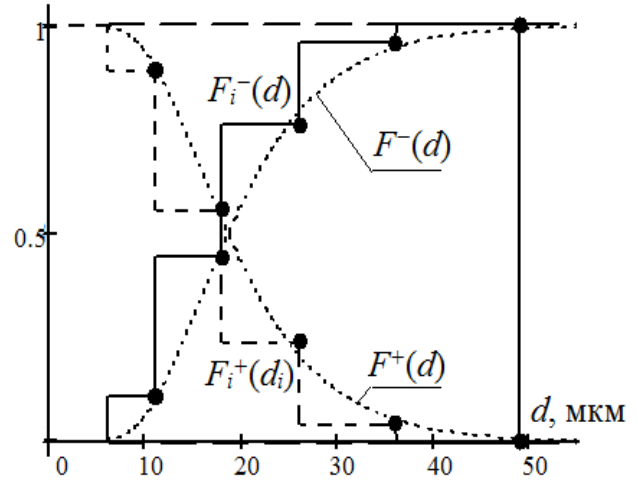


Рис. 3.2. Інтегральні дискретні і неперервні функції розподілу частинок крохмалю по діаметру

Нехай розміри частинок досліджуваного аерозолію (порошку) лежать в діапазоні $[d_{\min}; d_{\max}]$. Розіб'ємо даний діапазон на k інтервалів – фракцій Δd_i . Причому, ширини окремих фракцій зазвичай приймаються неоднаковими, що визвано як технічними умовами проведення аналізу, так і необхідністю правильного врахування фізичних характеристик аерозолів (порошків). Позначимо Δn_i – число (концентрація), Δg_i – маса частинок i -фракції, діаметр якої d_i знаходиться в середині інтервалу

$[d_i - \Delta d_i / 2; d_i + \Delta d_i / 2]$. Рахуємо $n = \sum_{i=1}^k \Delta n_i$ – загальне число частинок в аналізуемій пробі. В цьому випадку рахункова частка частинок ΔF_i і масова частка частинок ΔG_i з діаметром d_i виражається через частку частинок, що приходить на одиничний інтервал $f_i(d_i)$ і $g_i(d_i)$:

$$\frac{\Delta n_i}{n} = \Delta F_i = f_i(d_i) \Delta d_i, \quad \frac{\Delta m_i}{m} = \Delta G_i = g_i(d_i) \Delta d_i, \quad (3.1)$$

де d_i – діаметр, що відповідає середині інтервалу; ΔF_i – рахункова частка частинок, з розмірами в інтервалі $[d_i - \Delta d_i / 2; d_i + \Delta d_i / 2]$, $f_i(d_i)$ – відповідна частка частинок в тому ж інтервалі розмірів і віднесена до ширини цього інтервалу.

Безперервна диференціальна функція розподілу $f(d)$ є границею функції $f_i(d_i)$ при нескінченному зменшенні ширини фракцій Δd_i :

$$f(d) = \lim_{\Delta d_i \rightarrow 0} f_i(d_i) = \lim_{\Delta d_i \rightarrow 0} \frac{\Delta n}{n \cdot \Delta d} = \frac{dn}{n \cdot d(d)}.$$

Диференціальна функція розподілу $g(d)$ є границею функції $g_i(d_i)$ при нескінченному зменшенні ширини фракцій Δd_i :

$$g(d) = \lim_{\Delta d_i \rightarrow 0} g_i(d_i) = \lim_{\Delta d_i \rightarrow 0} \frac{\Delta m_i}{m \cdot \Delta d_i} = \frac{dm}{m \cdot d(d)}.$$

Графік функцій $f_i(d_i)$ називають гістограмою, типовий вид якої приведений на рис. 3.1. Тут же приведений графік безперервної диференціальної функції розподілу $f(d)$.

Залежність $f(d)$ називається **кривою густини розподілу** або **диференціальною кривою розподілу** розмірів частинок.

Дані дисперсного аналізу дозволяють розрахувати середній арифметичний діаметр \bar{d} :

$$\bar{d} = \sum_{i=1}^{i=k} d_i \frac{\Delta n_i}{n}.$$

Значення \bar{d} не дає повної характеристики аерозолію і є діаметром частинки умовної монодисперсної системи, що містить однакове число частинок з аналізованою полідисперсною системою, причому сума діаметрів в обох системах однакова.

Відхилення від середнього арифметичного діаметру \bar{d} визначається σ дисперсією (середньоквадратичним відхиленням \bar{d}):

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{i=k} \Delta n_i (d_i - \bar{d})^2}{\sum_{i=1}^{i=k} \Delta n_i - 1}}.$$

Функції $f(d)$ і $g(d)$ задовольняють умові нормування:

$$\int_0^{\infty} f(d) \partial d = 1 \quad \text{і} \quad \int_0^{\infty} g(d) \partial d = 1.$$

Диференціальні криві розподіли володіють великою наочністю, проте при обробці результатів вимірювань частинок аерозолів зручно застосовувати **інтегральні** (“кумулятивні”) **криві розподілу**, що показують, яка частка частинок (по кількості) володіє діаметром більше F^+ або менше F^- даної величини d . Відповідні функції розподілу отримують, наприклад, для рахункового розподілу шляхом інтегрування функції $f(d)$ в потрібних межах:

$$F^+(d) = \int_d^{\infty} f(d) \partial d \quad F^-(d) = \int_0^d f(d) \partial d \quad \text{і} \quad F^-(d) = \int_0^d f(d) \partial d _$$

причому:

$$F^+(d) + F^-(d) = 1 \quad \text{і} \quad [F^-(d)]' = -[F^+(d)]' = f(d).$$

Аналогічно можна отримати функції масового розподілу:

$$G^+(d) = \int_d^{\infty} g(d) \partial d \quad \text{і} \quad G^-(d) = \int_d^{\infty} g(d) \partial d.$$

Причому $G^+(d) + G^-(d) = 1$ і $[G^-(d)]' = -[G^+(d)]' = g(d)$.

Для оцінки ступеня однорідності частинок (тобто ступеня наближення до монодисперсної системи) вводять як характеристику **коефіцієнт варіації** (або мінливості):

$$\Psi = \frac{\sigma}{\bar{d}}, \quad \sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^{i=k} (\bar{d}_i - \bar{d})^2 \frac{\Delta n_i}{n}}.$$

Зазвичай вважають, що якщо $\Psi \leq 0.2$ то система близька до монодисперсної. Прикладом такої системи можуть служити частинки лікоподію.

Для кожної фракції неважно визначити наступні функції як:

$$F_n^-(d_n) = \sum_{i=1}^{i=n} f_i(d_i) \Delta d_i, \quad F_n^+(d_n) = \sum_{i=n}^{i=k} f_i(d_i) \Delta d_i,$$

які в границі є інтегральними функціями розподілу по розмірах частинок (рис. 3.2):

$$F^-(d_n) = \lim_{\Delta d_i \rightarrow 0} F_n^-(d_n) = \lim_{\Delta d_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^{i=n} f_i(d_i) \Delta d_i,$$

$$F^+(d_n) = \lim_{\Delta d_i \rightarrow 0} F_n^+(d_n) = \lim_{\Delta d_i \rightarrow 0} \sum_{i=n}^{i=k} f_i(d_i) \Delta d_i.$$

Вид гістограми залежить від величини фракції Δd_i . В той же час бажано побудовану гістограму перетворити на безперервну криву, згладжуючи при цьому деяку неправильність, обумовлену недостатнім числом вимірювань. Безпосередньо згладжувати гістограму незручно. Краще спочатку побудувати по експериментальних крапках плавну інтегральну криву $F^-(d)$ (рис. 3.2). При цьому порівняно легко виправити випадкові помилки вимірювань і флуктуацій числа частинок кожної фракції. По інтегральній кривій за допомогою відомих прийомів графічного диференціювання будується потім диференціальна крива $f(d)$.

При великій складності і недостатньому вивченні механізмів утворення аерозолів теоретичного виведення формул розподілу частинок, що конденсують і дисперсійних, ще не існує. Але є ряд емпіричних формул, застосовних до аерозолів. Найбільш відомі функції розподілу: 1) Роллера; 2) Розіна-Раммлера; 3) Нукіяма-Такасаві; 4) нормальний розподіл або розподіл Гауса; 5) логарифмічно нормальний розподіл.

1) **Формула Ролера**, застосовна до великого числа промислових порошкоподібних матеріалів:

$$G^-(d) = a\sqrt{d} \exp\left(-\frac{s}{d}\right).$$

Якщо відкласти по осі абсцис $1/d$, а по осі ординат $\ln(G^-(d)/\sqrt{d})$, то в разі застосовності цієї формули експериментальні точки повинні лягти на одну пряму, по якій легко визначити a і s .

2) **Формула Розіна-Рамлера**, застосовна до порівняно грубодисперсного пилу і туманів, отриманих механічним розпилюванням:

$$G^+(d) = \exp\left[-\left(\frac{d}{s}\right)^n\right] \text{ де } s > 0.$$

В цьому випадку необхідно двічі прологарифмувати. В цьому випадку експериментальні точки повинні лягати на криву:

$$\ln\left(\ln\left(1/G^+(d)\right)\right) = n \ln d - n \ln s,$$

звідки нескладно визначити сталі a і s .

3) **Розподіл Нукіяма-Такасаві** отриманий для крапель туману, що створюється пневматичними розпилювачами:

$$f(d) = ad^p \exp[-bd^q],$$

де сталі a , b , p , q визначаються експериментально. У випадку, якщо об'єм повітря переважає одиничний об'єм рідини, що розпилюється, а швидкість повітря висока, то $p = 2$. Решта констант визначається методом послідовних наближень так, щоб залежність $\ln[f(d)/d^2]$ від d^q була лінійна.

4) **Нормальний розподіл або розподіл Гауса** застосовний до небагатьох аерозолів, зокрема, до спор рослин:

$$f(d) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-(d - \bar{d})^2 / 2\sigma^2\right],$$

де \bar{d} – середній арифметичний діаметр частинки, $\sigma^2 = \overline{(d - \bar{d})^2}$ – середнє квадратичне відхилення (дисперсія) величини діаметру частинки від середньо арифметичного діаметру.

5) **Логарифмічно нормальний розподіл** застосовний до більшості аерозолів:

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot d \cdot \ln \sigma_g} \exp\left[-\frac{(\ln d - \ln d_g)^2}{2 \ln^2 \sigma_g}\right],$$

де d_g – середній геометричний або медіанний (в даному випадку) розмір частинки, що представляє одночасно розмір частинок, по якому вся кіль-

кість частинок ділиться на рівні частини. Середній геометричний розмір d_g визначається через середнє значення логарифмів:

$$\ln d_g = \overline{\ln d} = \sum_{i=1} \Delta n_i \ln d_i / n.$$

Величину σ_g називають стандартним геометричним відхиленням, або стандартним квадратичним відхиленням від середньгеометричного діаметру:

$$(\ln \sigma_g)^2 = \overline{(\ln d - \ln d_g)^2}, \quad \ln \sigma_g = \sqrt{\frac{(\sum \Delta n_i (\ln d_i - \ln d_g)^2)}{\sum \Delta n_i - 1}}.$$

Логарифмічно нормальний розподіл отримують з нормального розподілу Гауса, використовуючи замість розмірів частинок їх логарифми. Це визвано тим, що такий прийом дозволяє криві розподілу для багатьох аерозолів, що мають несиметричну форму с більш крутим нахилом в сторону малих d , перетворити в більш симетричну форму і нерідко наблизитися до кривої Гауса.

Враховуючи широку застосовність логарифмічно нормального розподілу, слід встановити можливість описання ним аерозолу. В інтегральній формі функція логарифмічно нормального розподілу частинок по розмірах має вигляд:

$$F^-(d_*) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \ln \sigma_g} \int_0^{d_*} \exp\left[-\frac{(\ln d - \ln d_g)^2}{2 \ln^2 \sigma_g}\right] d(\ln d).$$

Введемо змінну:

$$t = \frac{\ln d - \ln d_g}{\ln \sigma_g}$$

і зведемо попередній вираз до інтегралу ймовірності:

$$F^-(t^*) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{t^*} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt = \frac{1}{2} (1 + \operatorname{erf}(t^*)).$$

Знайдені експериментальні значення $F_n^-(d_n)$ наносять на логарифмічно ймовірнісну координатну сітку (рис.3.3), що є прямокутною системою координат, по осі абсцис якої відкладаються логарифми розмірів (а проставляються значення розмірів), а по осі ординат відкладаються величини t (а проставляються значення $F^-(t)$).

Шукана функція для логнормального розподілу є лінійною:

$$t = a \ln d - b,$$

де $a = \frac{1}{\ln \sigma_g}$ та $b = \frac{\ln d_g}{\ln \sigma_g}$.

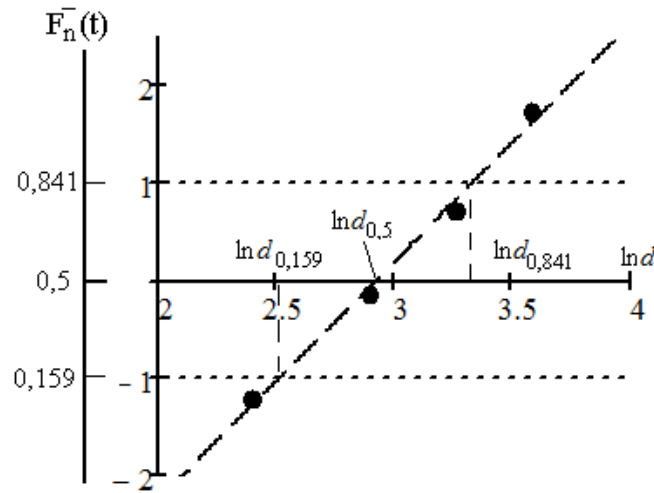


Рис. 3.3. Логарифмічно-ймовірнісна сітка для частинок крохмалю ($d_{0.5} = 18.6$ мкм, $\sigma_g = 1.5$)

Величини t_n відповідають дослідним значенням $F_n^-(d_n) = F^-(t_n)$ знаходяться з табл. 3.1. Значенням $F^-(t_n)$ менших, ніж 0.5, відповідають негативні t_n , які відкладаються вниз від початкової точки $F^-(0) = 0.5$.

Графік логарифмічно нормального розподілу в такій системі є пряма. Тому, якщо експериментальні значення укладаються з тим або іншим ступенем точності на пряму лінію, то слід вважати, що розподіл частинок по розмірах логарифмічно нормальне.

Значення $t = \pm 1$ відповідають розмірам частинок $d_{0.841}$, $d_{0.159}$, частка яких менше 0.841 і 0.159 відповідно, а значення d_m відповідає розміру ча-

Таблиця 3.1
Співвідношення між значенням функції інтегралу ймовірності $F^-(t_n)$ та його аргументом t_n

$F_n^-(t_n \leq 0)$	$ t_n $	$F_n^-(t_n \geq 0)$	$F_n^-(t_n \leq 0)$	$ t_n $	$F_n^-(t_n \geq 0)$
0.500000	0	0.500000	0.115070	1.2	0.884930
0.460172	0.1	0.539828	0.096800	1.3	0.903200
0.420740	0.2	0.579260	0.080757	1.4	0.919243
0.382089	0.3	0.617911	0.066807	1.5	0.933193
0.344578	0.4	0.655422	0.054799	1.6	0.945201
0.308538	0.5	0.691462	0.044565	1.7	0.955435
0.274258	0.6	0.725742	0.035930	1.8	0.964070
0.241964	0.7	0.758036	0.028717	1.9	0.971283
0.211855	0.8	0.788145	0.022750	2.0	0.977250
0.184060	0.9	0.815940	0.006210	2.5	0.993790
0.158655	1.0	0.841345	0.001350	3.0	0.998650
0.135666	1.1	0.864334			

стинки, по якому вся кількість частинок ділиться на рівні частини, тобто $d_m = d_{0.5}$. Визначаючи експериментально величини $d_{0.841}$, $d_{0.5}$, $d_{0.159}$, можна розрахувати σ_g по формулі:

$$\sigma_g = \frac{d_{0.841}}{d_{0.5}} = \frac{d_{0.5}}{d_{0.159}}.$$

Методика перевірки на нормальний розподіл схожа з перевіркою на логнормальний розподіл. Відмінністю є представлення по осі x розміру частинки, а не його логарифма. В результаті дисперсія розподілу y може бути розрахована по формулі:

$$\sigma = d_{0.841} - d_{0.5} = d_{0.5} - d_{0.159}.$$

Для повної характеристики аерозолів необхідно знати розподіл частинок, але на практиці нерідко доводиться обмежуватися вказуванням “середнього розміру” у всіх тих випадках, коли досліджується не розподіл розмірів частинок, а яка-небудь властивість аерозолу, залежна від розміру частинок. Наприклад, коефіцієнт дифузії, діаметр дифракційної корони. Існують різні “середні” величини діаметрів:

1) **арифметичний середній** діаметр:

$$d_1 = \bar{d} = \int_0^{\infty} df(d) \partial d \approx \sum_i d_i \Delta n_i / n,$$

де d_i – середина i -го інтервалу Δn_i – число частинок в i -ом інтервалі, n – загальне число частинок.

2) **середній квадратичний** (середній по поверхні) діаметр:

$$d_2 = \sqrt{\overline{d^2}} = \sqrt{\int_0^{\infty} d^2 f(d) \partial d} \approx \sqrt{\sum_i d_i^2 \Delta n_i / n};$$

3) **середній кубічний** (середній за об'ємом або середній масовий) діаметр:

$$d_3 = \sqrt[3]{\overline{d^3}} = \sqrt[3]{\int_0^{\infty} d^3 f(d) \partial d} \approx \sqrt[3]{\sum_i d_i^3 \Delta n_i / n};$$

4) **середній геометричний** діаметр d_g визначається формулою:

$$\ln d_g = \overline{\ln d} = \int_0^{\infty} \ln d \cdot f(d) \partial d \approx \sum_i \Delta n_i \ln d_i / n;$$

5) **рахунковий медіанний** діаметр d_m визначається з умови $F^-(d_m) = F^+(d_m)$. Це означає, що половина частинок має діаметр більше d_m , половина – менше d_m ;

6) **модальний рахунковий** діаметр d_{mod} характеризує максимум в рахунковому розподілі частинок по діаметру.

Задача. Перевірити на можливість використання логарифмічно-нормального розподілу і знайти його характеристики для наступного розподілу розмірів крапельок:

інтервали діаметрів крапельок	2.5–4	4–5.5	5.5–7	7–8.5	8.5–10	10–11.5
число крапельок	4	6	15	24	24	12
інтервали діаметрів крапельок	11.5–13	13–14.5	14.5–16	16–17.5	17.5–19	
число крапельок	4	4	4	1	2	

Розв'язок. Проміжні результати заноситимемо в табл. 3.2. Порядок дій такий:

1. Співвідносимо число крапель n_i в інтервалі розмірів крапель $[d_{i-1}, d_i]$. Визначуваний розмір краплі, що відповідає середині інтервалу d_{i*} і частку частинок n_i/n .

2. Визначимо диференціальну функцію розподілу $f(d_{i*}) = n_i/(n\Delta d_i)$, віднесену до розміру краплі середини інтервалу d_{i*} (характеризує весь вибраний інтервал). Диференціальна крива розподілу $f(d)$ представлена на рис. 3.4а. Її побудову слід починати з гістограми. Крива розподілу повинна проходити якомога ближче до точок на вершинах стовпців гістограми.

3. Розрахунок інтегральної функції $F^-(d_i) = \sum_{j=1}^i \frac{n_j}{n}$. Визначимо частку час-

тинок, розміри яких менше вибраного d_i і відповідного до неї аргументу інтеграла імовірності t_n , використовуючи таблицю 3.1. Інтегральна функція розподілу $F^-(d)$ представлена на рис. 3.4б. Тут також слід починати з побудови гістограми. Шукана функція проходить якомога ближче до виділених крапок.

4. Перевірка на логарифмічно-нормальний розподіл. На декартовій системі координат по осі абсцис відкладаємо логарифми розмірів $\ln(d_n)$, а по осі орди-

Таблиця 3.2

Результати розрахунку

i	$[d_{i-1}, d_i]$	n_i	d_{i*}	n_i/n	$f(d_{i*})$	$F^-(d_i)$	t_n	d_i	$\ln(d_i)$
1	2.5 – 4.0	4	3.25	0.04	0.027	0.04	-1.75	4.0	1.39
2	4.0 – 5.5	6	4.75	0.06	0.040	0.10	-1.28	5.5	1.70
3	5.5 – 7.0	15	6.25	0.15	0.100	0.25	-0.67	7.0	1.95
4	7.0 – 8.5	24	7.75	0.24	0.160	0.49	-0.02	8.5	2.14
5	8.5 – 10.0	24	9.25	0.24	0.160	0.73	0.61	10.0	2.30
6	10.0 – 11.5	12	10.75	0.12	0.080	0.85	1.04	11.5	2.44
7	11.5 – 13.0	4	12.25	0.04	0.027	0.89	1.23	13.0	2.56
8	13.0 – 14.5	4	13.75	0.04	0.027	0.93	1.48	14.5	2.67
9	14.5 – 16.0	4	15.25	0.04	0.027	0.97	1.88	16.0	2.77
10	16.0 – 17.5	1	16.75	0.01	0.007	0.98	2.06	17.5	2.86
11	17.5 – 19.0	2	18.25	0.02	0.013	1	-	19.0	2.94
	$\Delta d_i = 1.5$	$n = 100$							

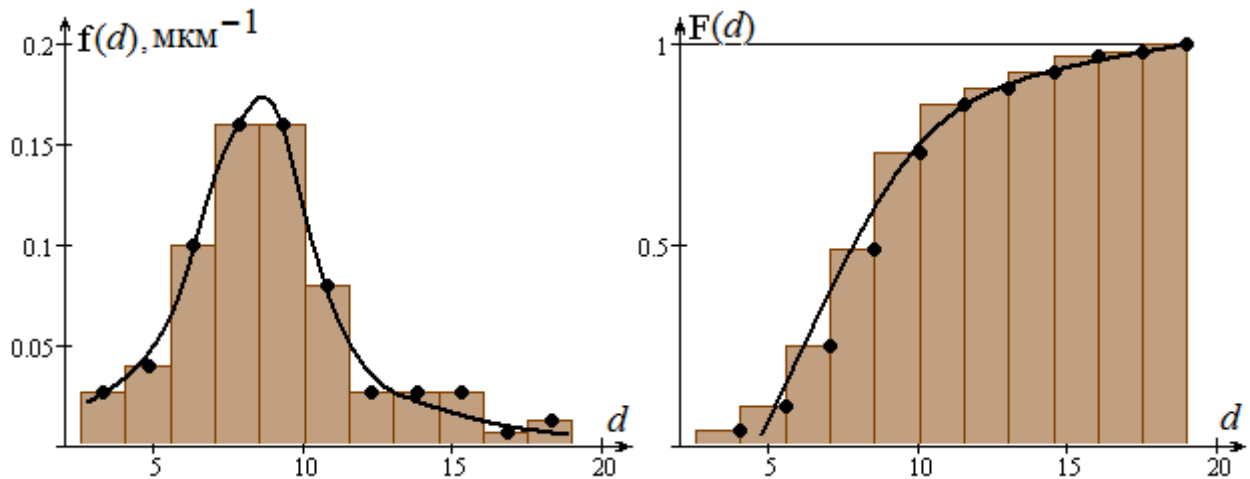


Рис. 3.4. Розрахункові диференціальна (а) і інтегральна (б) функції розподілу частинок крапель

нат – величини t_n . Зліва від осі ординат зображуємо паралельно вісь з відповідними значеннями $F^-(t_n)$. Логарифмічно імовірнісна сітка зображена на рис. 3.5. Всі точки «лягають» на пряму лінію:

$$t = \frac{1}{\ln \sigma_g} \ln d - \frac{\ln d_g}{\ln \sigma_g},$$

що говорить про можливість застосування логарифмічно-нормального розподілу.

З графіка визначають логарифми характерних розмірів:

$$\ln(d_m) = \ln(d_{0.5}) = 2.14, \ln(d_{0.841}) = 2.49, \ln(d_{0.159}) = 1.76$$

і безпосередньо розміри $d_m = 8.46$ мкм, $d_{0.841} = 12.03$ мкм, $d_{0.159} = 5.81$ мкм.

Середнє квадратичне відхилення (дисперсія) визначимо як:

$$\sigma_g = \frac{d_{0.841}}{d_{0.5}} = 1.42 \quad \text{або} \quad \sigma_g = \frac{d_{0.5}}{d_{0.159}} = 1.46 \quad (\text{відмінність незначна}).$$

5. Таким чином, розподіл розмірів крапель можна описати залежністю:

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot d \cdot \ln \sigma_g} \exp \left[-\frac{(\ln d - \ln d_m)^2}{2 \ln^2 \sigma_g} \right],$$

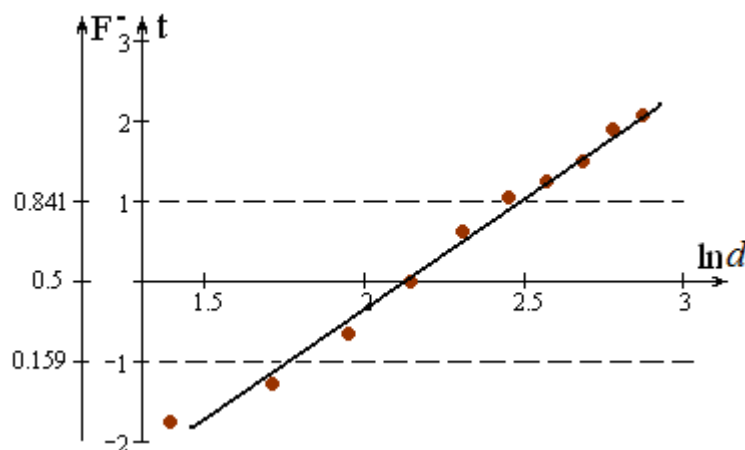


Рис. 3.5. Перевірка на логарифмічно-нормальний розподіл розмірів крапель

Після підстановки $\ln^2 \sigma_g = 0.13$ перетвориться до вигляду:

$$f(d) = \frac{1}{0.9 \cdot d} \exp \left[-\frac{(\ln d - 2.14)^2}{0.26} \right] \text{ або } f(d) = \frac{1.11}{d} \exp \left[-3.85 \ln^2 \frac{d}{2.14} \right].$$

якщо розмір краплі виражати в мкм.

Завдання для самостійного вирішення:

1. Знайти зв'язок між функціями розподілу 1) $f(d)$ і $g(d)$; 2) $f(d)$ і $f(m)$?
2. Довести, що для функції логарифмічно-нормального розподілу виконується умова нормування $\int_0^{\infty} f(d) dd = 1$. **Рекомендація.** Позначити величину $y = \ln d - \ln d_g$.
3. Скільки частинок сірчаної кислоти діаметром 0.1 мкм вийде при дробленні однієї частинки діаметром 10 мкм?
4. Перевірити на можливість опису логарифмічно-нормальним розподілом і знайти його характеристики для наступного розподілу розмірів аерозольних частинок:

Варіант	Розподіл								
	Δd_i	1÷2	2÷3	3÷4	4÷5	5÷6	6÷7	7÷8	8÷9
1	Δd_i	1÷2	2÷3	3÷4	4÷5	5÷6	6÷7	7÷8	8÷9
	ni	6	20	34	30	18	11	7	4
2	Δd_i	0÷10	10÷20	20÷30	30÷40	40÷60	60÷100		
	ni	20	65	90	60	45	20		
3	Δd_i	1÷3	3÷5	5÷7	7÷9	9÷11	11÷13		
	ni	15	36	72	42	25	10		
4	Δd_i	0÷5	5÷10	10÷15	15÷20	20÷25	25÷30	30÷35	
	ni	20	35	60	44	22	14	5	
5	Δd_i	0÷3	3÷6	6÷9	9÷12	12÷15	15÷18	18÷21	21÷24
	ni	14	34	42	40	28	16	10	6
6	Δd_i	0÷1.5	1.5÷3	3÷4.5	4.5÷6	6÷7.5	7.5÷9	9÷10.5	
	ni	8	16	28	22	14	8	4	
7	Δd_i	0÷4	4÷8	8÷12	12÷16	16÷20	20÷24		
	ni	13	40	53	24	13	7		
8	Δd_i	0÷2	2÷4	4÷6	6÷8	8÷10	10÷12	12÷14	
	ni	11	30	33	24	12	7	3	
9	Δd_i	0÷20	20÷40	40÷60	60÷80	80÷100	100÷120	120÷140	
	ni	31	77	118	81	63	32	17	

5. Визначте для розподілу розмірів крапель в шаруватому тумані (див. приклад задачі 1) середні розміри частинок аерозолю: середній арифметичний, середній квадратичний, середній кубічний, середній геометричний, рахунковий медіанний, модальний рахунковий. Порівняйте їх. Які з них близькі (рівні) для логнормального розподілу?

3.2. Вимірювання гранулометричного складу і форми частинок порошків методом цифрової оптичної мікроскопії

Дисперсний аналіз, що проводиться за допомогою оптичного мікроскопа, є найбільш поширеним з прямих методів вимірювання параметрів аерозолів і порошків. В даний час метод оптичної мікроскопії застосовується для аналізу безпосередньо в середовищі, де рухаються частинки, або після попереднього осадження аерозольних частинок на підкладку. Розміри частинок визначаються по їх проєкціях на екрані або фотографіях. Для проведення дисперсного аналізу методом оптичної мікроскопії необхідно:

- a) приготувати проби аерозолю (або порошку);
- b) вибрати робочі параметри мікроскопа, підготувати його до роботи;
- c) провести вимірювання розмірів частинок;
- d) обробити результати вимірювань.

Розглянемо детальніше кожен з пунктів.

a) При осіданні аерозолів або нанесенні порошку на підкладку виникають спотворення початкового складу аерозолю (порошку). Тому в кожному окремому випадку необхідно вирішувати питання про достовірність досліджуваної проби, яка визначається, з одного боку, умовами відбору і приготуванням препаратів, а з іншого боку, числом аналізованих проб і представництвом (числом частинок) кожної проби. Препарат можна вважати зручним для проведення аналізу, якщо відстань між частинками в препараті в 2 – 3 рази перевищує їх розміри, а в полі зору при збільшенні 200 – 300х буде не більше 60 – 80 частинок.

Число вимірюваних частинок в пробі і число проб, при яких досягається достатня точність результатів аналізу, визначається ступенем дисперсності аерозолю (порошку). Досвід багатьох досліджень показує, що оптимальне число проб дорівнює 3 – 4, а мінімальне число частинок в пробі складає 300 – 500, якщо частинки не різко розрізняються по розмірах, і 1000 – 2000 при значній полідисперсності.

b) Перед початком дисперсного аналізу частинок необхідно вибрати метод мікроскопії і робочі параметри оптичної системи мікроскопа, а саме, підібрати об'єктив, окуляр і освітлювач.

Метод мікроскопії вибирають, виходячи з оптичних властивостей частинок і їх будови. При цьому для освітлення препарату використовують пройдене і відбите світло, а спостереження ведуть найчастіше методами темного і світлого поля.

У **методі світлого поля** пучок світлових променів практично безперешкодно потрапляє в об'єктив і рівномірно освітлює у відсутності препарату в полі зору. Поглинаючі елементи виглядають темними на світлому фоні. Метод світлого поля в пройденому світлі застосовують для дослідження прозорих препаратів з елементами, що по-різному поглинають світло. Метод також застосовний при розгляді об'єктів, що не поглинають

світло, у тому випадку, коли елементи їх структури відхиляють або розсіюють світло настільки сильно, що значна частина освітлюючого пучка не потрапляє в об'єктив мікроскопа.

У **методі темного поля** в об'єктив потрапляють не прямі світлові промені, а лише розсіяні або дифраговані промені. При цьому в полі зору мікроскопа на темному полі фоні видні світлі зображення дрібних деталей. У крупних частинок видно тільки світлі контури. У цьому методі не можна по вигляду зображення судити, прозорі частинки чи ні. Метод темного поля в світлі, що проходить, застосовний для отримання зображень непоглинаючих частинок, а тому невидимих при спостереженні у світлому полі об'єктів.

Метод досліджень у поляризованому світлі застосовують для вивчення препарату, елементи якого мають неоднакові оптичні властивості по різних напрямках. Використання поляризованого світла дає можливість досліджувати тонку структуру і оптичні властивості частинок, дозволяє тим самим судити про їх склад. Часто зустрічаються настільки безбарвні і прозорі аерозольні частинки, що вони майже невидимі при дослідженні будь-яким з розглянутих вище методів. Для спостереження таких частинок може бути використаний метод фазового контрасту. Флуоресцентна мікроскопія дає можливість вивчити частинки з різних речовин. Ультрафіолетова мікроскопія заснована на використанні властивостей виборчого поглинання багатьох прозорих і безбарвних об'єктів в короткохвильовій області спектру.

Встановивши метод дослідження частинок при дисперсному аналізі, вибирають параметри мікроскопа для роботи.

Роздільна здатність мікроскопа обмежується довжиною хвилі світла і апертурою мікроскопа. З усіх променів, витікаючих з якоїсь точки перед мікроскопом, в оптичну систему потрапляють тільки ті, які знаходяться всередині конуса, що спирається на вхідну зіницю. Половина кута при вершині цього конуса називається **апертурним кутом** u_m . Величина $A = n \sin u_m$, де n – показник заломлення середовища, називається **числовою апертурою** або просто **апертурою**. Чисельне значення апертури об'єктивів завжди гравірується на їх оправках і вказуються в довідниках.

Зображення двох сусідніх точок помітні як два окремі зображення за умови, що відстань між ними буде більше деякої певної величини. Це пов'язано з тим, що світло, проходячи через оптичну систему (мікроскоп), дифрагує. При цьому зображення точки, що світиться, є не точкою, а світлим диском кінцевого розміру (диск Ері), оточеним темними і світлими кільцями, діаметр якого залежить від світлової хвилі, апертурного кута і форми вихідної зіниці. **Роздільна здатність δ мікроскопа:**

$$\delta = \frac{0.61\lambda}{A},$$

де λ – довжина хвилі видимого світла, A – апертура об'єктиву

Слід зазначити, що роздільна здатність мікроскопа залежить від способу освітлення препарату і від контрастності останнього. Тому, як правило, реальна роздільна здатність дещо гірше, ніж визначена по даній формулі.

Збільшення мікроскопа також обмежене деякою межею, званим корисним збільшенням. Людське око при нормальному освітленні здатне розрізнати дві точки, як окремі, на кутовій відстані в межах $2' < \varepsilon < 4'$, що на відстані якнайкращого бачення ($p = 25$ см) відповідає $0.15 - 0.30$ мм. **Корисне збільшення** повинне бути таким, щоб роздільна ним відстань δ мала видиму величину $0.15 - 0.30$ мм, тобто:

$$\Gamma_n \delta = (0.15 - 0.30) \text{ мм.}$$

Звідси при середній довжині хвилі видимого світла $\lambda = 500$ нм корисне збільшення мікроскопа приблизно рівне

$$\Gamma_n = (500 \div 1000) A.$$

Збільшення менше ніж $500A$ не дає можливості побачити всі тонкощі структури препарату, оскільки роздільна здатність в цьому випадку менше, ніж у мікроскопа. При збільшеннях більше $1000A$ не можна виявити ніяких нових подробиць в зображенні, причому якість зображення погіршуватиметься. Хоча великі збільшення застосовують при тривалому спостереженні дуже дрібних структур, наприклад, при використанні фотографії, де око розглядає зображення без великої напруги.

Знаючи корисне збільшення мікроскопа, можна визначити найменший розмір частинок, що розрізняє мікроскоп. Частинки менших розмірів можна виявити і підрахувати їх число, проте, виміряти вельми важко.

При спостереженні в мікроскоп різкими видно також ті зображення деталей, що видалені на деяку відстань від площини фокусування, зване **глибиною різкості зображення**. Як і в разі роздільної здатності, причиною цього є дифракція світлових променів при проходженні їх через мікроскоп. Приблизно глибина різкості зображення для верхньої корисної межі збільшення може бути оцінена як:

$$h = \frac{0.8\lambda}{A^2}.$$

На межі різкого зображення різкість міняється поступово, і тому межі глибини зображення досить умовні.

Загальне збільшення мікроскопа дорівнює добутку збільшень об'єктиву $\Gamma_{об}$ і окуляра $\Gamma_{ок}$, вигравійовані зазвичай на оправах:

$$\Gamma = \Gamma_{об} \Gamma_{ок}$$

Вибравши об'єктив із заданими A і $\Gamma_{об}$ і скориставшись співвідношенням для корисного збільшення мікроскопа, визначають збільшення окуляра $\Gamma_{ок}$:

$$0.5 \cdot \frac{A}{\Gamma_{об}} \cdot 10^3 < \Gamma_{ок} < \frac{A}{\Gamma_{об}} \cdot 10^3 \text{ (для } \lambda = 0.5 \text{ мкм).}$$

Різні комбінації об'єктивів і окуляра дозволяють отримати одне і те ж збільшення. В той же час слід пам'ятати, що об'єктиви з більшою апертурою підвищують корисне збільшення, але одночасно зменшують поле зору і глибину різкості, що є небажаним при дисперсному аналізі. Використання окуляра з великим збільшенням може привести до такого положення, коли збільшення не викликатиме появи нових деталей препарату. Збільшення без дозволу нових деталей (“порожнє” збільшення) може тільки погіршити якість зображення. Вибирати комбінацію “об'єктив – окуляр” слід за допомогою об'єктивів з великою апертурою і окуляра з меншим збільшенням, які разом дадуть загальне збільшення, що не виходить за межі верхнього і нижнього корисного збільшення мікроскопа.

Дисперсний аналіз аерозолів і порошків в препаратах проводять шляхом вимірювання розмірів зображень частинок у полі зору мікроскопа. При цьому можна вимірювати лінійні параметри частинок (залежно від вибраного при аналізі еквівалентного розміру) або оцінювати площі зображень шляхом порівняння їх з відомою площею еталонної фігури - круг, еліпс, квадрат.

Якщо частинки в препараті (на наочному склі), рівномірно розподілені за площею, то розміри частинок рекомендується вимірювати методом постійного переміщення препарату уздовж деякої вибраної осі. При нерівномірному розподілі частинок їх розміри визначають при переміщенні препарату в напрямках, що перетинають найбільш характерні скупчення частинок.

В той час, коли в дослідженнях використовують цифрові камери або фотоапарати, студентам важливо навчитися їх використовувати, наприклад, при цифровій оптичній мікроскопії. Природно, це значно зменшує час обробки результатів. Адже для побудови диференціальної функції розподілу необхідно визначити розміри як мінімум 200 – 300 частинок.

Частинки досліджуваного порошку наносяться на прозору підкладку (наочне скло) і їх розмір визначається за допомогою окулярної сітки оптичного мікроскопа. Недоліком такого методу, насамперед, є необхідність вимірювання розмірів великого числа частинок для отримання реальної кривої розподілу частинок по розмірах. А це займає достатньо багато часу. Використання цифрової камери або фотоапарата дозволяє прискорити

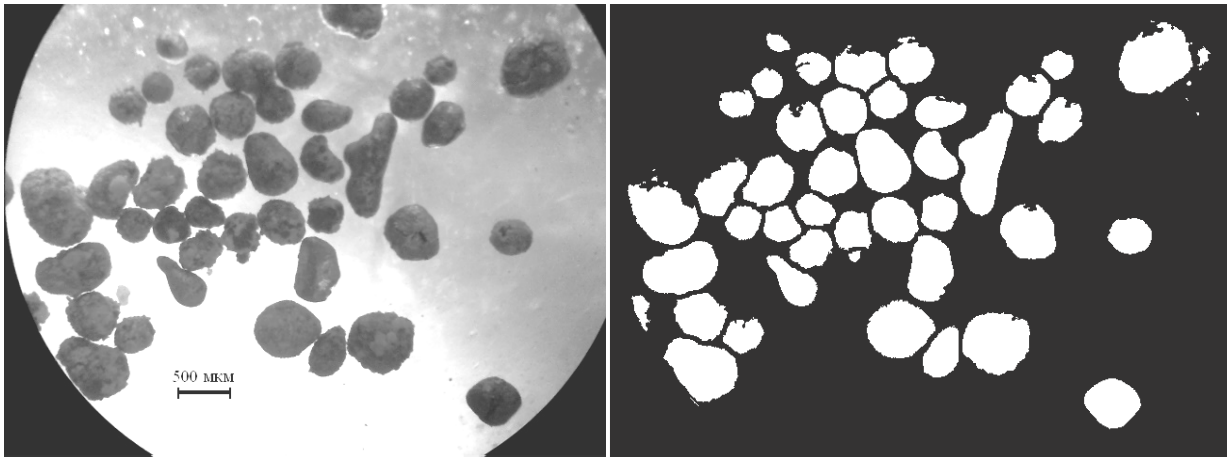


Рис. 3.6. Вихідне і бінарне зображення порошку на предметному склі

процес отримання рахункового розподілу частинок по розмірах методом дисперсного мікроскопічного аналізу.

Форма частинок також являється важливою характеристикою частинок пилу. Аналізатор [33] визначає форму «не дуже маленьких» частинок по відношенню максимального і мінімального середнього розміру частинки. Використання цифрової мікроскопії дозволяє визначити форму частинок пилу по декільком коефіцієнтам.

С метою обробки отриманого зображення (рис. 3.6a) в пакеті Matlab використовується програма, за допомогою якої отримують бінарне зображення. При цьому на чорному фоні отримуємо білі частинки (рис. 3.6b).

Тут особливо важливим є вибір порогу бінаризації, по якому і проводиться розподіл всієї зони видимості на чорний фон і проекції частинок – білий фон. Програма передбачає обробку тільки тих частинок, площа проєкцій яких більше величини, що задається, і що не перетинають межі фотозображення. На екран комп'ютера виводиться початкове і оброблене фото. Тим самим можна перевірити те, що програма обробляє практично всі

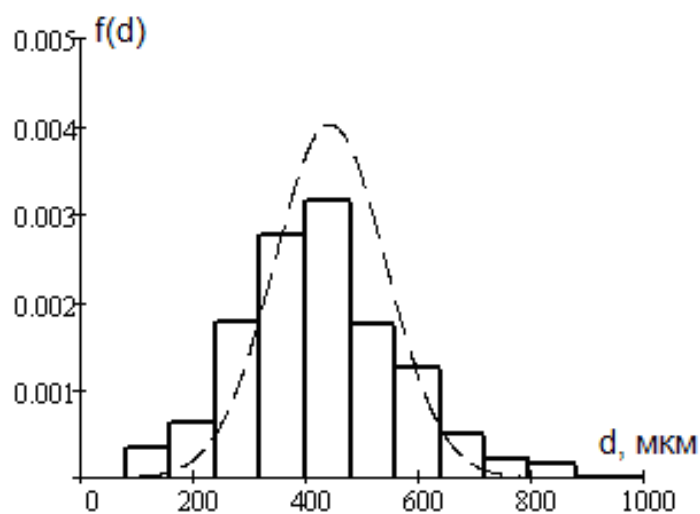


Рис. 3.7. Результати обробки у вигляді гістограми
(пунктирна лінія: нормальний розподіл)

видимі частинки.

Додатково програма визначає діаметр кожної частинки, як діаметр кола, площа якого дорівнює площі даної частинки. В результаті обробки виводиться гістограма диференціального розподілу (рис. 3.7), де діаметр частинки виводиться в пікселях. Для переходу до реальних розмірів природно необхідно знати масштаб фотографування.

Використовуючи пакет Matlab при цифровій обробці фотографії, можливо отримувати площу частинок в пікселях і відповідний еквівалентний діаметр. Можливо, наприклад, і визначення довжини максимальної і мінімальної осей інерції даної проекції.

Принцип їх визначення заснований на поняттях механіки твердого тіла [34, 35]. Нехай N – число пікселів, що відносяться до об'єкту, а їх множина в координатах $p(x, y)$, що відносяться до об'єкту, – Q . Тоді центр мас об'єкту на фотографії має координати:

$$x_c = \frac{1}{N} \sum_{p(x,y) \in Q} x \quad \text{і} \quad y_c = \frac{1}{N} \sum_{p(x,y) \in Q} y.$$

Введемо декілька допоміжних величин:

$$U_x = \frac{1}{12} + \frac{1}{N} \sum_{p(x,y) \in Q} (x - x_c)^2, \quad U_y = \frac{1}{12} + \frac{1}{N} \sum_{p(x,y) \in Q} (y - y_c)^2,$$

$$U_{xy} = \frac{1}{12} + \frac{1}{N} \sum_{p(x,y) \in Q} (x - x_c)(y - y_c), \quad C = \sqrt{(U_x - U_y)^2 + 4U_{xy}^2}.$$

При застосуванні відомих формул [34, 35] використана теорема Штейнера і те, що момент інерції пікселя з лінійними розмірами 1x1 пк щодо центру пікселя дорівнює 1/12.

Тоді довжини максимальної A_{max} і мінімальною A_{min} осей інерції обчислюються як:

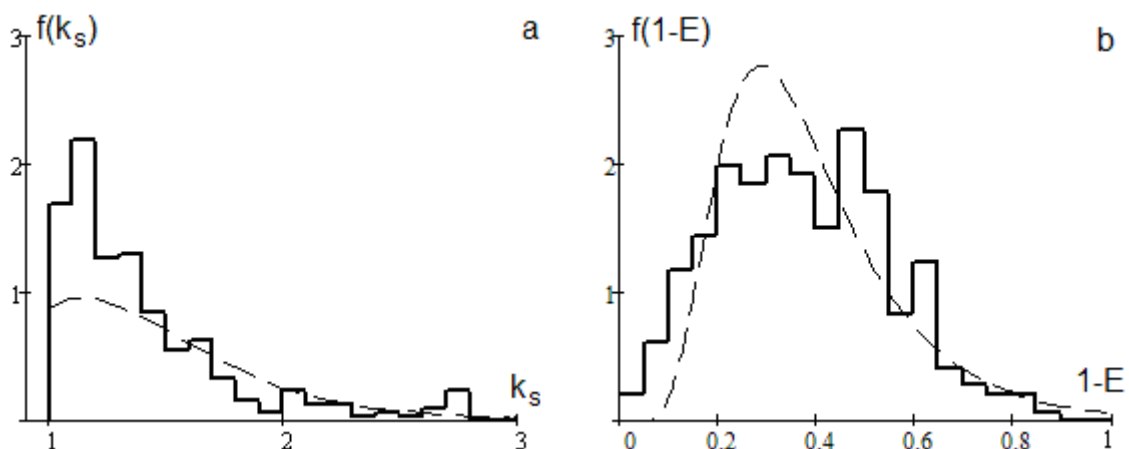


Рис. 3.8. Диференціальний розподіл коефіцієнта сферичності і ексцентриситету для частинок порошку на рис. 3.6 (пунктирні лінії: логнормальний розподіл)

$$A_{\max} = 2\sqrt{2}\sqrt{U_x + U_y + C}, \quad A_{\min} = 2\sqrt{2}\sqrt{U_x + U_y - C}.$$

Для математичного опису форми об'єктів застосовують різні коефіцієнти форми.

Сферичність – відношення периметра еквівалентного кола (тієї ж площі) до реального периметра. Чим менше значення, тим більш неправильну форму має частинка. Це пов'язано з тим, що неправильна форма частинки приводить до збільшення її периметра. У даній роботі можна досліджувати ексцентриситет і «коефіцієнт сферичності».

Ексцентриситет – ексцентриситет еліпса з головними моментами інерції, рівними головним моментам інерції об'єкту:

$$E = \frac{2\sqrt{(0.5A_{\max})^2 - (0.5A_{\min})^2}}{A_{\max}} = \sqrt{1 - \frac{A_{\min}^2}{A_{\max}^2}}.$$

Область значень лежить в межах від 0 до 1. Значення 0 відповідає колу, 1 – сильно витягнутому еліпсу (параболоїду). Тобто чим вище ексцентриситет, тим більше витягнута частинка.

«Коефіцієнт сферичності» – відношення довжини максимальної осі до довжини мінімальної осі інерції:

$$k_s = \frac{A_{\max}}{A_{\min}}.$$

Для кола він дорівнює одиниці. Чим вище коефіцієнт сферичності, тим більше його відхилення від сфери. В результаті цифрової обробки фотографії можна отримати диференціальні функції розподілу для коефіцієнта сферичності і ексцентриситету (рис. 3.8).

3.3. Вимірювання розмірів і концентрації частинок порошків за допомогою лазерного тіньового лічильника

Порошки різних речовин знаходять широке застосування в сучасній технології (абразивний порошок, шліф-порошки, порошкова металургія, порошкові фарби, сипкі будівельні матеріали, пиловугільні горючі речовини, харчова і фармацевтична промисловість і т. д.). Властивості порошків надзвичайно залежать від розмірів частинок. Відповідно вельми актуальним є завдання вимірювання розмірів частинок в порошок і функції розподілу частинок по розмірах. Класичним (прямим) методом проведення таких вимірювань є так званий дисперсний мікроскопічний аналіз, коли частинки порошку наносяться на прозору підкладку (наочне скло) і їх розмір визначається за допомогою окулярної сітки відповідного мікроскопа. Якщо необхідно визначити функцію розподілу частинок по розмірах, проводяться вимірювання розмірів багатьох частинок, і потім будується диференціальна або інтегральна крива розподілу частинок по розмірах. Най-

частіше за допомогою такої методики (візуальної або комп'ютерної) визначається так званий проекційний розмір.

Вимірювання дисперсності порошків фотоелектричними лічильниками аерозольних частинок, реєструючи розсіяне світло, практично не проводяться по двох причинах. По-перше, достатньо важко перевести порцію порошку в аерозольний стан; по-друге, частинки різної природи розсіюють світло по-різному із-за різниці в коефіцієнтах заломлення світла різними речовинами.

В розробленій автоматизованій системі визначення дисперсності порошків проводиться **пряме вимірювання розмірів частинок по їх тіні**, яка утворюється при перетинанні частинок в середньому по одній тонкого світлового (лазерного) променя. Важливим елементом системи являється розпилювач порошків, що забезпечує їх дезагрегацію.

Схема вимірювального блоку системи (фотоелектричного осередку) приведена на рис. 3.9. У фотоелектричному осередку відбувається вимірювання розмірів частинок. Для цього діодний лазер створює плоский промінь світла, що перетинає потік повітря з частинками. Цей потік світла падає на фотоприймач (фотодіод), який генерує деякий постійний струм. При перетині однією частинкою лазерного променя освітленість фотоприймача падає, і на вході реєструючої схеми виникає короткий негативний імпульс (рис. 3.10). Якщо товщина світлового променя більше діаметру частинки, то амплітуда цього імпульсу буде пропорційна проекційному

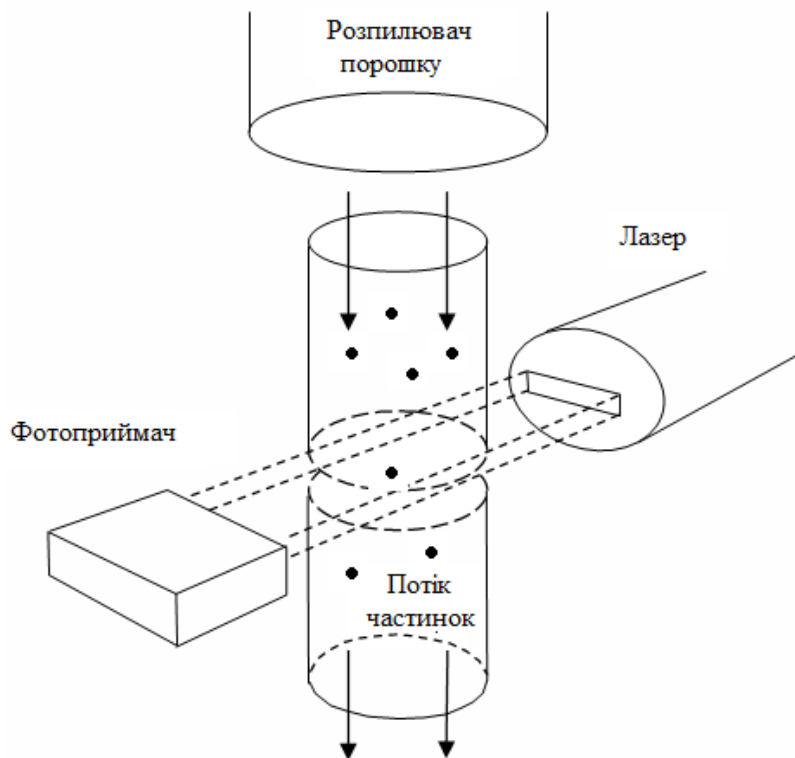


Рис. 3.9. Принципова схема вимірювання розмірів частинок тін'ювим методом

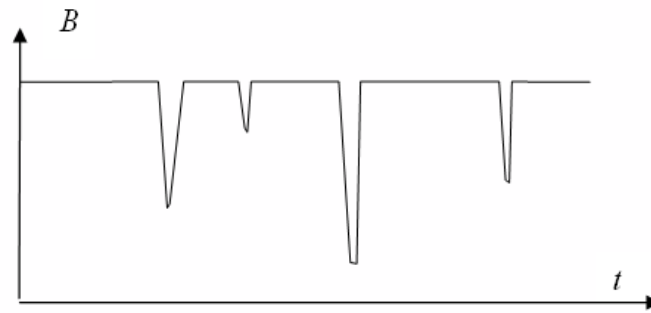


Рис. 3.10. Імпульсні сигнали на фотоприймачі

розміру частинки.

У іншому випадку, коли розмір частинки значно більше товщини променя, розмір частинки можна визначити по тривалості імпульсу (при постійній швидкості руху частинок). Розмір частинки можна визначити також по тривалості між двома сусідніми імпульсами.

Найважливішою властивістю такого методу вимірювань є той факт, що при стабільній освітленості фотоприймача і відомому перетині променя світла зменшення освітленості дає пряму інформацію про розмір частинки. Тому, на відміну від інших методів вимірювань, система не вимагає калібрування, тобто не потрібна перевірка її роботи за допомогою порошків з відомим розподілом частинок по розмірах.

Для введення частинок порошку у фотоелектричний осередок служить розпилювач, встановлений над цим осередком. В ньому з невеликої порції порошку за допомогою відцентрового пристрою утворюється аеросуспензія, в якій повністю руйнуються агрегати частинок. Параметри розпилювача вибрані таким чином, щоб рахункова концентрація частинок в аеросуспензії була невелика, і при її русі через фотоелектричний осередок частинки перетинали світловий промінь практично по одній.

Разом з фотоелектричним осередком і розпилювачем-дозатором, система містить електронний блок, реєструючий сигнали від фотоприймача, і блок обробки електричних імпульсів. Блок обробки електричних імпульсів служить для перетворення сигналів в цифрову форму і їх селекції по амплітуді (малі частинки) і тривалості для побудови розподілу частинок по розмірах.

3.4. Ситовий метод визначення дисперсності порошку

Ситовий аналіз – це визначення фракційного складу або розподілу по розмірах частинок порошків і гранул просіюванням через сита. Ситовий аналіз здійснюють просіюванням проб матеріалу через набір стандартних сит, розмір отворів яких послідовно зменшується зверху вниз, внаслідок чого матеріал розділяється на фракції.

Використання ситового аналізу має ряд обмежень:

Таблиця 3.3

Класифікація порошків по подрібленості

Найменування порошку	Розмір отворів (мкм) сит, через які проходить аналізуючий порошок	
	не менше 95 %	не більше 40 %
Дуже крупний порошок	–	1400
Крупний порошок	1400	355
Середньо дрібний порошок	355	180
Дрібний порошок	180	125
Дуже дрібний порошок	125	90

– для проведення аналізу потрібна, як правило, достатньо велика кількість порошку (зазвичай – не менше 25 г);

– метод непридатний до несипких або таких порошкоподібних матеріалів, що забивають отвори сита (маслянистих, липких, схильних до грудкування та ін.);

– якщо досліджувані зразки гігроскопічні або, навпаки, легко втрачають вологу, при проведенні аналізу слід контролювати вологість і температуру навколишнього середовища;

– у разі аналізу речовин, схильних до електризації, до зразка слід додавати антистатик (діоксид кремнію колоїдний, алюмінію оксид і ін.) в кількості до 0.5% по масі.

Ситовий аналіз може використовуватися для попередньої характеристики подрібленості порошку (табл. 3.3), а також для визначення фракційного складу порошків або гранул.

Для визначення фракційного складу порошку збирають набір сит з розмірами отворів, що покривають весь діапазон розмірів частинок в зразку.

Перед проведенням аналізу сита ретельно перевіряють на наявність викривлень і тріщин, особливо в місцях кріплення сітки до рами. Чищення сит рекомендується проводити струменем повітря або пари. Якщо після цього деякі отвори залишаються закупореними, то допускається обережно прочистити їх з нижнього боку за допомогою м'якої кисті або щітки. Оцінку середнього розміру отворів калібрування сит можна проводити оптичним методом.

В залежності від властивостей досліджуваного порошку і поставлених завдань (технологічних цілей) ситовий аналіз може виконуватися наступними методами:

- механічне просіювання;
- повітряноструменеве просіювання;
- звукове просіювання.

Ситовий аналіз з *механічним просіюванням* зазвичай застосовують для аналізу порошків або гранул, у яких не менше 80% частинок мають

розмір більше 75 мкм. Для дрібніших частинок, а також для частинок з вираженою властивістю злипатися або прилипати до поверхні сита, більш відповідним є повітреструменеве або звукове просіювання.

У *повітряноструменевому* методі просіювання здійснюється потоком повітря. Як правило, в даному методі використовуються дрібніші сита в порівнянні з механічним просіюванням.

У методі *звукового просіювання* досліджуваний зразок вноситься до вертикальної вібруючої колони повітря, яка піднімає зразок і переносить його назад крізь отвори сита при заданій частоті вібрацій.

Різні способи просіювання дають різні результати ситового аналізу, що необхідно враховувати при оцінці результатів випробування.

Незалежно від вибраного методу заздалегідь визначають оптимальну масу проби і час просіювання.

Вибір маси проби. При виборі інтервалу навішувань порошку враховують його насипну густину і заздалегідь подрібненість (табл. 3.3). Так, наприклад, якщо порошок визначений як великий, можна використовувати навішування від 25 до 100 г. При аналізі дрібних і дуже дрібних порошоків – від 10 до 25 г, а в окремих випадках від 5 г і менше. В межах вибраного інтервалу беруть не менше трьох навішувань. Якщо за наслідками проведення випробування навішування порошку, наприклад 100 г, має нижчий відсоток проходження через найдрібніше з використаних сит, то перевагу віддають інтервалу від 25 до 50 г.

Вибір часу просіювання. Визначають масу кожного сита з точністю до 0.1 г. Досліджуваний порошок поміщають на верхнє сито і закривають кришкою. Проводять просіювання будь-яким з методів протягом 5 хв., потім обережно (без втрат речовини) знову зважують кожне сито і визначають масу речовини на кожному з сит. Таким же способом визначають масу речовини на піддоні. Знову збирають набір сит, струшують протягом 5 мін і зважують кожне сито, як описано вищим. Ці процедури повторюють до тих пір, поки зміна маси порошку на будь-якому з сит не складатиме менше 5% або менше 0.1 г в порівнянні з попередньою масою речовини на цьому ситі.

Якщо на будь-якому з сит маса речовини складає менше 5% від загальної маси випробовуваного зразка, то така зміна маси не повинна перевищувати 20% порівнянно з попередньою масою на цьому ж ситі. Якщо на будь-якому з сит знаходиться більше 50% від загальної маси випробовуваного зразка, то за відсутності інших вказівок, випробування повторюють, але в набір сит додають грубіше сито.

Порівнюють загальні маси речовини до і після випробування. Загальна втрата не повинна перевищувати 5% від первинної маси зразка.

Повторюють випробування, використовуючи загальний час просіювання, рівний сумі часів, визначених вище, щоб переконатися, що загаль-

ного часу вистачає для досягнення вказаних вище змін мас. Визначений таким чином час просіювання використовують для подальших випробувань даної речовини.

Методика визначення фракційного складу. Визначають масу кожного сита з точністю до 0.1 г. Точне навішування випробовуваної речовини поміщають на верхнє сито і закривають кришкою. Проводять просіювання будь-яким з методів протягом встановленого часу, потім обережно (без втрат речовини) знову зважують кожне сито і визначають масу речовини на кожному з сит. Таким же способом визначають масу речовини на піддоні.

При повітряноструменевому просіюванні випробування проводять на кожному з окремих сит, починаючи з найдрібнішого, з одноразовим використанням тільки одного сита.

Якщо щось залишилося на будь-якому з сит, речовина складається з агрегатів частинок, що утворилися в процесі просіювання, аналіз визнається недійсним. В цьому випадку необхідно використовувати інший метод визначення розміру частинок.

Представлення результатів. Фракційний склад порошків і гранул і розподіл частинок по розмірах виражають у вигляді масової частки порошку, просіяного через сита, у відсотках. При цьому слід вказати масу випробовуваного зразка, час просіювання, метод випробування. При необхідності додатково вказують умови проведення випробування (вологість, температура, використання антистатиків, устаткування та ін.).

=====

Задача. Обробити результати ситового аналізу порошку електродного вугілля, які представлені у вигляді залежності маси порошку на ситі від діаметру сита:

$d_{сита}$, мкм	160	125	100	63	50	45	40	просіяний
m , г	2.7	1.99	1.57	3.095	0.946	0.52	0.325	1.145

Розв'язок. Результати розрахунків будемо представляти в таблиці. Загальна маса порошку $m_p = 12.29$ г.

i	d_i , мкм	m_i , г	G_i^+	$1/G_i^+$	$\ln \ln(1/G_i^+)$	$\ln d_i$	G_i^+ (розр)
0	0	1.145	1	1			1
1	40	0.325	0.907	1.103	-2.325	3.689	0.902
2	45	0.52	0.880	1.136	-2.061	3.807	0.878
3	50	0.946	0.838	1.193	-1.734	3.912	0.852
4	63	3.095	0.761	1.314	-1.298	4.143	0.778
5	100	1.57	0.509	1.963	-0.394	4.605	0.539
6	125	1.99	0.382	2.62	-0.0373	4.828	0.386
7	160	2.7	0.219	4.552	0.416	5.075	0.214

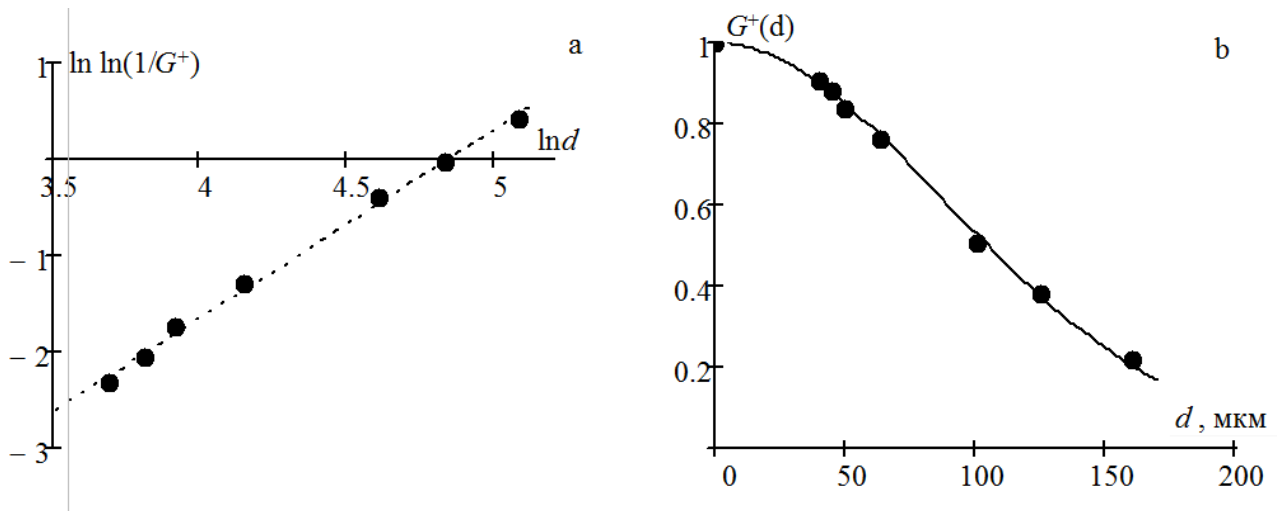


Рис. 3.11. Результати обробки (а - обробка експериментальних даних в логарифмічних координатах, б - порівняння отриманої залежності з дослідними даними)

З наведених даних можна отримати залежність масової частки пилу з діаметром більшого за діаметр кожного сита:

$$G_i^+ = \frac{\sum_{j=i}^7 m_j}{m_p}$$

Для обробки результатів розподілом Розіна-Раммлера:

$$G^+(d) = \exp\left(-\left(\frac{d}{s}\right)^n\right) \text{ де } s > 0$$

розрахуємо значення $\ln \ln(1/G_i^+)$ та $\ln d_i$.

Результати представимо графічно (рис. 3.11а). Експериментальні точки добре описуються лінійною залежністю:

$$\ln(\ln 1/G^+(d)) = n \ln d - n \ln s \quad \text{та} \quad \ln(\ln 1/G^+(d)) = 1.96 \ln d - 9.46.$$

Звідси $n = 1.96$ та $s = 126$ мкм. На рис. 3.11б представлена отримана залежність:

$$G^+(d) = \exp\left(-\left(\frac{d}{126}\right)^{1.96}\right)$$

і порівняння її з експериментальними значеннями.

3.5. Методи і прилади, призначені для вимірювання біоаерозолів

Знання фізичних і мікробіологічних характеристик перенесених повітрям мікроорганізмів необхідне при дослідженні поведінки, руху і дії на здоров'я біоаерозолів усередині і поза приміщеннями.

1. Імпактор. Загальні методи відбору проб живих біоаерозолів – використання імпакторів, імпінджерів і фільтрів. Імпактор – пристрій для

примусового фракційного осадження частинок аерозолію з метою подальшого визначення їх кількості і розмірів, застосовується при дослідженні запиленості (зараженості) повітря.

Імпактори використовують інерцію біоаерозолів при їх відборі на тверде або напіврідке середовище. Імпактор примушує повітряний потік повертатися на певний кут. Якщо із-за інерції біочастинки не слідуватимуть по лініях струму, вони випадатимуть на збираюче середовище.

Якщо біоаерозолі зібрані на збираюче тіло (підкладку), то їх можна культивувати і визначити кількість живих. Багатостадійні імпактори можна використовувати для відбору біоаерозолів в широкій області розмірів. Оскільки імпактори використовують інерцію при фізичному відборі частинок, фізична ефективність відбору сильно залежить від розміру частинок.

2. Імпінжер. Імпінжер – прилад для визначення запиленого повітря, що є скляною судиною з рідиною, в яку під тиском подається досліджуване повітря.

Рідкі імпінжери також використовують інерцію для фізичного відбору біоаерозолів. Але вони також використовують дифузію. На відміну від імпакторів, що використовують тверді або напіврідкі середовища, імпінжер найчастіше використовує для збору рідке середовище. Потік повітря аналогічно проходить під деяким кутом і біоаерозолі збираються в рідину під дією інерції. Проте в імпінжері вони можуть дифундувати з повітряного потоку в рідину. І хоча рідкі імпінжери частково використовують імпакцію, дифузія дає певний внесок в ефективність фізичного відбору проби для дуже малих частинок.

3. Фільтри. Фільтри також можуть використовувати для відбору проб біоаерозолів. У фільтрах використовується інерція і дифузія для збору частинок. Хоча фільтри володіють високою ефективністю фізичного збору частинок в широкій області розмірів, включаючи віруси. Витягання або екстракція біоаерозолів з фільтру для культивування може приводити до сумнівних результатів. Фільтри мають високу фізичну ефективність і низьку біологічну ефективність збору біоаерозолів.

4. Час відбору проб. Оскільки багато життєздатних біоаерозолів вирощуються на живильному агарі в чашках Петрі, для підрахунку живих біоаерозолів важливо, щоб їх число було відповідним. Це головне обмеження відбору проб біоаерозолів. Наприклад, при відборі бактерій, якщо поверхнева густина поверхневих бактерій в чашці Петрі буде дуже висока, колонії перекриватимуться і важко буде відрізнити одну колонію від іншої. Якщо поверхнева густина поверхневих бактерій дуже низька, величини стають статистично незначними. Для бактерій поверхнева густина повинна бути 1 колонія/см⁻³. Життєздатні біоаерозолі, які потенційно здатні розмножуватися, відомі як створюючі колонії-одиниці(CFU).

З подальшого рівняння можна визначити відповідний час для визначення відбору проби для отримання потрібної поверхневої густини:

$$t = \frac{S_A}{c_n u_0}$$

t – час пробовідбору; S_A – поверхнева густина в CFU/одиночку площі; c_n – середня рахункова концентрація частинок біоаерозолів, м^{-3} ; u_0 – швидкість потоку в пробовідбірнику, м/с .

Різні навколишні середовища містять різні концентрації біоаерозолів. Наприклад, життєздатні структури можуть мати дуже високі концентрації культивованих біоаерозолів – до 10^5 життєздатних одиниць на 1 м^3 повітря або більше; зовнішнє оточення має нижчу концентрацію від 10^2 до 10^3 життєздатних одиниць на 1 м^3 повітря.

Детектування біоаерозолів за допомогою ультрафіолетового лазера і аеродинамічного лічильника частинок APS. Прилад UVAPS (UV – ультрафіолет, APS - Aerodynamic Particle Sizing) призначений для реєстрації окремих частинок по їх флуоресценції в 64 каналах. Фактично це лічильник частинок, що працює, як і інші лічильники частинок аерозолів, на основі принципу SPOS – Single Particle Optical Sizing, проте в ньому реєструються одночасно два параметри – розмір частинки по її прискоренню в потоці повітря та її флуоресценція для визначення її біовластивостей. Як джерело ультрафіолету використовуються лазери з довжиною хвилі близько 250 нм. Частинка без флуоресценції потрапляє в канал 1, а з дуже малою флуоресценцією – в канал 2. Інші аерозолі опиняються в каналах від 2 до 64 в залежності від інтенсивності їх флуоресценції. Частинки з вищою інтенсивністю флуоресценції потрапляють у вищі канали.

UVAPS калібрували з використанням монодисперсних частинок діаметром 0.91 $\mu\text{м}$. Суспензія готувалася розчиненням однієї краплі сировини в стерильній дистильованій воді до концентрації близько 10^7 частинок/мл. Суспензія полімерних частинок однакового розміру була використана для калібрування UVAPS. Фабрична процедура калібрування (сухе повторне диспергування) використовувалася для цих стандартних частинок.

Чутливість UVAPS є, наприклад, дуже високою для досліджених грибкових спор. Цей інструмент виявився здатним підрахувати і диференціювати спори *Penicillium* і *Aniger* за контрольованих лабораторних умов. При вимірюванні однієї спори UVAPS локалізує її в одному з 64 каналів: у каналі 1 (якщо частинка нежиттєздатна або коли зміст специфічних флюорофоров нижчий за межу детектування UVAPS) або в одному з флуоресцентних каналів (2 - 64), в залежності від кількості флюорофорів в частинці. Чутливість UVAPS при вимірюванні грибкових спор залежить не тільки від самих спор, але також і від параметрів приладу.

Ультрафіолетовий лічильник біоаерозолів, що працює на довжинах хвиль 290 – 340 нм з використанням ультрафіолетових LED (Light Emission Diode – світлодіод). Останніми роками для реєстрації біочастинок використовується компактна система, що складається з 32 елементів лінійно розташованих УФ джерел (290 – 340 нм), які є діодами (LED), що випромінюють світло; і фотоелектронний помножувач (ФЕП) для детектування флуоресцентного випромінювання аерозольних частинок, які містять молекули триптофану і NADH.

УФ лазер, що приводить до флуоресценції біоаерозолів, є стандартним приладом для реєстрації біоаерозольних частинок; проте великі розміри приладу і дорожня ускладнює використання такої техніки в цій області. Застосування напівпровідникових УФ джерел приводить до мініатюризації і зменшення витрат на цих і інших системах, які традиційно використовувалися в твердих УФ лазерах. Зазвичай біологічний матеріал містить основні молекули, такі як амінокислоти, триптофан і тирозин і малу молекулу NADH (нікотинамидаденин дінуклеотид), які проявляють помітну флуоресценцію тільки при довжинах хвиль нижче 300 нм за винятком молекули NADH, у якої локальний максимум поглинання доводиться на $\lambda = 340$ нм. Ці речовини демонструють характерні спектри випромінювання флуоресценції, що дозволяють відрізнити частинки біологічної природи від частинок небіологічної природи, а іноді і різні частинки біологічної природи. Робота по флуоресценції на спорах бактерій виявляє піки флуоресценції, зокрема, властиві триптофану і NADH. Отже, система LED повинна працювати на довжинах хвиль 280-340 нм. Напівпровідникових лазерних діодів, що випускають хвилі 340 нм і нижче, сьогодні не існує. Проте є світлодіоди з довжиною хвилі нижче 340 нм. Такі діоди на основі AlGaIn дають випромінювання з довжиною хвилі 270-290 нм, і використовуються тому в системах детектування аерозолу. Лінійний набір окремих UV-LED має ряд переваг в порівнянні з одним елементом освітлення: це збільшення повної енергії, направленої на частинку, що досягається за рахунок розширення часу збудження, а також використання могутніших потоків світла. UV-LED флуоресценція, що викликається у однієї частинки, має ширший потенціал як аналітичний інструмент в застосуванні до дослідження біохімічних речовин.

Зазвичай в оптичних системах при використанні оптичного фільтру або спектроскопа застосовували вузькосмуговий фільтр для блокування довгохвильової частини хвоста, пов'язаного з LED. Після фільтру пара короткофокальних сапфірових плоских лінз фокусували 32-х елементний UV-LED потік світла на рухому з потоком повітря частинку із збільшенням, рівним 1. Таким чином, елементи LED, що послідовно запалюються, приводили до переміщення траєкторії частинки на 3.2мм.

На рис. 3.12 приведена схема експериментальної системи для вивчення біоаерозолів за допомогою УФ світлодіодів. Потік досліджуваних частинок направлений перпендикулярно до площини рисунку через точку перетину декількох оптичних осей. Ця точка освітлюється двома джерелами світла – лазером з довжиною хвилі 635 нм (зліва зверху) і декількома УФ світлодіодами (зліва, UV LED Array, тобто лінійкою світлодіодів). Реєстрація

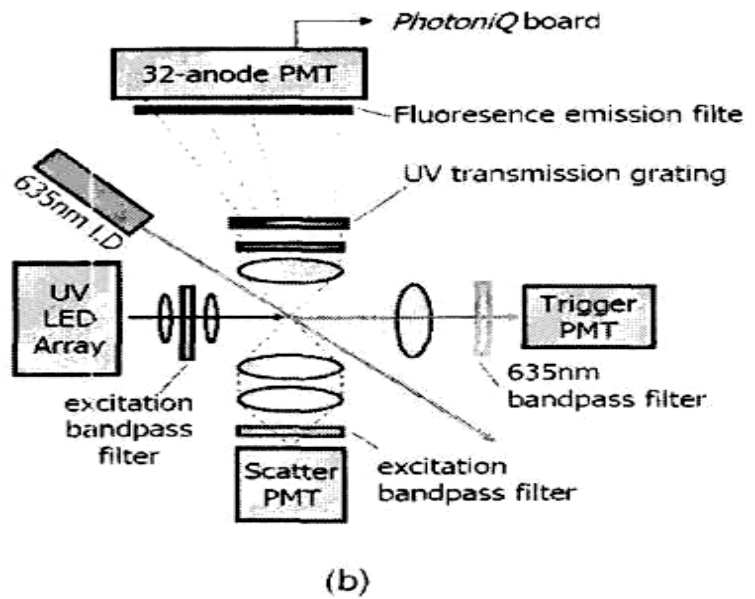


Рис. 3.12. Схема реєстрації біочастинок за допомогою UV LED

розсіяного світла і флуоресценція частинок проводилась трьома фотоприймачами. Внизу розташований ФЕП для реєстрації розсіяного червоного світла (Scatter PMT), причому УФ частина розсіяного світла виділяється за допомогою світлофільтра (*excitation bandpass filter*), зверху (рис. 3.12) вказана основна система реєстрації флуоресцентного випромінювання. Вона містить інтерференційний фільтр (UV transmission grating), що дає спектр випромінювання, спеціального типа ФЕП, в якому встановлені декілька прийомних елементів для різних просторово відокремлених частин спектра (32-х анодний ФЕП).

Комбінація проникних ґрат і багатоанодного ФЕП для детекторної частини системи приводить до зменшення розмірів і вартості, яке дає використання LED в якості джерела УФ. В порівнянні з традиційною системою спектрального детектування, що використовує цифрові фотокамери (CCD), і багатоанодний ФЕП для швидкого отримання спектру, який все ще використовує великий спектрограф і твердотільний лазер, ця система представляє крок вперед, оскільки є мініатюрною, зберігаючи ті ж функції.

Розділ 4. ДИНАМІКА ТА КІНЕТИКА РУХУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК

4.1. Прямолінійний рух частинок. Сила тертя при ламінарному і турбулентному русі частинки

При русі частинки в потоці газу (рідини) виникає сила опору (сила тертя) з боку потоку на частинку. Виникає два важливі питання:

1) як залежить сила тертя від розміру частинки і від відносної швидкості руху частинки в ламінарному і турбулентному потоці?

2) як впливає відношення середньої довжини вільного пробігу газових молекул до розміру частинки на силу тертя?

Спочатку розглянемо випадки виникнення сили тертя при русі інертної частинки твердої речовини в суцільному середовищі з дозвуковою швидкістю. Суцільність середовища, оточуючого частинку, визначається числом (критерієм) Кнудсена – відношенням довжини вільного пробігу молекул середовища L_g до радіусу частинки:

$$Kn = 2L_g / d$$

де d – діаметр частинки; L_g – середня довжина вільного пробігу газових молекул.

Потік газу вважається суцільним середовищем, якщо довжина вільного пробігу газових молекул значно менше діаметру частинки (число Кнудсена значно менше одиниці) В цьому випадку сила опору прямо пропорційна динамічному тиску з боку середовища, в якому рухається частинка, помноженому на площу міделєвого перетину:

$$F_C = C_D \cdot \frac{1}{4} \pi d^2 \cdot \frac{\rho_g u^2}{2}, \quad S_m = \frac{1}{4} \pi d^2, \quad (4.1)$$

де ρ_g – густина газу, u – відносна швидкість руху частинки в середовищі, S_m – площа проекції тіла на площину, перпендикулярну вектору його швидкості (міделєвий перетин); C_D – коефіцієнт опору середовища. Коефіцієнт опору середовища має додатково назву коефіцієнта лобового опору. З (4.1) і фізичних міркувань ясно, що для випадку ламінарного руху частинки сила в'язкого тертя і коефіцієнт лобового опору пропорційні коефіцієнту динамічної в'язкості середовища.

В векторному вигляді сила опору представляється в вигляді:

$$\vec{F}_C = C_D \cdot \frac{1}{4} \pi d^2 \cdot \frac{\rho_g |u_g - u_p|}{2} (\vec{u}_g - \vec{u}_p), \quad (4.2)$$

де \vec{u}_g , \vec{u}_p – абсолютні швидкості, відповідно, газу та частинки.

Коефіцієнт C_D залежить від числа Рейнольдса $C_D = f(Re)$ і в більшості випадків оцінюється емпірично. **Критерій Рейнольдса (Re)** рухомої

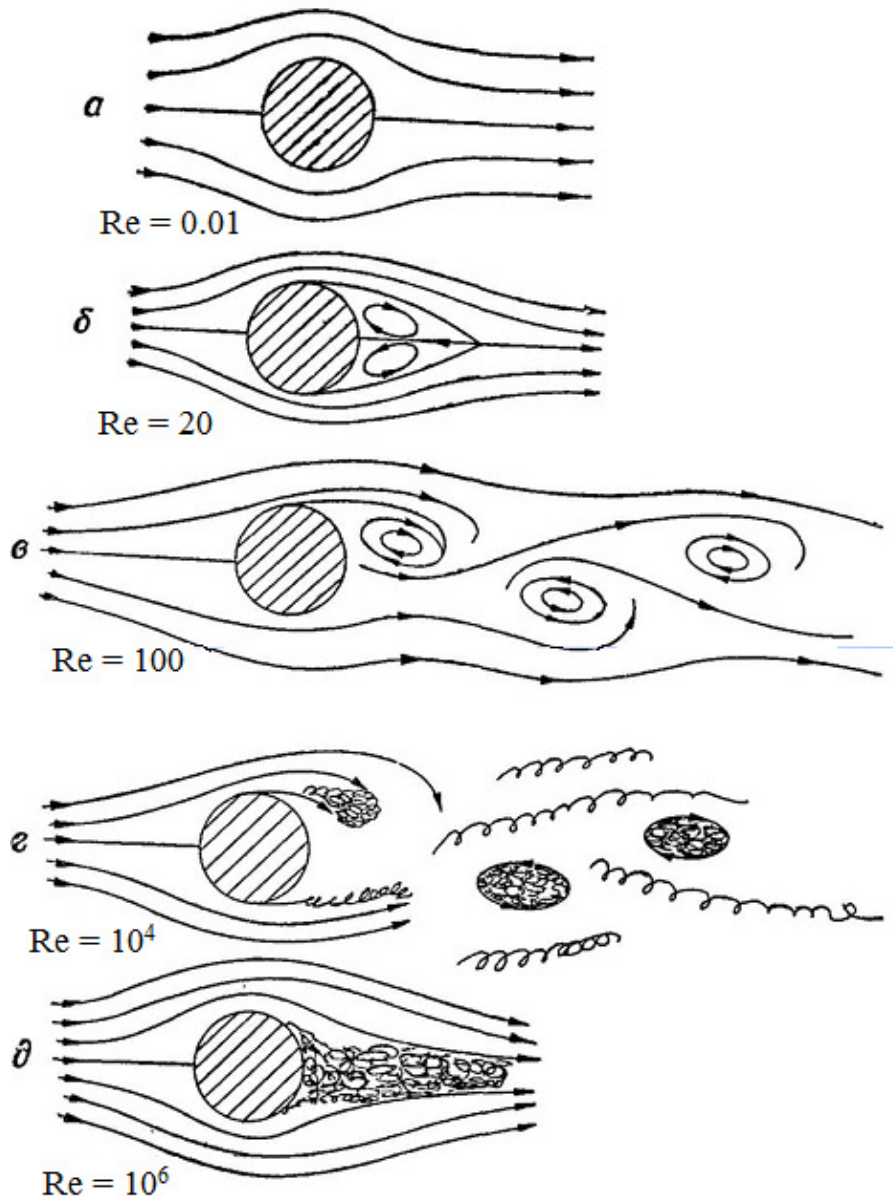


Рис. 4.1. Лінії струму обтікаючого газу при різних числах Рейнольдса

частинки з відносною швидкістю u визначається, як відношення сили інерції до сили в'язкого тертя:

$$Re = \frac{ud}{\nu_g} = \frac{\rho_g ud}{\eta_g} = \frac{\text{сила інерції}}{\text{сила тертя}}, \quad \eta_g = \nu_g \cdot \rho_g,$$

де η_g – коефіцієнт динамічної в'язкості газу, кг/(м с); ν_g – коефіцієнт кінематичної в'язкості газу, м²/с.

Розглянемо докладніше різні режими потоків газу навколо частинки (рис. 4.1, рис. 4.2).

1. Для $Kn \ll 1$ і ламінарного потоку ($Re < 1$) для сили опору справедливий закон Стокса:

$$F_C = 3\pi\eta_g du = 3\pi\rho_g\nu_g du, \quad (4.3)$$

Із зіставлення (4.1) і (4.3) для коефіцієнта лобового опору маємо:

$$C_D = 24/Re \quad (Re < 1). \quad (4.4)$$

2. У разі проміжного і турбулентного потоку ($1 \leq Re \leq 1000$) існують багато емпіричних формул для C_D . Найбільш точною інтерполяцією експериментальних даних є формула Клячко:

$$C_D = \frac{24}{Re} + \frac{4}{Re^{1/3}}, \quad (1 \leq Re \leq 1000). \quad (4.5)$$

Зручнішими в застосуванні, але з менш точними значеннями є наступні формули:

$$C_D = \frac{14}{Re^{0.5}} \quad (2 < Re < 800) \quad (4.6)$$

$$C_D = \frac{18.5}{Re^{0.6}} \quad (1 < Re < 1000). \quad (4.7)$$

3. В області малої турбулентності ($1000 < Re < 2 \cdot 10^5$) коефіцієнт опору приймає стале значення:

$$C_D = 0.44. \quad (4.8)$$

В області високої турбулентності ($Re > 2 \cdot 10^5$) коефіцієнт опору:

$$C_D = 0.10. \quad (4.9)$$

У випадку, коли радіус частинки близький до середньої довжини вільного пробігу молекул середовища, сила опору руху частинки менша, ніж передбачається законом Стокса. Це відбувається тому, що для великих частинок основним джерелом опору є в'язкість середовища. Для маленьких частинок або при дуже малій в'язкості середовища внаслідок збільшення ролі інерції молекул газу при зіткненні їх з частинками (явище ков-

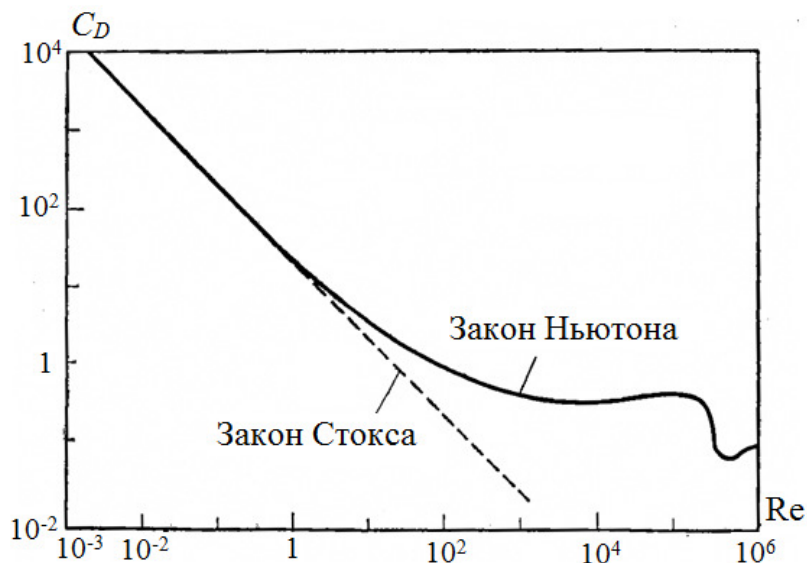


Рис. 4.2. Залежність коефіцієнту опору від числа Рейнольдса

зання) сила опору середовища стає функцією перетину частинки. Для цього ефекту в законі Стокса вводиться **поправка Каннінгема** C_C :

$$F_C = \frac{3\pi\eta_g du}{C_C}, \quad (4.10)$$

де
$$C_C = 1 + Kn \left(A + B \exp\left(-\frac{b}{Kn}\right) \right) = 1 + Kn \cdot C_m, \quad (4.11)$$

$A = 1.257$, $B = 0.400$, $b = 1.10$, $Kn = 2L_g/d$ – число Кнудсена C_m – коефіцієнт ізотермічного ковзання, L_g – середня довжина вільного пробігу молекул газу. Для повітря при $0\text{ }^\circ\text{C}$ $L_g = 0.065$ мкм, при $25\text{ }^\circ\text{C}$ $L_g = 0.071$ мкм.

Залежно від **числа Кнудсена**, поправку Каннінгема можна апроксимувати при $Kn < 1$:

$$C_C = 1 + Kn \cdot 1.257, \quad (4.12)$$

а при $Kn > 1$:

$$C_C = 1 + Kn \cdot 1.657. \quad (4.13)$$

Поправка Каннінгема враховує перехід від в'язкої суцільної течії до молекулярної. У яких випадках необхідно її враховувати? Довжина вільного пробігу молекул повітря за нормальних умов близька до 0.1 мкм. Тому поправку Каннінгема до закону Стокса слід використовувати, коли діаметр частинки менше 1 мкм. Не важко показати, що для великих значень d сила опору пропорційна d , а при малих – квадрату d .

=====

Задача. Визначити середню довжину вільного пробігу «молекули» повітря за нормальних умов ($P = 1.013 \cdot 10^5$ Па). Діаметри молекул водню: $d_g = 2.9$; азоту $d_g = 3.6$; повітря $d_g = 3.6$; азоту $d_g = 3.4$ Å ($1 \text{ Å} = 10^{-10}$ м).

Розв'язок. Середня довжина вільного пробігу

$$L_g = \frac{1}{\sqrt{2\pi}d_g^2 n} = \frac{k_B T}{\sqrt{2\pi}d_g^2 P} = \frac{RT}{\sqrt{2\pi}d_g^2 P N_A}$$

$$L_g = \frac{RT}{\sqrt{2\pi}d_g^2 P N_A} = \frac{8.314 \cdot 273}{\sqrt{23.14} \cdot (3.6 \cdot 10^{-10})^2 \cdot 1.013 \cdot 10^5 \cdot 6.02 \cdot 10^{23}} = 0.065(\text{мкм})$$

=====

Присутність інших близько рухомих частинок приводить до ослаблення опору середовища із-за її ущільнення біля рухомої частинки. Тому група частинок осідатиме швидше, ніж одиночні частинки. При падінні уздовж однієї осі двох частинок однакових розмірів верхня рухається швидше, ніж нижня, і існує вірогідність їх зіткнення. У разі руху частинок різних розмірів під дією сили тяжіння результатом буде збільшення швидкості осідання обох частинок. Коли діаметр нижньої частинки менше верхньої, то зростання швидкості першої буде більше, ніж другої.

Коли частинки рухаються паралельно поверхні, то загальний опір зростає завдяки опору, що надається поверхнею. Але це зростання відбувається в дуже тонкому шарі, так що їм можна нехтувати.

У випадку руху частинки в рідкому середовищі сила опору розраховується по тих же формулах, що і при русі в газі, але при заміні відповідних значень густини і кінематичної в'язкості.

Вплив жорсткості частинки. Закон Стокса часто доводиться застосовувати для крапель рідини. При русі крапель у повітрі відбувається їх деформація, внаслідок чого вони втрачають сферичну форму. Сила опору збільшується, і вони мають меншу швидкість руху, чим сферичні частинки. Для крапель з діаметрами менше 100 мкм цим ефектом можна нехтувати. В той же час великі краплі можуть дробитися, наприклад, дробляться краплі води діаметром понад 6 мм.

Для крапель рідини істотне значення може мати циркуляція рідини при їх русі в середовищі. Вона ослабляє тертя на поверхні краплі, так що зменшується опір. Сила опору для крапель з урахуванням всіх вказаних ефектів стає рівною:

$$F_C = 3\pi\eta_g d u \frac{1 + \frac{2\eta_g}{3\eta_p}}{1 + \frac{\eta_g}{\eta_p}}, \quad (4.14)$$

де η_p , η_g – динамічна в'язкість краплі і середовища. Для крапель рідин в повітрі цим ефектом можна нехтувати, оскільки в'язкість рідини значно більше в'язкості повітря.

Якщо в'язкість середовища значно більше в'язкості краплі, то поправка прагнути до 2/3, а у випадки рівності в'язкості – до 5/6. Останній випадок застосовний до хмари частинок в повітрі, в'язкість якого можна вважати рівною в'язкості повітря.

Падіння частинки у в'язкому середовищі. Розглянемо рух сферичної аерозольної частинки в однорідному повітряному потоці, коли на неї діють сила тяжіння, сила Архімеда і сила тертя. Припускаючи, що рух відбувається в стоксовській області, запишемо рівняння руху у вигляді:

$$m \frac{d\vec{u}_p}{d\tau} = \vec{F}_g + \vec{F}_{Ar} + \vec{F}_{fr}$$

$$\vec{F}_g = m\vec{g}, \quad \vec{F}_{Ar} = -\rho_g V \vec{g}, \quad \vec{F}_{fr} = 3\pi\eta_g d (\vec{u}_g - \vec{u}_p)$$

$$\rho_p V \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \rho_p V \vec{g} - \rho_g V \vec{g} + 3\pi\eta_g d (\vec{u}_g - \vec{u}_p), \quad (4.15)$$

де m – маса частинки, \vec{u}_p – абсолютна швидкість центру мас частинки, \vec{u}_g – абсолютна швидкість повітряного потоку; V – об'єм частинки.

Спершу знехтуємо силою Архімеда. Розділимо обидві частини на $3\pi\eta_g d$ і позначимо:

$$\tau_u = m / (3\pi\eta_g d).$$

Для сферичної частинки τ_u і об'єм

$$\tau_u = \frac{1}{18} \frac{d^2 \rho_p}{\eta_g}, \quad V = \frac{\pi d^3}{6}. \quad (4.16)$$

В результаті отримаємо:

$$\tau_u \frac{d\vec{u}_p}{d\tau} + \vec{u}_p = \tau_u \vec{g} + \vec{u}_g, \quad (4.17)$$

Рівняння руху (4.17) можна представити через відносну швидкість руху частинки u_r , що є різницею абсолютних швидкостей частинки і середовища:

$$\tau_u \frac{d\vec{u}_r}{d\tau} + \vec{u}_r = \tau_u \vec{g}, \quad \vec{u}_r = \vec{u}_p - \vec{u}_g.$$

Вектори \vec{u}_g і $\tau\vec{g}$ – сталі, додавання яких дасть сталий вектор $\vec{u}_0 = \vec{u}_g + \tau\vec{g}$.

Отже, рівняння руху (4.17) представимо у вигляді:

$$\tau_u \frac{d\vec{u}_p}{d\tau} + \vec{u}_p = \vec{u}_0. \quad (4.18)$$

Виберемо декартову систему координат так, щоб при $t = 0$ частинка знаходилася на її початку і вісь x була направлена паралельно \vec{u}_0 .

Рівняння (4.18) зводиться до двох скалярних диференціальних рівнянь. Одне представляє рух вдовж x , друге, – вдовж y :

$$\tau_u \frac{du_x}{d\tau} + u_x = u_0 \quad \text{і} \quad \tau_u \frac{du_y}{d\tau} + u_y = 0.$$

Інтегруючи ці рівняння з початковими умовами

$$x = 0, \quad y = 0 \quad u_x = u_{x0} \quad u_y = u_{y0}$$

отримуємо два рівняння для компонент швидкості аерозольної частинки в момент часу t :

$$u_x = u_0 + (u_{x0} - u_0) \exp(-\tau/\tau_u) \quad \text{і} \quad u_y = u_{y0} \exp(-\tau/\tau_u) \quad (4.19)$$

а також два рівняння для координат частинки:

$$x = u_0 \tau + \tau(u_{x0} - u_0)(1 - \exp(-\tau/\tau_u)) \quad \text{і} \quad y = u_{y0} \tau(1 - \exp(-\tau/\tau_u)) \quad (4.20)$$

Ці рівняння повністю описують положення і швидкість частинки у будь-який момент її руху.

Задача. Частинка діаметром 30 мкм і густиною 1000 кг/м³, що осідає зі сталою швидкістю $v_s = 0.027$ м/с, потрапляє в горизонтальний потік повіт-

ря, що має швидкість $u = 0.508$ м/с і направлений у витягну шафу. Розрахувати швидкість і положення частинки через 1 мс після потрапляння її в потік.

Розв'язок. Для застосування отриманих формул (4.19) і (4.20) необхідно вибрати декартову систему координат (рис. 4.3). Так, в початковий момент часу частинка знаходилася на її початку і вісь x була направлена паралельно $\vec{u}_0 = \vec{u} + \tau \vec{g} = \vec{u} + \vec{u}_s$.

В цих координатах початкова швидкість частинки направлена вздовж осі x і її величина в даному випадку дорівнює

$$u_0 = \sqrt{u^2 + u_s^2} = 0.509 \text{ м/с.}$$

Кут повороту і даної системи координат щодо вертикалі (лабораторної системи координат ЛСК) визначається з виразу $\sin \theta = v_s / u_0$:

$$\theta = \arcsin\left(\frac{0.027}{0.509}\right) = 3^\circ.$$

Швидкість частинки в початковий момент часу в ЛСК:

$$v_{x'0} = 0, u_{y'0} = u_s.$$

Тоді у вибраній системі координат:

$$u_{x0} = u_{y'0} \sin \theta = u_s \sin \theta = 0.027 \sin 3^\circ = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$$

$$u_{y0} = u_{y'0} \cos \theta = u_s \cos \theta = 0.027 \cos 3^\circ = 0.027 \text{ м/с.}$$

Визначимо час релаксації

$$\tau_u = \frac{1}{18} \frac{d^2 (\rho_p - \rho_g)}{\eta_g} = 2.72 \cdot 10^{-3} \text{ с}$$

Використовуючи формули (4.19)

$$u_x = u_0 + (u_{x0} - u_0) \exp(-\tau / \tau_u), \quad u_y = u_{y0} \exp(-\tau / \tau)$$

маємо

$$u_x = 0.509 + (0.0014 - 0.509) \exp(-10^{-3} / 2.72 \cdot 10^{-3}) = 0.1576 \text{ м/с}$$

$$u_y = 0.027 \exp(-10^{-3} / 2.72 \cdot 10^{-3}) = 0.0187 \text{ м/с.}$$

Координати частинки у вибраній системі координат визначимо по (4.19):

$$x = u_0 \tau + \tau (v_{x0} - u_0) (1 - \exp(-\tau / \tau_u)) = 84.3 \cdot 10^{-6} \text{ м,}$$

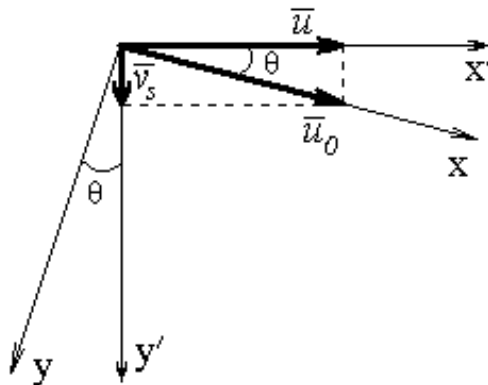


Рис. 4.3. Введення нової системи координат

$$y = u_{y0} \tau (1 - \exp(-t/\tau)) = 22.6 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$$

Повертаючись з вибраної системи координат в ЛСК і використовуючи відповідні перехідні формули при повороті систем координат, отримуємо для швидкостей:

$$u_{x'} = u_x \cos \theta - u_y \sin \theta = 0.156 \text{ м/с}$$

$$u_{y'} = u_x \sin \theta + u_y \cos \theta = 0.027 \text{ м/с.}$$

Для координат частинки:

$$x' = x \cos \theta - y \sin \theta = 82.7 \text{ мкм}$$

$$y' = x \sin \theta + y \cos \theta = 27.0 \text{ мкм.}$$

Повна швидкість частинки:

$$u = \sqrt{u_x^2 + u_y^2} = \sqrt{0.1576^2 + 0.0187^2} = 0.1587 \text{ м/с} = 0.158 \text{ м/с.}$$

Слід зазначити, що для типових розмірів аерозольних частинок експоненціальні функції швидко падають і частинка досить швидко набуває швидкості газового потоку.

Відповідь: Абсолютна швидкість $u = 0.158 \text{ м/с}$; координати частинки $x' = 82.7 \text{ мкм}$; $y' = 0.158 \text{ м/с}$.

Стационарна швидкість осідання (швидкість седиментації). У разі стаціонарного осідання частинки під впливом сили тяжіння і стоксовської сили тертя в нерухомому повітрі $\vec{u} = 0$ і $\vec{u}_0 = \tau \vec{g}$. З часом швидкість частинки уздовж напрямку сили тяжіння (тобто вздовж осі x) наблизатиметься до сталої величини:

$$u_s = \tau_u g, \quad \tau_u = \frac{1}{18} \frac{d^2 \rho_p}{\eta_g}, \quad u_s = \frac{1}{18} \frac{d^2 g \rho_p}{\eta_g}$$

що називають стаціонарною швидкістю осідання. Якщо частинки достатньо малі, то необхідно враховувати поправку Каннінгема C_C :

$$u_s = \tau g C_C. \quad (4.21)$$

З урахуванням сили Архімеда стаціонарна швидкість осідання:

$$u_s = \frac{1}{18} \frac{d^2 g (\rho_p - \rho_g)}{\eta_g} = \frac{1}{18} \frac{d^2 g (\rho_p - \rho_g)}{v_g \rho_g}. \quad (4.22)$$

Задача. Визначити швидкість падіння крапель води ($\rho_p = 10^3 \text{ кг/м}^3$) діаметром 20 мкм в повітрі кімнатної температури ($\eta_g = 18.37 \cdot 10^{-6} \text{ кг/(м} \cdot \text{с)}$, $\rho_g = 1.29 \text{ кг/м}^3$).

Розв'язок. Скористаємося формулою для визначення швидкості седиментації, справедливої при $Re < 1$. Для краплі 20 мкм отримуємо

$$u_s = \frac{1}{18} \frac{d^2 g (\rho_p - \rho_g)}{\eta_g} = \frac{1}{18} \frac{(20 \cdot 10^{-6})^2 9.81 (10^3 - 1.29)}{18.37 \cdot 10^{-6}} = 11.8 \cdot 10^{-3} \text{ м/с.}$$

Розрахуємо число Рейнольдса $Re = \frac{u_s d \rho_g}{\eta_g} = \frac{11.8 \cdot 10^{-3} \cdot 20 \cdot 10^{-6} \cdot 1.29}{18.37 \cdot 10^{-6}} = 0.17 < 1.$

Отже, режим обтікання краплі ламінарний і знайдене значення її швидкості падіння правильне.

Час досягнення частинкою стаціонарної швидкості. Швидкість, з якою досягається стаціонарна швидкість осідання, визначається величиною $\exp(-t/\tau)$. Чим менше τ тим швидше аерозольна частинка досягає стаціонарності. Оскільки $\exp(-7) = 0.001$, то стаціонарна швидкість осідання практично буде досягнута при $t = 7\tau$. Для частинок розміром менших, ніж декілька мікрометрів, це час настільки малий, що інерційним членом в виразах для швидкості (4.19) і координати (4.20) можна нехтувати.

Відстань гальмування. Частинка, що введена в нерухоме середовище з деякою початковою швидкістю v_{y0} вздовж напрямку y , швидко зупиняється. При уповільненні вона долає відстань вздовж цієї осі, яке легко знайти з (4.20) при $t = \infty$:

$$y = u_{y0} \tau.$$

Ця відстань називається відстанню гальмування або горизонтальним пробігом частинки. Для особливо малих частинок воно дуже мале.

Рух при великих числах Re . При великих числах Рейнольдса закон Стокса непридатний. У той же час сила опору стає значною порівняно з силою тяжіння.

Розглянемо рівняння руху для частинки при великих числах Рейнольдса:

$$m \frac{du}{d\tau} = -F_C.$$

Ввівши в це рівняння число Рейнольдса, отримаємо:

$$\tau_u \frac{dRe}{d\tau} = -\frac{1}{24} C_D Re^2.$$

Інтегруючи, отримуємо час руху t і пройдений шлях $s = \int v dt$:

$$\tau = -\frac{4\rho d^2}{9\eta_g} \int_{Re_i}^{Re_f} \frac{dRe}{C_D Re^2} \quad \text{і} \quad s = -\frac{4\rho d}{3\rho_g} \int_{Re_i}^{Re_f} \frac{dRe}{C_D Re}. \quad (4.23)$$

Тут Re_i і Re_f – початкове і кінцеве значення числа Рейнольдса. Рівняння (4.23) універсальні. Для їх використання необхідно знати вирази C_D у необхідному інтервалі чисел Рейнольдса, при яких рухається частинка.

Задача. Шліфувальний круг діаметром 15 см обертається з частотою $n = 900$ об/хв. Як далеко відлетить від круга сферична частинка діаметром 0.1 мм, якщо нехтувати впливом сили тяжіння? Густина частинки дорівнює $\rho = 3000$ кг/м³. Густина повітря $\rho_g = 1.29$ кг/м³, кінематична в'язкість повітря при 20 °C $\nu_g = 15.2 \cdot 10^{-6}$ м²/с.

Розв'язок. Початкова швидкість частинки $v_0 = \omega r = 2\pi nr = 7.07$ м/с. Тоді число Рейнольдса для частинки в початковий момент часу $Re_0 = 46.5$. Оскільки частинка уповільнюватиметься, то вибираємо формулу для коефіцієнта опору, наприклад, $C_D = 18.5/Re^{0.6}$, справедливу при $1 < Re < 1000$. Тоді довжина шляху, на якому число Рейнольдса падає від початкового до значення, рівного 1, визначимо як:

$$s_1 = -\frac{4\rho d}{3\rho_g} \int_{Re_0}^1 \frac{d Re}{C_D Re} = -\frac{4\rho d}{3\rho_g} \int_{Re_0}^1 \frac{d Re}{18.5 Re^{0.6}} = -\frac{4 \cdot 3000 \cdot 10^{-4}}{3 \cdot 1.29 \cdot 18.5 \cdot 0.6} Re^{0.6} \Big|_{Re_0}^1 = 0.252 \text{ м.}$$

Для значень Рейнольдса від 1 до 0 використовуємо формулу $C_D = 24/Re$. Отже, відстань, пройдена частинкою, рівна:

$$s_2 = -\frac{4\rho d}{3\rho_g} \int_1^0 \frac{d Re}{24} = -\frac{4 \cdot 3000 \cdot 10^{-4}}{3 \cdot 1.29 \cdot 24} Re \Big|_1^0 = 0.013 \text{ м.}$$

Повна відстань рівна $s = s_1 + s_2 = 0.252 + 0.013 = 0.265$ м.

При русі частинки під дією сили тяжіння в загальному випадку закон Стокса не виконується. Для визначення швидкості седиментації в загальному випадку використовуємо рівняння рівності сил:

$$\frac{\pi}{6} d^3 (\rho_p - \rho_g) g = C_D \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_g u_s^2}{2}.$$

Представимо це рівняння у вигляді:

$$C_D Re_s^2 = Ki^3, \quad Ki^3 = \frac{4}{3} \frac{d^3 \rho_g (\rho_p - \rho_g) g}{\eta_g^2}. \quad (4.24)$$

Число Кирпичева Ki не залежить від швидкості седиментації і є сталим для заданого стану аерозольної системи. Таким чином, можна по числу Ki визначити $C_D Re_s^2$. Потім по залежності $C_D Re_s^2(Re_s)$ (табл.4.1) знайти значення Рейнольдса Re_s , а потім швидкість седиментації. Можна також скористатися графіком (рис. 4.4).

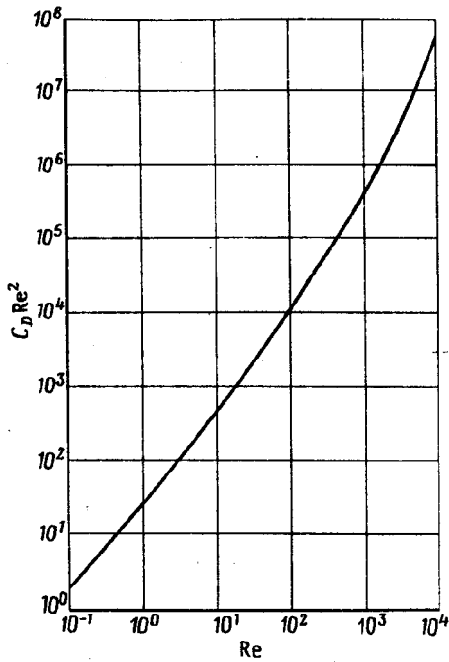


Рис. 4.4. Залежність комплексу $C_D Re^2$ від Re

Таблиця 4.1

Експериментальні значення коефіцієнту C_D і $C_D Re^2$ від числа Re

Re	C_D	$C_D Re^2$	Re	C_D	$C_D Re^2$
0.1	240	2.4	100	1.07	10700
0.2	120	4.8	200	0.77	$3.8 \cdot 10^4$
0.3	80	7.2	300	0.65	$5.6 \cdot 10^4$
0.5	49.5	12.4	500	0.55	$13.8 \cdot 10^4$
0.7	36.5	17.9	700	0.5	$24.5 \cdot 10^4$
1	26.5	26.5	1000	0.46	$46.0 \cdot 10^4$
2	14.6	58.4	2000	0.42	$16.8 \cdot 10^5$
3	10.4	93.6	3000	0.4	$36.0 \cdot 10^5$
5	6.9	172.5	5000	0.385	$96.3 \cdot 10^5$
7	5.3	259.7	7000	0.39	$19.1 \cdot 10^6$
10	4.1	410	10000	0.405	$40.5 \cdot 10^6$
20	2.55	1020	20000	0.45	$18.0 \cdot 10^7$
30	2.0	1800	30000	0.47	$42.3 \cdot 10^7$
50	1.5	3750	50000	0.49	$12.3 \cdot 10^8$
70	1.27	6223	70000	0.5	$24.5 \cdot 10^8$

Задача. Визначити швидкість падіння водяних крапель ($\rho_p = 10^3 \text{ кг/м}^3$) діаметром 200 мкм в повітрі ($\eta_g = 18.37 \cdot 10^{-6} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$, $\rho_g = 1.29 \text{ кг/м}^3$).

Розв'язок. Як показали розрахунки для краплі діаметром 20 мкм $Re_s = 0.017 < 1$ і набуто значення швидкості u_s правильно. Для 200 мкм швидкість седиментації в припущенні ламінарного руху частинки в 100 разів більше:

$$u_s = \frac{1}{18} \frac{d^2 g (\rho_p - \rho_g)}{\eta_g} = \frac{1}{18} \frac{(200 \cdot 10^{-6})^2 9.81 (10^3 - 1.29)}{18.37 \cdot 10^{-6}} = 1.18 \text{ м/с.}$$

Слід перевірити обґрунтованість використання даної формули для розрахунку швидкості седиментації шляхом знаходження числа Рейнольдса. Для краплі 200 мкм $Re_s = 17$. Тому використовуємо інший підхід.

Зробимо оцінку комплексу $C_D Re_s^2$ згідно з (4.24):

$$C_D Re_s^2 = \frac{4}{3} \frac{d^3 \rho_g (\rho - \rho_g) g}{\eta_g^2} = 399.$$

Використовуючи табл. 4.1, для значення $C_D Re_s^2 = 399$ отримаємо значення Рейнольдса $Re_s = 9.78$. При цьому можна використати лінійну інтерполяцію залежності числа Re_s від $C_D Re_s^2$ в діапазоні між найближчими табличними значеннями $C_D Re_s^2$. По отриманому значенні числа Рейнольдса знаходимо реальну швидкість седиментації краплі діаметром 200 мкм

$$u_s = \frac{Re_s \eta_g}{d \rho_g} = \frac{9.78 \cdot 18.37 \cdot 10^{-6}}{1.29 \cdot 200 \cdot 10^{-6}} = 0.9 \text{ м/с.}$$

Отримане значення на 30% відрізняється від раніше знайденого неточного значення.

Для розрахунків швидкості седиментації (швидкості витання, тобто швидкість висхідного потоку, в якій падаюча частинка витає) може бути запропонований метод Шиллера-Кирпічева. Приймаючи позначення

$C_D Re^2 = Ki^3$, приходимо до $Ki = d \cdot \sqrt[3]{\frac{4g(\rho - \rho_g)}{3\rho_g v_g^2}}$, де Ki – критерій Кирпі-

чева. Вважаючи $Re/C_D = Sch$, отримуємо $Sch = u_s \cdot \sqrt[3]{\frac{3\rho_g}{4g(\rho - \rho_g)v_g}}$ – критерій Шиллера.

Неважко відмітити, що вказані критерії об'єднують головні параметри, що визначають сталий рух частинок, причому шукана величина швидкості витання (швидкості седиментації) входить в критерій Sch . Відзначимо, що $Sch \cdot Ki = Re$.

Задаючись значеннями Re і беручи відповідні значення C_D , можна отримати критеріальну залежність $Sch = f(Ki)$. Ця залежність може бути апроксимована в області $Re < 14$ ($Ki < 8.5$) виразом:

$$Sch = \frac{Ki^2}{24(1 + 0.955 \cdot 10^{-3} Ki^4)^{0.375}},$$

а при $14 < Re < 5 \cdot 10^3$:

$$Sch = \frac{Ki^2}{24(1 + 57 \cdot 10^{-3} Ki^{1.15})^{1.3}}$$

При визначенні швидкості витання частинок ці формули дають погрішність менше 10%. Для наближених розрахунків зручно користуватися в області до $Re < 5 \cdot 10^3$ спрощеною формулою:

$$Sch = \frac{Ki^2}{24(1 + \frac{1}{36} Ki^{1.5})},$$

яка дає погрішність до 25%.

Для вугільних частинок в діапазоні $0.05 \leq Re \leq 100$ можна користуватися залежністю, запропонованою В. В. Померанцевим і І. Я. Мароне:

$$Sch = \frac{Ki^2}{24(1 + 0.142Ki)^{1.5}}. \quad (4.25)$$

Розрахунок швидкості седиментації (витання) частинок, що мають форму, відмінну від кульової, вельми скрутний, оскільки коефіцієнт опору цих частинок залежить не тільки від числа Рейнольдса, але і від розмірів і форми частинок.

Таблиця. 4.2

Коефіцієнт форми частинок різної форми

Куля	1
Округлене тіло з нерівною поверхнею	2.5
Довгасте тіло	3
Тіло пластинчастої форми	5

Для крупних частинок, аеродинамічний опір яких описується квадратичним законом, коефіцієнт опору є функцією тільки форми частинки. В цьому випадку швидкість седиментації може бути розрахована як $u_s = u_s^{cфep} / \sqrt{k_f}$ де $u_s^{cфep}$ – швидкість седиментації кулі, еквівалентної за об'ємом даній частинці; k_f – коефіцієнт форми частинки (табл. 4.2).

Частинки можуть мати пластинчасту форму, близьку до паралелепіпеда з різним відношенням сторін, і відрізняються великою різноманітністю розмірів. В цьому випадку використовують залежності, отримані для кульових частинок, і по діаметру еквівалентної кулі $d_e = \sqrt[3]{6abc/\pi}$, де a , b , c – лінійні розміри частинки. Або використовують діаметр еквівалентної кулі, аеродинамічно подібної до частинки:

$$d_e^a = \frac{1.125}{1/a + 1/b + 1/c}. \quad (4.26)$$

Задача. Розрахувати швидкість седиментації вугільної частинки розмірами 1x0.5x0.3 мм в камері при температурі потоку 300 К. Густина частинки 1200 кг/м³.

Розв'язок. По формулі (4.22) розраховуємо діаметр кулі, аеродинамічно подібної до частинки:

$$d_e^a = \frac{1.125}{1/1 + 1/0.5 + 1/0.3} = 0.178 \text{ мм.}$$

Густина газового потоку $\rho_g = \rho_0 \frac{T_0}{T} = \frac{1.293 \cdot 273}{300} = 1.177 \text{ кг/м}^3$, а кінематична в'язкість (по таблицях) $\nu = 15.6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Знаходимо критерій Кирпичева:

$$Ki = d \cdot \sqrt[3]{\frac{4g(\rho - \rho_g)}{3\rho_g \nu^2}} = 0.178 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt[3]{\frac{4 \cdot 9.81(1200 - 1.177)}{3 \cdot 1.177 \cdot (15.6 \cdot 10^{-6})^2}} = 6.76.$$

Потім визначаємо критерій Шиллера, оскільки $Ki < 8.5$:

$$Sch = \frac{Ki^2}{24(1 + 0.955 \cdot 10^{-3} Ki^4)^{0.375}} = 1.262.$$

Звідси швидкість витання:

$$u_s = \frac{Sch}{\sqrt[3]{\frac{3\rho_g}{4g(\rho - \rho_g)v}}} = \frac{1.262}{\sqrt[3]{\frac{3 \cdot 1.177}{4 \cdot 9.81 \cdot (1200 - 1.177) \cdot 15.6 \cdot 10^{-6}}}} = 0.748(\text{м/с}).$$

Визначимо область руху частинки:

$$Re = u_s d / \nu_g = 0.748 \cdot 0.178 \cdot 10^{-3} / (15.6 \cdot 10^{-6}) = 8.54.$$

Оскільки $Re > 1$, це перехідна область.

З іншого боку, якщо $C_D Re^2 = Ki^3 = 308.8$, використовуючи дані таблиці 4.1, знаходимо $Re = 7.96$. Тобто значення числа Рейнольдса, а, отже, швидкості седиментації по наближеній формулі відрізняється на 7%.

Осідання в ідеально перемішаному середовищі. На практиці середовище в закритій камері, де рухається частинка аерозолі, завжди є пересувне. Проте повітря завжди циркулює, і окремі шари перемішуються. Це приводить до вирівнювання концентрації частинок аерозолі. Зменшення концентрації частинок аерозолі на заданій висоті камери відбувається внаслідок седиментації. У відсутності зовнішніх сил число частинок, рухомих вгору і вниз і що перетинають деякий рівень висоти, рівне. Отже, і швидкості руху вниз і вгору частинок також будуть однакові. Зовнішня сила, наприклад, сила тяжіння, надає частинкам аерозолі додаткову швидкість ν_g (стаціонарна швидкість осідання), направлену вниз. Внаслідок цього швидкість руху частинок вниз стане більша, ніж швидкість руху вгору. За рахунок осідання частинок аерозолі концентрація частинок в об'ємі з часом експоненціально падає згідно із законом:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{u_g t}{h}\right),$$

де n_0 – концентрація в початковий момент часу $t = 0$ с, h – висока камери.

Задача. Масова концентрація диму в аерозольній камері 50 мг/м^3 . Якщо допустити, що частинки диму сферичні з діаметром 0.75 мкм і густиною 10^3 кг/м^3 , то яка буде їх концентрація в аерозольній камері через 3 години? Висота камери 1 м.

Розв'язок. Число Кнудсена $Kn = 2L_g / d = 0.19 < 1$, $L = 0.071 \text{ мкм}$.

Поправка Каннінгема C_c для даного випадку визначається по формулі:

$$C_c = 1 + Kn \cdot 1.257 = 1.238.$$

Для кульок діаметром 0.75 мкм швидкість седиментації в повітрі при 20°C ($\eta_g = 18.37 \cdot 10^{-6} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$, $\rho_g = 1.29 \text{ кг/м}^3$) з поправкою Каннінгема:

$$u_s = \frac{1}{18} \frac{d^2 (\rho_p - \rho_g)}{\eta_g} g C_C = 20.6 \text{ мкм/с.}$$

Масова концентрація диму через час $t = 3 \text{ год} = 10800 \text{ с}$ рівна:

$$C = C_0 \exp\left(-\frac{u_s t}{h}\right) = 50 \cdot 10^{-6} \exp\left(-\frac{20.6 \cdot 10^{-6} \cdot 10800}{1}\right) = 40 \cdot 10^{-6} \text{ кг/м}^3 = 40 \text{ мг/м}^3.$$

Відповідь: 40 мг/м³.

Емпіричні залежності для швидкості падіння крапель і крижаних частинок атмосфері. Для водяних крапель радіусом менше 50 мкм швидкість падіння описується законом Стокса:

$$u_s = \frac{1}{18} \frac{d_k^2 g \rho_k}{\eta_g} = c_{cm} d_k^2 \quad (4.27)$$

де d_k – діаметр краплі, g – прискорення вільного падіння, ρ_k – густина краплі, η_g – коефіцієнт динамічної в'язкості повітря, c_{cm} – коефіцієнт Стокса. Значення η_g і c_{cm} залежать від температури:

t °С.....	-10	0	10	20
$\eta_g, 10^{-6} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$	16.7	17.2	17.7	18.2
$c_{cm}, 10^7 \text{ 1/(м}\cdot\text{с)}$	3.26	3.17	3.08	2.99

При $d_k = 100 \div 1200 \text{ мкм}$ для визначення швидкості падіння можна застосовувати наближену формулу:

$$u_s = c_1 d_k, \quad (4.28)$$

де $c_1 = 2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$.

Якщо діаметр крапель опадів перевищує 1.2 мм, то при визначенні швидкості їх падіння можна використовувати формулу Кристанова:

$$u_s = a \sqrt{d_k}, \quad (4.29)$$

де $a = 1.4 \cdot 10^4 \text{ см}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}$. Для наближеного розрахунку швидкості падіння (см/с) крижаних частинок можна використовувати наступні емпіричні формули:

для крупи:

$$u_s = 340 d_k^{0.6} \quad (4.30)$$

де d_k – діаметр крижаних частинок (см);

для сніжинок:

$$u_s = b \cdot d^n \quad (4.31)$$

де d – діаметр краплі, яка утворилася б з сніжинки, що розтанула; b складає 160 для дендритів і 234 для стовпчиків і пластинок, $n \approx 0.3$;

для сферичної градини ($d_c = 0.5 \dots 5 \text{ см}$):

$$u_s = 45 \sqrt{d_c \frac{\rho_c}{\rho_g}}, \quad (4.32)$$

де ρ_g – густина повітря на висоті падіння, ρ_c – густина градини, d_c – діаметр градини (см).

Опір середовища при русі крупних крапель. При падінні крупних крапель відбувається їх деформація (сплюснення), що приводить до збільшення опору. Помітне відхилення швидкості падіння крапель від швидкості рівновеликих твердих кульок починається вже при діаметрах більше 0.8 мм. При діаметрах більше 4 мм подальше збільшення швидкості падіння з розміром краплі припиняється (збільшення ваги краплі компенсується збільшенням деформації).

При розмірах краплі більше 5-6 мм деформація падаючої краплі робиться настільки великою, що крапля розривається. Тому крупні дощові краплі не спостерігаються.

Осідання хмар. Існує два випадки такого руху частинок: 1) у хмарі, не обмеженій стінками, і 2) в аерозолі, що заповнює обмежений стінками простір.

1) **Вільний рух у хмарі.** Рухому під дією сили тяжкості частинки захоплюють за собою, унаслідок сил в'язкості, навколишнє середовище. Опір середовища руху частинок, таким чином, зменшується.

Припустимо, що частинки хмари фіксовані, а середовище рухається зі сталою швидкістю u . Сумарна сила, з якою середовище діє на кожен з частинок, рівна:

$$F_1 = 3\pi d u \eta_g \cdot n \frac{4}{3} \pi r_c^3,$$

де r_c – радіус хмари, n – концентрація частинок у хмарі. Ця сила є лобовим опором при його продуванні.

Якщо середовище обтікає хмара (хмара рухається як одне ціле, згідно з законами руху рідкої кулі в середовищі с тією же в'язкістю), опір рівний

$$F_2 = C_D \pi r_c^2 \cdot \rho_g u^2 / 2.$$

Якщо $F_1 \gg F_2$, то хмара непродуваюча, і середовище повністю обтікає його. Тобто частинки повністю захоплюють за собою середовище і повністю нерухомі по відношенню до неї. При $F_1 \ll F_2$ хмара продувається середовищем. Це означає, що захоплення середовища частинками вкрай мале.

2) **Рух в обмеженому просторі.** Рух частинок складається з руху разом з середовищем, викликаного конвективними струмами, штучним переміщенням, а також руху по відношенню до середовища.

При осіданні частинок аерозолію під дією сили тяжіння в обмеженому просторі, поблизу частинок середовище захоплюється ними, але далеко від їх середовище рухається в зворотному напрямі. Таким чином, швидкість осідання частинок в даному випадку менше, ніж швидкість ізольованих частинок в неізольованому об'ємі. Каннінґем вважав, припускаючи, що на деякій відстані r_0 від центру частинки швидкість середовища дорівнює нулю, кожна частинка випробовує опір, як би знаходячись в центрі замкнутої судини з радіусом r_0 . В результаті він отримав вираз:

$$F_s = 3\pi d u \eta_g \cdot \left(1 + \frac{5}{4} \frac{d}{l_0} \right),$$

де $l_0 \approx n^{1/3}$ – середня відстань між сусідніми частинками.

Завдання для самостійного вирішення:

1. Кубічний кристал хлориду натрію ($\rho = 1165 \text{ кг/м}^3$) осідає зі швидкістю 3 мм/с. Визначити його аеродинамічний і стоксовський діаметр.
2. Визначити швидкість осідання у воді золотої кульки діаметром 10 мкм ($\rho = 19300 \text{ кг/м}^3$, $\eta_g = 0.1 \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$)?
3. Обчислити силу опору для сфери діаметром 100 мкм при її русі в повітрі і у воді зі швидкістю 0.01 м/с.
4. Обчислити поправку Каннінґема при 293 К для частинки силікатного пилу ($\rho = 2650 \text{ кг/м}^3$), що має діаметр 0.5 мкм. Рахувати частинку сферичною.
5. Як швидко піднімається бульбашка повітря діаметром 0.1 мкм в склянці води?
6. Показати, що для дуже маленьких частинок сила опору пропорційна d^2 .
7. Повітря в горизонтальному каналі має швидкість 0.04 м/с. Визначити чисельне значення вектора \vec{u}_0 для частинки діаметром 30 мкм при $\tau = 2.73 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ з урахуванням сили тяжіння.
8. Розрахувати значення τ для частинки двоокису кремнію ($\rho = 2650 \text{ кг/м}^3$) діаметром 15 мкм. Визначити стаціонарну швидкість осідання, число Рейнольдса при цій швидкості, відстань гальмування.
9. Який діаметр сферичної частинки густиною 1000 кг/м^3 , що має при стаціонарній швидкості осідання $Re = 0.5$? Через який час частинка, що спочатку покоїлася, досягне швидкості, яка складає половину стаціонарної швидкості осідання?
10. Сферична частинка із золота ($\rho = 19300 \text{ кг/м}^3$) діаметром 10 мкм відривається від пластини, що знаходиться на висоті 3.05 м. Визначити час, через який вона впаде на землю, з урахуванням і без урахування опору повітря.
11. Обчислити швидкість падіння крапель радіусом 30, 200 мкм і 1 мм по відповідних емпіричних формулах (4.27) – (4.32). Оцінити помилку розрахунку швидкості падіння крапель радіусом 200 мкм і 1 мм по формулі Стокса.
12. Крапля радіусом 300 мкм падає в шарувато-дошовій хмарі і зливається з 1000 краплями з середнім радіусом 10 мкм. Визначити радіус краплі, що

утворилася, і швидкість її падіння. Як змінилася швидкість падіння краплі після коагуляції з краплями хмари?

13. З якою швидкістю осідатимуть в нерухомому повітрі крапельки туману радіусом 3 і 8 мкм при температурі $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$?
14. Знайти швидкість висхідних рухів повітря, здатних утримати в рівновазі по відношенню до поверхні Землі шарувато-купчасту хмару радіусом 10 м, що складається з крапель радіусом 6 мкм.
15. Визначити швидкість падіння сніжної крупи радіусом 2 мм. На скільки отримане значення менше, ніж швидкість падіння краплі такого ж розміру?
16. Через який час випаде на поверхню Землі сніжинка (дендрит) з високошаруватих хмар, нижня межа яких розташована на висоті 3,5 км?
17. Визначити швидкість падіння сферичних градин радіусом 0.25 і 2.5 см, якщо середня температура купчасто-дощової хмари -10.0°C і середня густина повітря в підхмарному шарі 1.2 кг/м^3 .

4.2. Вивчення параметрів аерозолів седиментаційними методами

Одним з найбільш поширених методів вимірювання параметрів аерозолів є метод седиментації. В основі методу лежить визначення розміру самотньої аерозольної частинки зі швидкістю її сталого руху (швидкості седиментації) в полі сили тяжіння.

Відомо, що для встановленого руху (прискорення частинок рівне нулю) одинока сферична частинка діаметром d у полі сили тяжіння для випадку $Re \ll 1$ і $Kn \ll 1$ можна записати рівність:

$$mg = 3\pi\eta du,$$

Звідси:

$$\frac{\pi}{6}d^3\rho g = 3\pi\eta du \quad \text{і} \quad d = (18\eta u_s / \rho g)^{1/2}.$$

Таким чином, вимірюючи швидкість седиментації v_s , можна визначити розмір частинки.

Вимірювання швидкості седиментації проводять у герметичній (седиментаційній) камері (рис. 4.5), припускаючи, що в ній газ нерухомирний. Однією з основних причин руху газу є природна конвекція, викликана нерівномірним нагрівом стінок. Для її придушення седиментаційну камеру виготовляють з матеріалу високої теплопровідності (мідь, латунь), щоб стінки камери мали велику товщину. В цьому випадку випадкові зміни температури однієї із стінок швидко зникають.

Розміри вимірювального об'єму вибирають достатньо малими (менше 1 см^3). У стінках камери встановлюють невеликі вікна для освітлення частинок, для спостереження за їх осіданням і для введення їх в камеру. Світловий потік не повинен містити значної складової інфрачервоного випромінювання, щоб уникнути нагріву частинок. З цією метою зручно викори-

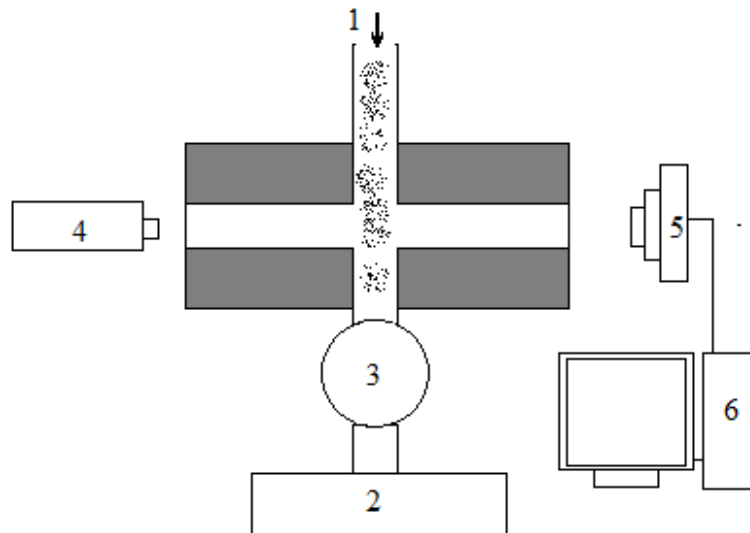


Рис. 4.5. Принципова схема седиментаційної камери (1 – впуск частинок, 2 – насос, 3 – кран, 4 – лазер, 5 – веб-камера, 6 – комп'ютер)

стовувати малопотужний лазерний модуль, випромінюючий червоне світло. Довгий час для реєстрації руху частинок використовували звичайний мікроскоп або фотоприставку, проте зараз для спостереження застосовують відеокамеру, підключену до комп'ютера.

Для проведення вимірювань можна використовувати гліцериновий аерозоль, що утворюється в конденсаційному генераторі монодисперсного аерозолю. Відомо, що такий аерозоль повільно випаровується і має розміри крапель порядку 1-3 мкм. Швидкість осідання таких крапель – біля декількох мікрон в 1 с, тому він зручний для проведення подібних вимірювань.

Фракціонування порошків при русі частинок у висхідному потоці. У багатьох технологіях широке застосування знаходять порошкоподібні матеріали. Їх властивості дуже залежать від розмірів і дисперсності частинок. Зазвичай при отриманні порошків (наприклад, при розмелюванні твердих речовин) утворюються частинки різних розмірів. Тому важливим технологічним процесом є так зване фракціонування порошків – розділення маси частинок на декілька фракцій, в яких частинки мають приблизно однакові розміри. Для реалізації цього процесу розроблені численні пристрої, більшість з яких працює на принципі перетворення деякої проби речовини в потік аерозолю з подальшим розділенням частинок в цьому потоці на окремі фракції. Таке розділення повинне відбуватися під дією деяких сил, природа яких може бути різною.

Розглянемо пристрій і роботу сепаратора порошків Гонеля, дія якого заснована на використанні гравітаційних сил (рис. 4.6). Для отримання з порошку системи частинок, зважених в повітрі (аеросуспензії), в цьому приладі використаний так званий киплячий шар. Це стан порошку, який виникає при переміщенні його у висхідний потік повітря в трубі, що роз-

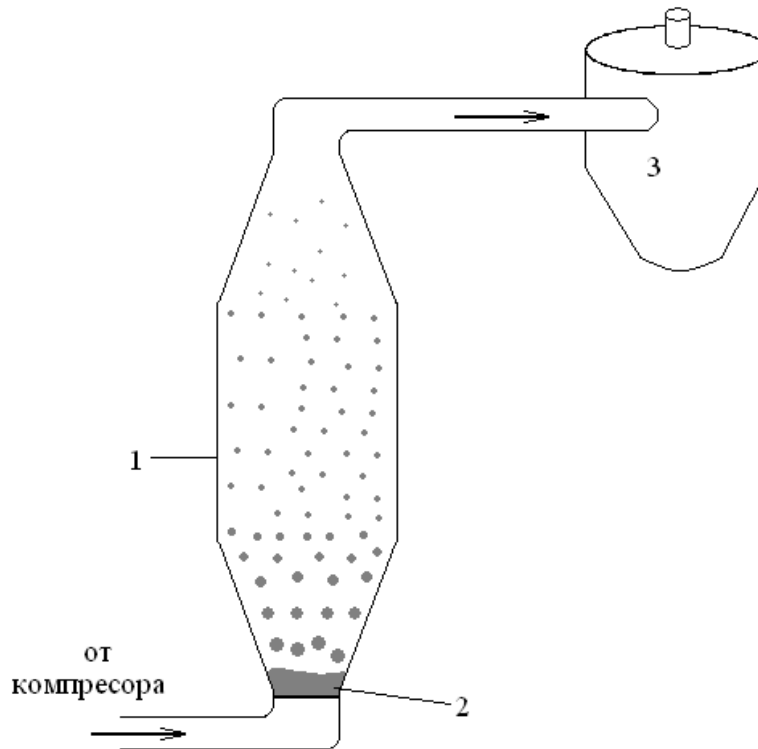


Рис. 4.6. Принципова схема роботи сепаратора Гонеля
(1 – сепаратор Гонеля, 2 – порошок, 3 – циклон)

ширюється (конічній). Швидкість потоку вибирається такою, щоб всі частинки порошку в найвужчому (нижньому) перетині труби рухалися вгору під дією потоку повітря. По мірі руху потоку вгору перетин труби збільшується, швидкість потоку падає і спочатку найбільші, а потім і решта всіх частинок починає падати. Виникає складна суміш частинок порошку і повітря з інтенсивним турбулентним перемішуванням. Це і є киплячий шар.

Ясно, що при високій швидкості потоку найменші частинки виноситимуться вгору з киплячого шару. Якщо підтримувати такий гідродинамічний режим довгий час, то поступово з киплячого шару будуть винесені всі частинки, розмір яких менше деякого критичного.

Задача. Розрахувати мінімальну витрату повітря ($\eta_g = 18.37 \cdot 10^{-6}$ кг/(м·с), $\rho_g = 1.2$ кг/м³), необхідну для винесення з киплячого шару сепаратора Гонеля частинок з середнім діаметром 50 і 200 мкм. Діаметр циліндрової частини сепаратора $d_0 = 5$ см. Густина частинок прийняти $\rho_p = 1500$ кг/м³).

Розв'язок. Визначимо швидкість седиментації для частинок даного діаметру d в нерухомому повітрі згідно з формулою:

$$u_s = \frac{1}{18} \frac{d^2 (\rho_p - \rho_g)}{\eta_g} g.$$

В результаті отримуємо для частинки діаметром 50 мкм $u_s = 0.11$ м/с ($Re = 0.39 < 1$), а для 200 мкм – $u_s = 1.78$ м/с ($Re = 25 > 1$). Для частинки 200 мкм комплекс $C_D Re_s^2 = 600$, що згідно з табл. 4.1 відповідає $Re = 23.1$ та швидкості седиментації 1.65 м/с.

Мінімальна витрата повітря, що необхідна для винесення частинок з сепаратора (частинки висять) визначимо згідно з формулою:

$$\dot{V} = u_s S = \frac{\pi}{4} u_s d_0^2.$$

В результаті маємо для даних розмірів частинок, 0.218 л/с і 3.23 л/с, відповідно.

Такі частинки можна далі осадити з потоку за допомогою, наприклад, циклону і розділити, таким чином, всю порцію порошку в киплячому шарі на дві фракції.

Потім слід збільшити швидкість потоку і вибрати з киплячого шару частинки більшого розміру. Подібну операцію можна виконати кілька разів, і поступово розділити порошок на 3-5 фракцій.

Конструктивно основна частина сепаратора Гонеля складається з трьох елементів – циліндричної частини 1, нижньої і верхньої конічної частини. У нижній частині при роботі сепаратора утворюється киплячий шар. У циліндричній частині відбувається сепарація частинок. У верхній частині винесені з киплячого шару частинки прискорюються і виводяться у відповідний уловлюючий пристрій.

Розрахунок роботи сепаратора Гонеля заснований на припущенні про те, що в циліндровій частині труби профіль швидкості має П-подібний вигляд, тобто передбачається, що розділення частинок за розміром у висхідному потоці відбувається відповідно до швидкості висхідного потоку.

Насправді пульсації повітря, що виникли в киплячому шарі, у висхідному потоці не затухатимуть у повному ступені, і тому розділення частинок по розмірах не буде ідеальним.

4.3. Криволінійний рух частинок і інерційне осадження.

Ізокінетичний відбір

Для проведення дисперсного аналізу і дослідження відібраних проб аерозольних частинок, використовуються і методи, які засновані на теорії криволінійного руху аерозольних частинок і інерційного їх видалення з газодисперсного потоку..

Одним з основних механізмів видалення частинок з газодисперсного потоку є використання відцентрової сили, що діє на аерозольну частинку.

На цьому механізмі заснований принцип дії імпакторів, аерозольних центрифуг і циклонів.

При русі частинок по колу радіусом r з кутовою швидкістю ω її радіальне прискорення a_r і тангенціальна швидкість v_ω рівні:

$$a_r = \omega^2 r \text{ і } v_\omega = \omega r .$$

де ω – кутова швидкість руху частинки; r – радіус кола.

При русі частинки аерозолі середовище чинитиме на неї опір. З рівності сили радіального прискорення ma_r і сили опору F_C , вважаючи частинку сферичною, неважко знайти радіальну швидкість u_r :

$$v_r = \tau \omega^2 r = \frac{u_\omega^2}{r} \tau ,$$

де τ – характерний час:

$$\tau = \frac{1}{18} \frac{d^2 \rho_p}{\eta_g} .$$

Імпактори. При зміні напрямку повітряного потоку з аерозолем, викликаного предметом, що опинився в потоці, частинки внаслідок інерції прагнуть рухатися в початковому напрямі. Процес зіткнення частинок, що володіють значною кінетичною енергією, з предметом, поміщеним в газодисперсний потік, називається **імпакцією**.

Імпакція застосовується для очищення повітря і пробовідбору аерозолів. Найбільш простий імпактор має довгу щілину шириною $2W$ і висотою T , через яку поступає повітря із швидкістю u , і плоского предмету, розташованого нормально до початкового напрямку потоку на відстані S від краю щілини (рис. 4.7).

Повітря, що поступає в щілину, змінює свій напрям на 90° і вільно розтікається. Аерозольні частинки, що не зуміли змінити свій напрям руху, будуть зіштовхуватися з поверхнею.

В найбільш простому випадку вважатимемо, що лінії струму на краю щілини є дугами кола і $W = S$.

Тангенціальна швидкість частинки в деякій точці В (рис. 4.7) рівна $u_\omega = u$. Радіальна швидкість:

$$u_r = u^2 \tau / r .$$

Частинка за час dt зміститься в напрямку площини на відстань:

$$ds = u_s dt = u_r \sin \varphi dt = \frac{u^2}{r} \tau \sin \varphi dt ,$$

де φ – кут між лінією ВС і площиною, зміна якого за цей же час складе:

$$d\varphi = \omega dt = \frac{u}{r} dt .$$

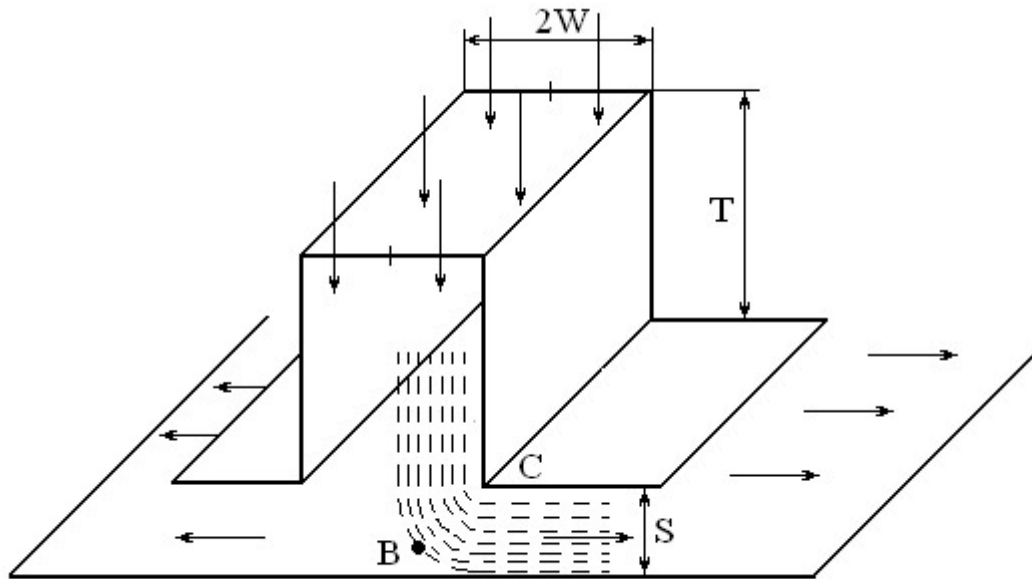


Рис. 4.7. Схема найпростішого імпактору

Пройшовши по дузі повні 90° , частинка зміститься з лінії струму на відстань:

$$\delta = \int_0^{\pi/2} u\tau \sin \varphi d\varphi = u\tau.$$

Частинка зміщуватиметься до тих пір, поки за рахунок сили опору не втратить всю свою початкову швидкість в напрямі, який вона мала на вході в щілину. Оскільки всі частинки, що знаходяться від середини щілини на відстані, що не перевищує δ (δ – відстань гальмування), осідатимуть на площині, то максимальна ефективність імпактора складає:

$$\varepsilon = \delta / W = u\tau / W.$$

Характеристики реальних імпакторів залежить від ряду факторів, в тому числі від відстані між зрізом сопла і підкладкою, форми сопла, чисел Рейнольдса для сопла і частинки, ймовірності “прилипання” частинок до підкладки, осадження на стінки імпактора. Для описання процесів, що відбуваються в імпакторі, використовують число Стокса: $St = u\tau / W$, де W дорівнює половині ширині щілини в імпакторах з прямокутним вхідним отвором, а в імпакторах з круглим отвором – радіусу отвору. Існує критичне значення числа Стокса, нижче якого осадження частинок не відбувається. Для імпактора з прямокутним отвором це значення складає $1/4$, а з круглим – $1/8$. Для ідеального імпактора існує, як було показано, єдине значення критичного числа Стокса, і, відповідно, всі частинки, розміри яких більше певної величини, повинні осаджуватися.

У реальному випадку відбувається уловлювання частинок з різними ефективностями захоплення (рис. 4.8), розміри яких розподілені в деякому

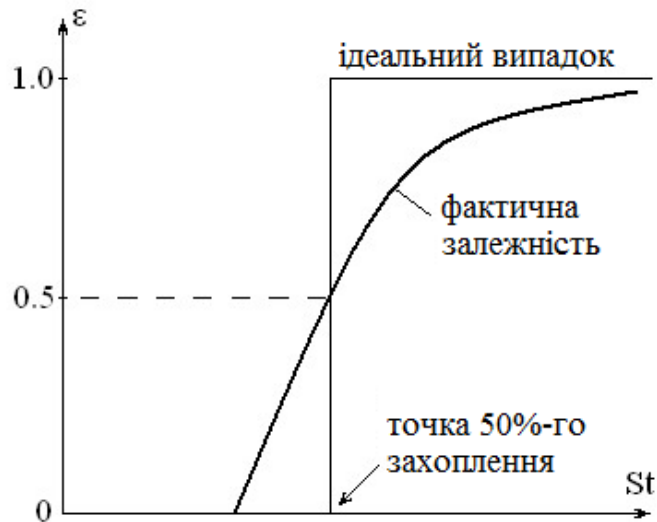


Рис. 4.8. Залежність ефективності осадження імпактора від числа Стокса

інтервалі. Тому характеристикою імпактора іноді служить число Стокса, що відповідає 50%-ій ефективності захоплення частинок певного розміру. Величина цього розміру для імпактора з прямокутним соплом довжиною L і шириною $2W$ задається формулою:

$$d_{50} = \sqrt{St_{50}} \sqrt{\frac{36\eta_g L}{C_c \rho \dot{V}}} W, \quad (4.33)$$

а для імпакторів з круглим соплом діаметром d_n формулою:

$$d_{50} = \sqrt{St_{50}} \sqrt{\frac{9\pi\eta_g d_n^3}{4C_c \rho \dot{V}}}. \quad (4.34)$$

Тут \dot{V} – об'ємна витрата, η_g – динамічна в'язкість газу, ρ – густина частинки, C_c – поправка Каннінгема.

При одних і тих же значеннях Рейнольдса для імпактора з круглим отвором число Стокса, якому відповідає 50 %-на ефективність захоплення орієнтовно в 1.5 разів більше, ніж для імпактора з прямокутним отвором. Так для імпактора з круглим соплом $\sqrt{St_{50}} = 0.46$, а прямокутним $\sqrt{St_{50}} = 0.71$.

Для покращення захоплення частинок іноді підкладку змащують. Це перешкоджає відскоку частинок від підкладки і поверненню їх в основний потік.

Для відбору аерозолів найбільшого поширення набули імпактори, які складаються з декількох зменшуючих за розмірами сопел (каскадний імпактор) (рис. 4.9). Повітря послідовно проходить спочатку широкі, а потім вузькі сопла. Такий каскад забезпечує розділення аерозолів на декілька фракцій по числу сопел. Відкладені фракції частинок аналізуються і отримують дані про розподіл частинок по розмірах або їх масах в даному аеро-

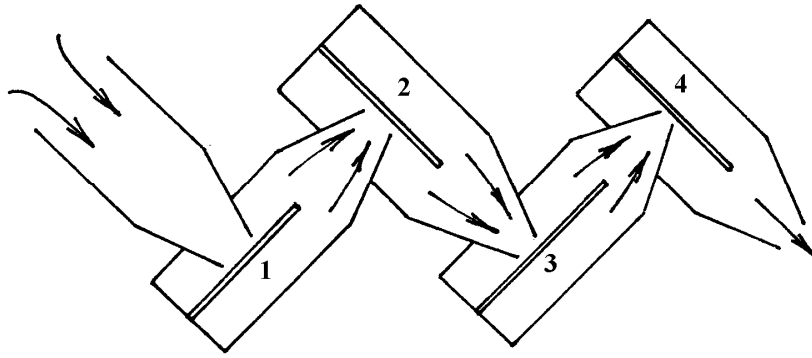


Рис. 4.9. Схема конструкції каскадного імпактора

золі. Розмір, якому відповідає вибрана фракція аерозолів, є діаметр d_{50} , тобто що затримується даним соплом каскадного імпактора з ймовірністю 50%.

Основними характеристиками каскадного імпактора є криві ефективності осадження частинок на кожному ступені. Мабуть, такі криві повинні мати в ідеалі форму сходинок, так щоб в даній секції імпактора осідали частинки розміру лише більше деякого критичного. Реальні криві мають плавнішу форму (рис. 4.10).

Відповідно до вищесказаного ясно, що на кожному ступені каскадного імпактора осідають частинки, які знаходяться в основному між сусідніми кривими ефективності осадження. Отже, якщо ці криві відомі для заданих параметрів експлуатації імпактора, відносна кількість частинок, що осіли на кожному ступені, дасть їх частку в розподілі частинок по розмірах в аерозолі, що вивчається. Це і є основна властивість каскадного імпактора, яка дозволяє визначити розподіл частинок по розмірах без вимірювання розмірів самих частинок.

При використанні таких імпакторів після пропускання через них деякої кількості аерозолу витягуються пластини з кожного ступеня і проводиться підрахунок за допомогою відповідного мікроскопа лише кількості

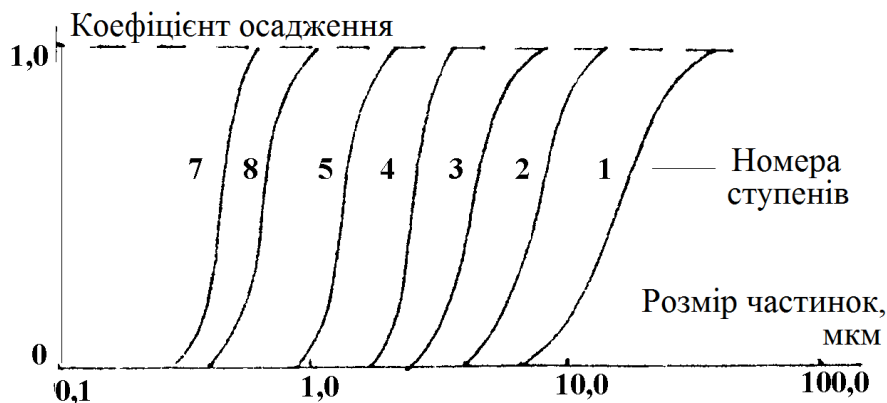


Рис. 4.10. Залежність ефективності осадження частинок на різних ступенях каскадного імпактора

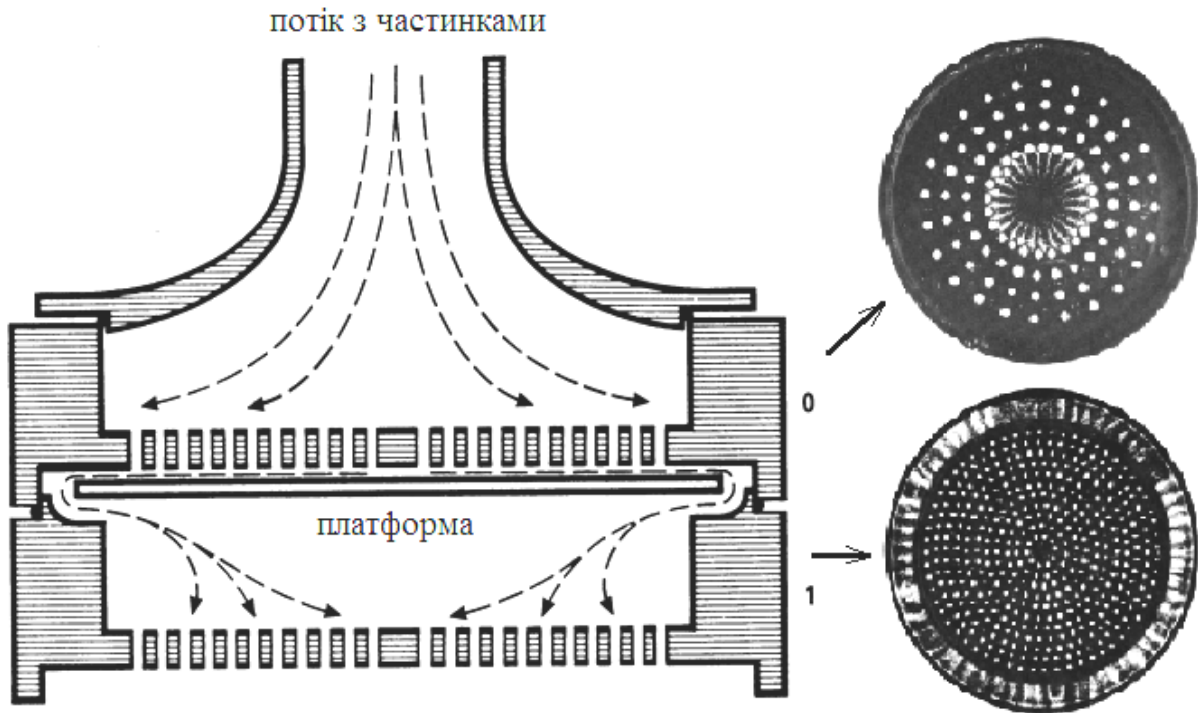


Рис. 4.11. Схема імпактора Андерсена з 2-ма ступенями

частинок на певній площі (наприклад, в полі зору мікроскопа). Зіставлення таких підрахунків на різних ступенях і дає шукану функцію розподілу частинок за розмірами

В умовах нормального тиску повітря не вдається інерційним способом осадити на пластинки частинки з діаметром менше, ніж 1 мкм (приблизно), і це значення визначає межу застосування більшості імпакторів по вимірюванню дисперсності тих або інших аерозолів.

Найбільшого поширення за кордоном набувають так звані імпактори Андерсена, в яких у циліндровій обоймі один над одним розташовані пластини з великою кількістю отворів (сопел), діаметр яких, але не число, росте від пластини до пластини. Результати вимірювань отримують зважуванням цих пластин на аналітичних вагах. Вид основних елементів двох секцій такого імпактора приведені на рис. 4.11.

Таблиця 4.3

Приклад результатів отриманих на каскадному імпакторі

Ступінь	d_{50} , мкм	Маса уловлених частинок	Частка уловленої речовини
1	18	0	0
2	11	15	3.30
3	4.4	35	7.69
4	2.65	110	24.18
5	1.7	190	41.76
6	0.95	80	17.58
фільтр	—	25	5.49

Як приклад, приведемо отримані дані (табл. 4.3) за допомогою шести-ступінчастого імпактора. Фільтр, поміщений після імпактора, можна вважати завершальним ступенем, що забезпечує уловлювання всіх пройдених через імпактор частинок.

Задача. В імпакторі з соплом діаметром $d_n = 0.3$ см число Рейнольдса в соплі дорівнює 3000. Знайти діаметр частинок густиною 10^3 кг/м³, які затримуються з ефективністю $\varepsilon = 50\%$. Густина повітря 1.29 кг/м³. Кінематична в'язкість повітря $15.2 \cdot 10^{-6}$ м²/с.

Розв'язок. Визначимо швидкість частинки, яка, припустимо, співпадає зі швидкістю потоку:

$$u = \text{Re} \cdot \frac{\nu_g}{d_n} = 3000 \cdot 15.2 \cdot 10^{-6} / 3 \cdot 10^{-3} = 15.2 \text{ м/с.}$$

Так, як характерний час $\tau = d^2 \rho / (18 \nu_g \rho_g)$, то діаметр частинок, що відповідає даній ефективності їх осадження, згідно (4.34), є $d_{50} = \sqrt{St_{50}} \sqrt{\frac{9 \nu_g \rho_g d_n}{\rho u}}$, де імпактора з круглим соплом $\sqrt{St_{50}} = 0.46$. Тут також прийнято, що об'ємна витрата повітря $\dot{V} = u \frac{\pi}{4} d_n^2$. Розрахунок дає $d_{\varepsilon=0.5} = 2.7$ мкм. Для таких частинок припущення про рівність швидкостей частинки і потоку справедливе.

Відповідь: 2.7 мкм.

Центрифуги. Видалення частинок з повітря розмірами менше 1 мкм, для яких швидкості седиментації дуже малі, відбувається під впливом великих відцентрових сил. При потраплянні частинок в закручений потік вони отримують великі відцентрові прискорення, що значно перевищують прискорення вільного падіння.

Центрифуги – апарати для здійснення центрифугування (рис.4.12). Основною частиною центрифуги є ротор (барабан), що обертається з великою швидкістю навколо своєї осі, завдяки чому створюється поле відцентрових сил до 20 000g в промислових центрифугах і до 350 000g в лабораторних. У аерозольних центрифугах частинки рухаються по спіралі, поки не зіткнуться із зовнішньою стінкою. Розмір частинки характеризується відстанню, пройденою частинкою до зіткнення.

Розглянемо частинку, що потрапляє в центрифугу біля внутрішнього радіусу r_1 і, проходячи кільцевий простір, осідає на зовнішньому радіусі r_2 . Розподіл швидкостей потоку в каналі по радіусу є параболічним:

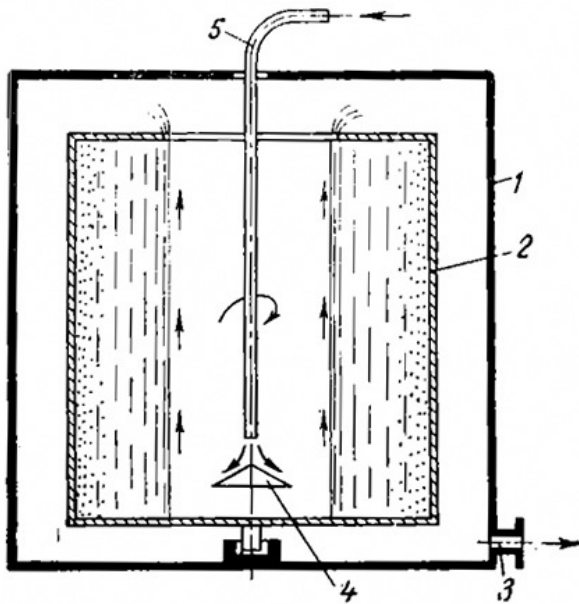


Рис. 4.12. Схема центрифуги:
 1 – кожух, 2 – ротор, 3 – вихід газу (рідини), 4 – розподільний конус, 5 – вхід запыленого газу (рідини)

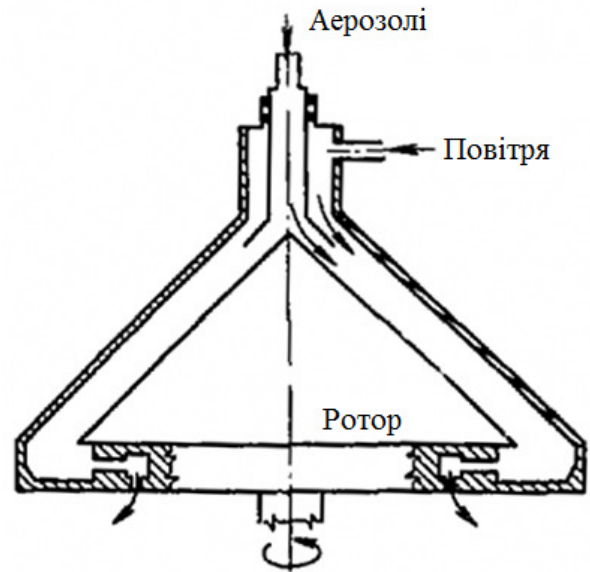


Рис. 4.13. Схема коніфуги

$$u(r) = \frac{4k\dot{V}}{h(R_2 - R_1)^3} (r - r_1)(r_2 - r),$$

де \dot{V} – об'ємна швидкість потоку, h – висота каналу, k – коефіцієнт, рівний 1.5 для вузьких каналів і 3 – для широких каналів. Тоді частинка до зіткнення пройде радіальний шлях $R_2 - R_1$ і тангенціальний шлях, рівний

$$l_\tau = \int u dt = \int_{R_1}^{R_2} \frac{u(r)}{u_r} dr = \frac{2k\dot{V}}{\omega^2 \tau} \left[\frac{r_2 + r_1}{(r_2 - r_1)^2} + \frac{4r_1 r_2}{(r_2 - r_1)^3} \ln \frac{r_1}{r_2} \right]. \quad (4.35)$$

Модифікацією центрифуги є коніфуга (рис. 4.13). Частинки аерозолів осідають в щілині між двома концентричними, спільно обертаючими конусами під дією відцентрової сили. Селективність фракціонування частинок аерозолу визначається площею отвору для транспортування повітря, кутом конуса, частотою обертання, густиною і розмірами частинок та швидкістю потоку повітря.

Циклони. Забруднене повітря вводиться в циклон тангенціально через верхню частину циліндра з середньою швидкістю v_ω , а виводиться через патрубок, розташований в центрі (рис. 4.14). При цьому повітря встигає зробити N оборотів усередині циклону, пробувши там час $t_\omega = \frac{2\pi r_c N}{u_\omega}$.

При цьому передбачається, що газ нестисливий і швидкість обертання в циклоні дорівнює швидкості потоку на вході. Це справедливо у тому випадку, коли ширина вхідної труби b дорівнює ширині кільцеподібного

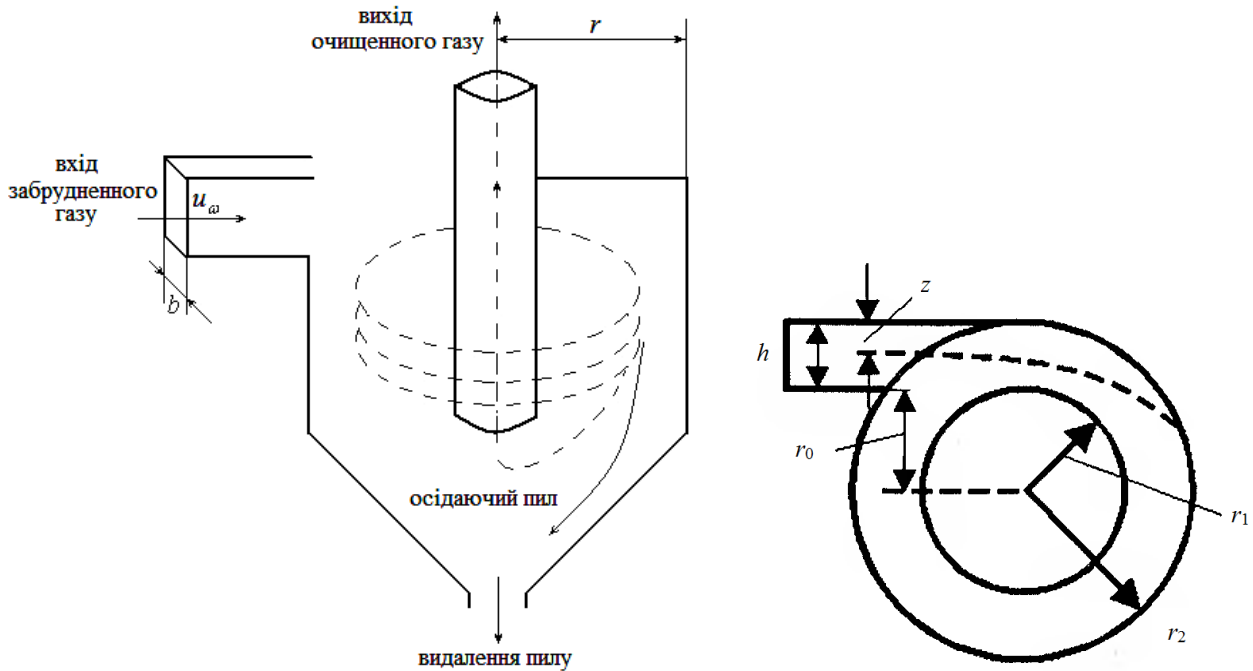


Рис. 4.14. Схема роботи найпростішого циклона

простору між вихлопною трубою і стінками циклону. За той же час t_ω частинка рухається під дією відцентрової сили до зовнішньої стінки і проходить шлях $x = \int_0^{t_\omega} u_r dt = u_r t_\omega$. При зіткненні з зовнішньою поверхнею малі частинки прилипають до неї, великі – обсіпаються і виводяться через колектор. Критичний розмір частинки, що уловлюється з 100% ефективністю, легко знайти з умови $x = b$, де b – ширина потоку повітря в циклоні:

$$d_{cr} = \sqrt{\frac{9b\eta_g}{\rho u_\omega N \pi}} \quad (4.36)$$

$$\text{Ефективність роботи циклону } \varepsilon = \frac{x}{b} = \pi N \frac{u_\omega \tau}{(b/2)} = \pi N \cdot St.$$

Коефіцієнт N залежить від форми і розмірів циклону і має значення від 0.5 до 10. Ширина повітряного потоку більшою мірою залежить від діаметра самого циклону, в меншій - від ширини вхідного отвору.

При даному розгляді роботи циклону потік в нім передбачається ламінарним. Насправді, зазвичай, спостерігається турбулентний потік, який перешкоджає переміщенню частинок до стінок, приводить до відриву осаджених частинок, що веде до зменшення ефективності циклону.

Задача. Який мінімальний діаметр частинок, що уловлюються з ефективністю 100% у циклоні, що є вхідним ступенем пробовідбірника пилу?

Прийняти $r_c = 5$ мм, $b = 2.5$ мм, $\dot{V} = 2.8 \cdot 10^{-5}$ м³/с, $N = 5$, $\rho = 10^3$ кг/м³. Вхідний отвір має форму квадрата.

Розв'язок. В цьому випадку $r_c \neq b$. Для оцінки мінімального уловлюваного діаметру частинок скористаємося тим же методом, що і раніше для випадку $r_c = b$. Припустимо, що діаметр вихлопної труби малий. Повітряний потік розширюється так, що загальна витрата зберігається:

$$\dot{V} = u_{\omega 0} b^2 = u_{\infty} b r_c,$$

де $u_{\omega 0}$ і u_{∞} – швидкості повітряного потоку у вхідному отворі і в циклоні.

$$\text{Звідси } u_{\infty} = \dot{V} / b r_c = 2.24 \text{ м/с.}$$

Час перебування повітря в циклоні при здійсненні N оборотів $t_{\omega} = \frac{2\pi r_c N}{u_{\omega}}$. За

цей же час t_{ω} частинка рухається під дією відцентрової сили до зовнішньої стінки і може пройти максимальний шлях при 100% ефективності циклону, рівний:

$$r_c = u_r t_{\omega}, \quad u_r = u_{\omega}^2 \tau / r_c, \quad \tau = \frac{1}{18} \frac{\rho d^2}{\eta_g}.$$

В результаті підстановки отримаємо мінімальний діаметр, що характеризує 100% ефективність роботи циклону:

$$d_{100} = \sqrt{\frac{9 r_c \eta_g}{\rho u_{\omega} N \pi}} = \sqrt{\frac{9 \cdot 5 \cdot 10^{-3} \cdot 18.37 \cdot 10^{-6}}{10^3 \cdot 2.24 \cdot 5 \cdot 3.14}} = 4.8 \text{ (мкм)}.$$

Відповідь: 4.8 мкм

4.4. Пробовідбірники

Відбір проб аерозолі зазвичай здійснюється шляхом засмокування (аспірації) аерозольних частинок всередину приладу для подальшого проведеного, наприклад, дисперсного аналізу. Аспірація аерозолів здійснюється за допомогою пробовідбірників (зондів) різної конструкції. При цьому можуть виникати істотні спотворення структури аналізованої проби (концентрації, функції розподілу), з яких можна виділити чотири основні джерела спотворень:

- 1) викривлення лінії струму поблизу відбірного пристрою і зсув з цих ліній частинок завдяки їх інерційності;
- 2) відскік і дроблення частинок на зовнішніх поверхнях зондів;
- 3) осадження частинок на внутрішніх поверхнях аерозольних трактів приладів;
- 4) неоднорідність аерозольних потоків по перетину в каналах.

Ці спотворення враховують за допомогою поправочних коефіцієнтів: інерційного коефіцієнта аспірації A_i , коефіцієнта відскоку A_r , коефіцієнта

осадження A_p , коефіцієнта нерівномірності потоку аерозолю A_n . Загальний поправочний коефіцієнт аспірації, що враховує всі помилки відбору проб аерозолів, можна представити у вигляді

$$A = A_i \cdot A_r \cdot A_p \cdot A_n.$$

Коефіцієнт аспірації зручно визначити через частку частинок аерозолю, що приходить на одиницю об'єму повітря, яке пройшло через прилад. Якщо $\langle n \rangle$ – поточна концентрація, зміряна приладом, а $\langle n_0 \rangle$ – поточна концентрація аерозольних частинок в середовищі, то $A = \langle n \rangle / \langle n_0 \rangle$.

Розглянемо три наступні випадки пробовідбору:

- 1) Розташування пробовідбірної трубки не співпадає з віссю ліній потоку в середовищі. Частина частинок можуть бути через це втраченими. Тому зміряна концентрація буде нижча за істинну, і $A < 1$ (рис. 4.15.а).
- 2) Розташування пробовідбірної трубки збігається з віссю ліній потоку в середовищі, але швидкість потоку в пробовідбірниках перевищує швидкість потоку в середовищі. Лінії струму повинні звужуватися перед пробовідбірником, і деякі частинки через інерцію змістяться з ліній струму і не потраплять в колектор (пробовідбірник), що також призведе до зниження вимірюваної концентрації і $A < 1$ (рис. 4.15.б).
- 3) Розташування пробовідбірної трубки співпадає з віссю ліній потоку в середовищі, але швидкість потоку в пробовідбірнику нижча за швидкість потоку в середовищі. Тепер лінії струму розширюються перед колектором, і частинки, що знаходяться на лініях струму, які не входять в пробовідбірник, унаслідок інерції можуть потрапити в колектор (пробовідбірник). Це приводить до завищення дійсної концентрації і $A > 1$ (рис. 4.15.в).

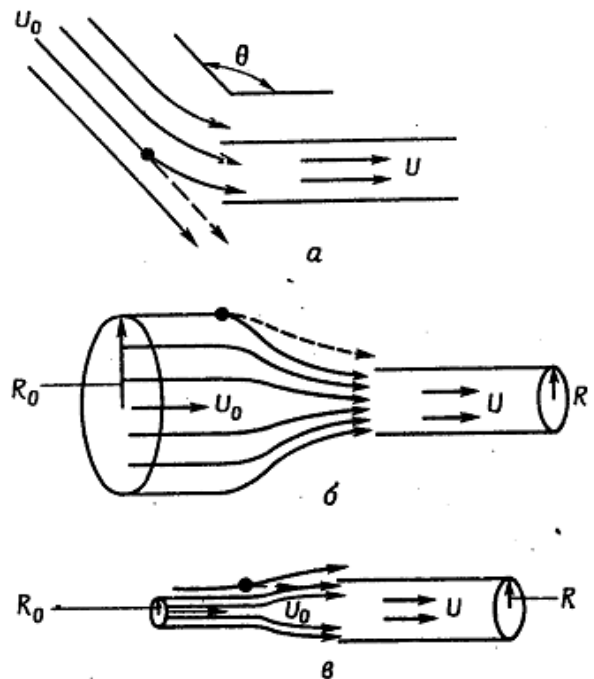


Рис. 4.15. Приклади неізокінетичного відбору (а – проба відбирається з потоку, неспіввісного трубки; б – швидкість пробовідбору перевищує швидкість потоку, в – швидкість пробовідбору менше швидкості потоку)

Тому ідеальним випадком, так званим ізокінетичним відбором, є той, коли пробовідбірник розташований співвісно з лініями потоку та викону-

ється рівність швидкості потоку в пробовідбірнику і в середовищі. Тоді коефіцієнт аспірації дорівнює одиниці.

Отже, коефіцієнт аспірації визначається рядом безрозмірних параметрів:

$$A_i = A_i(St, K, L, Re, Re^* \dots).$$

Тут $St = \langle u_0 \rangle \tau / (d/2)$ – число Стокса, $K = \langle u \rangle / \langle u_0 \rangle$ – коефіцієнт анізокінетичності, L – геометричні параметри течії; Re, Re^* – числа Рейнольдса для потоку і частинки, відповідно.

Знайдемо вираз для величини поточної концентрації аерозолю n . Нехай n_0 – рахункова концентрація, тобто число частинок в одиниці об'єму. Тоді число монодисперсних частинок, що пройшли через ділянку ds в одиницю часу, рівне:

$$d\dot{N} = n_0 (\vec{v} \cdot d\vec{s}) = n_0 v_n ds,$$

де \vec{v} – вектор швидкості частинки; v_n – проекція вектора на напрям нормалі до ділянки $d\vec{s}$. Нехай об'ємна витрата повітря через ту же ділянку ds :

$$d\dot{V} = (\vec{u} \cdot d\vec{s}) = u_n ds,$$

де \vec{u} , u_n – вектор швидкості і проекція вектора швидкості газового потоку на напрям нормалі до ділянки ds .

Тоді величина поточної концентрації n , по напрямку, рівна:

$$n = \frac{d\dot{N}}{d\dot{V}} = \frac{n_0 v_n}{u_n}.$$

Аналогічно можна ввести поняття середньої потокової концентрації частинок аерозолю, що пройшов через кінцевий переріз S :

$$\langle n \rangle = \int_{(S)} n_0 (\vec{v} \cdot d\vec{s}) / \int_{(S)} (\vec{u} \cdot d\vec{s}).$$

Видно, що $n = n_0$ (або $\langle n \rangle = \langle n_0 \rangle$) тільки у тому випадку, коли $\vec{v} = \vec{u}$.

Зазвичай коефіцієнт аспірації A є складною функцією розміру частинок, потоків, геометричних параметрів зонда, аерозольних трактів і так далі. Якщо для даного приладу і зонда він визначений, то тоді по зміряній поточній концентрації можна відновити дійсні характеристики дисперсної системи. Не дивлячись на величезну практичну значущість проблеми аспірації, до теперішнього часу найдетальніше вирішено питання тільки про інерційний коефіцієнт аспірації A_i .

Розглянемо вплив інерції частинок на спотворення аерозольної проби для тонкостінного циліндрового зонда, орієнтованого назустріч аерозольному потоку для випадку $u_0 < u$.

На рис. 4.16 показані лінії струму течії газу поблизу зонда (суцільні лінії), а також траєкторії аерозольних частинок (штриховані лінії). Лініям

(1 – 3) відповідають критичні лінії струму, які розділяють газовий потік на дві частини, одна з яких проходить через зонд, а інша минає його.

Лініям (2 – 3) відповідає граничні траєкторії частинок, тобто такі траєкторії, які замикаються на внутрішній поверхні циліндрового зонда. Незважно побачити, що всі частинки, що проходять через перетин (2 – 2), потрапляють всередину зонда разом з об'ємом повітря, що проходить через перетин (1 – 1).

Якщо \dot{N}_0 і \dot{N} – потік частинок в 1 с через перетин (2 – 2) і (3 – 3), а \dot{V} – витрата повітря через зонд, то:

$$\langle n_i \rangle = \frac{\dot{N}}{\dot{V}} = \frac{4\dot{N}}{\pi d^2 \langle u \rangle}, \quad \langle n_0 \rangle = \frac{\dot{N}_0}{\dot{V}_0} = \frac{4\dot{N}_0}{\pi d_s^2 \langle u_0 \rangle},$$

де $\langle u_0 \rangle$, $\langle u \rangle$ – середні швидкості течії газу вдалині від зонда і на зрізі, відповідно; d_s – діаметр трубки граничної траєкторії; d – внутрішній діаметр циліндричного зонда.

При аспірації безінерційних частинок їх траєкторії не відрізнятимуться від ліній струму, і оскільки $\dot{V} = \dot{V}_0$, то $A_i = \langle n_i \rangle / \langle n_0 \rangle = 1$.

Для розрахунків реальних A_i необхідно визначити поле швидкостей газового потоку і граничні траєкторії частинок.

Позначимо за β частку аерозольних частинок, які потрапляють в трубку з кільцевого перерізу ($u_0 < u$) чи не потрапляють в трубку ($u_0 > u$) вна-

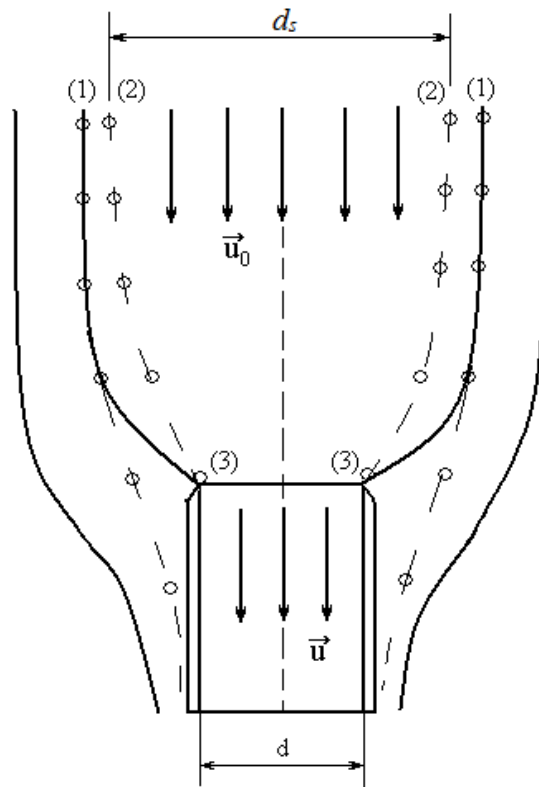


Рис. 4.14. Лінії струму течії газу і траєкторії аерозольних частинок поблизу зонду

слідок інерційності частинок. Тоді:

$$\langle n_0 \rangle \langle u_0 \rangle \frac{\pi d_s^2}{4} \pm \beta \langle n_0 \rangle \langle u_0 \rangle \left(\frac{\pi d_s^2}{4} - \frac{\pi d^2}{4} \right) = \langle n_i \rangle \langle u \rangle \frac{\pi d^2}{4}$$

Звідси, вважаючи, що для газу виконується $\langle u_0 \rangle d_s^2 = \langle u \rangle d^2$ (рівняння нерозривності) маємо:

$$A_i = \frac{\langle n_i \rangle}{\langle n_0 \rangle} = 1 - \beta \left(1 - \frac{\langle u_0 \rangle}{\langle u \rangle} \right) = 1 + \beta (K^{-1} - 1)$$

де β – деяка функція чисел St і K .

Інерційність реальних аерозольних частинок не дорівнює ні нулю, ні нескінченності. Тому значення A_i знаходиться між двома граничними значеннями: 1 і $\langle u_0 \rangle / \langle u \rangle$. Вказані закономірності справедливі тільки для тонкостінних трубок, коли відношення товщини стінок Δd до діаметру трубки d не менше значення 0.01.

В результаті численних експериментальних досліджень вдалося знайти емпіричну залежність β :

$$\beta = 1 + \frac{(2 + 0.62K) St}{1 + (2 + 0.62K) St}.$$

Тоді можна отримати вираз A_i :

$$A_i = 1 + \frac{(2 + 0.62K) St (K^{-1} - 1)}{1 + (2 + 0.62K) St}. \quad (4.37)$$

Вказана залежність справедлива для діапазонів величин St і K :

$$0.05 < St < 20; \quad 0.2 < K < 10.$$

Грубо величину β можна оцінити і по формулі Девіса:

$$\beta = \frac{2St}{1 + 2St}.$$

За допомогою приведених формул можна отримати ті ж результати, що і в експерименті: 1) $A_i = 1$, коли, $\langle u_0 \rangle > 0$, $St \ll 1$; 2) $A_i = \langle u_0 \rangle / \langle u \rangle$, коли, $St \rightarrow \infty$; 3) $A_i = 1$, коли, $\langle u_0 \rangle = \langle u \rangle$; 4) $A_i = 1$, коли, $\langle u_0 \rangle = 0$, згідно формули Девіса.

=====

Задача. Трубка діаметром $d = 25.4$ мм використовується для відбору диму з труби, в якій газ піднімається із швидкістю $u_0 = 9$ м/с. Насос пробовідбірника може забезпечити витрату тільки $\dot{V} = 4.5 \cdot 10^{-4}$ м³/с. Визначити помилку, що виникає при відборі: а) частинок діаметром $d_1 = 10$ мкм і густиною $\rho_1 = 2000$ кг/м³; б) частинок діаметром $d_2 = 0.01$ мкм і густиною $\rho_2 = 10^4$ кг/м³.

Розв'язок. Визначимо середню швидкість повітря в трубці пробовідбірника як відношення витрати до площі поперечного перетину трубки:

$$u = \frac{4\dot{V}}{\pi d^2} = \frac{4 \cdot 4.5 \cdot 10^{-4}}{3.14 \cdot (25.4 \cdot 10^{-3})^2} = 0.89 \text{ м/с.}$$

Оскільки швидкість повітря в трубці u менше швидкості повітря в середовищі u_0 , то вимірювана концентрація частинок диму $\langle n \rangle$ опиниться більше дійсної концентрації $\langle n_0 \rangle$: $A = \langle n \rangle / \langle n_0 \rangle > 1$.

Спершу визначимо характерний час (для $\rho \gg \rho_g$):

$$\tau_1 = \frac{1}{18} \frac{\rho_1 d_1^2}{\eta_g} = 6 \cdot 10^{-4} \text{ с, } \tau_2 = \frac{1}{18} \frac{\rho_2 d_2^2}{\eta_g} = 3 \cdot 10^{-9} \text{ с.}$$

Число Стокса:

$$St_1 = u_0 \tau_1 / (d/2) = 9 \cdot 6 \cdot 10^{-4} / (25.4 \cdot 10^{-3} / 2) = 0.425, \quad St_2 = 2.14 \cdot 10^{-6}.$$

Коефіцієнт анізокінетичності: $K = u/u_0 = 0.89/9 \approx 0.1$.

Визначимо коефіцієнт аспірації:

$$A_1 = 1 + \frac{(2 + 0.62K) \cdot St_1 \cdot (K^{-1} - 1)}{1 + (2 + 0.62K) \cdot St_1} = 5.2 \quad \text{і} \quad A_2 = 1.$$

По формулі Девіса розрахунки дають практично такі ж результати.

Таким чином, помилка при вимірюванні концентрації димового аерозолю першого типу складає 420%, а для другого вона практично нікчемна – 0%.

Відповідь: а) 420%, б) 0%.

Завдання для самостійного вирішення:

1. Вхідний прямокутний отвір ідеального імпактора має довжину 2.08 см і ширину 0.358 см. Визначити витрату повітря, яке буде потрібно для 100%-го осадження частинок діаметром 15 мкм і густиною 10^3 кг/м^3 .
2. Знайти діаметр частинки густиною 10^3 кг/м^3 , яка повинна осісти в 2 см від входу в центрифугу. Частинка здійснює 5 оборотів в секунду; середня швидкість в каналі складає 1 м/с; внутрішній діаметр центрифуги 0.15 м, ширина каналу 1 см. Рахувати коефіцієнт $k = 2$.
3. Визначити ефективність уловлювання сферичних частинок діаметром 5 мкм і густиною 10^3 кг/м^3 в невеликому циклоні, що має квадратний отвір зі стороною 0.3 см. Об'ємна витрата потоку 1.7 л/хв. Прийняти $N = 1$.
4. Необхідно відібрати частинки туману розміром 0.1 мкм і густиною 10^3 кг/м^3 , що рухаються в димарі зі швидкістю 1 м/с при температурі 200 °С. Діаметр трубки пробовідбірника 1 см. Визначити коефіцієнт аспірації, якщо швидкість пробовідбірника складає 0.01 від швидкості диму в трубі.
5. Визначити коефіцієнт аспірації при відборі проби аерозолю (частинки діаметром $d_1 = 1 \text{ мкм}$ і густиною $\rho_1 = 2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$) через тонку трубку діаметром $d = 10 \text{ мм}$ з труби, в якій газ піднімається зі швидкістю $u_0 = 5 \text{ м/с}$. Насос пробовідбірника забезпечує витрату тільки $Q = 6.3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$.

4.5. Ваговий метод вимірювання масової концентрації аерозолів

Вимірювання масової концентрації аерозолію ваговим методом включає наступні операції: відбір аерозольних частинок і вимірювання об'єму газу, що містить частинки; повне уловлювання частинок, що містяться в пробі; зважування відібраних частинок.

Аерозоль поступає в зонд, а потім по транспортній магістралі потрапляє у фільтр, де відбувається осадження частинок. Кількість газу, що пройшов через пробовідбірник за певний час, визначається реометром.

Для відбору проб використовують зонди різних конструкцій. Найбільш поширені циліндрові зонди. Залежно від умов відбору проб використовують: прості зонди; пневмометричні (або швидкісні); нульові (або ізокінетичні), які застосовуються в пробовідбірних схемах із “зовнішньою” або “внутрішньою” фільтрацією (поняття “зовнішньої” і “внутрішньої” фільтрації означає місце встановлення осаджувальних елементів (фільтрів) – ззовні або всередині використовуваної системи).

Прості зонди – це тонкостінні трубки або товстостінні із заточеним під гострим кутом наконечником. Застосовують такі зонди в основному для одноразових вимірювань з потоків з відомим стаціонарним профілем швидкості. Істотним недоліком є неможливість вимірювання (одночасно з відбором проби) швидкості потоку в місці розташування зонда.

Пневмонічні або швидкісні зонди разом з відбором проби можуть вимірювати динамічний натиск і статичний тиск, а по цих величинах визначати швидкість потоку. Нульові зонди працюють в режимі, близькому до ізокінетичного, який визначається по рівності статичного тиску, вимірюваного зовні і всередині зонда.

Проте введення манометричних трубок приводить до збільшення габаритів наконечників зондів, погіршення обтікання їх потоком, взаємодії аерозольних частинок з їх лобовою поверхнею. Не менш важливою є проблема транспортування проби у разі дистанційного відбору проби (схема зовнішньої фільтрації), при якому деяка частина частинок осідає на стінках пробовідбірної магістралі, порушуючи тим самим точність пробовідбору.

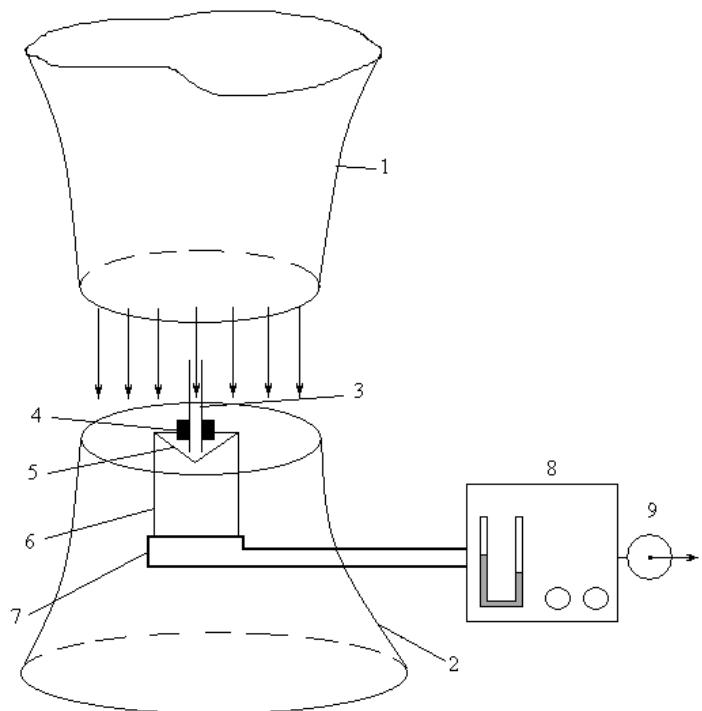


Рис. 4.17. Експериментальна установка для вимірювання масової концентрації аерозолію

Аерозольна частинка, торкнувшись стінки, може або утримуватися на ній, або віднестися потоком. Експериментальні дані показують, що дрібні частинки, діаметром менше 1 мкм, практично з 100% вірогідністю прилипають до стінки при будь-яких течіях газу. Для більш великих частинок ймовірність утримання, яка залежить як від матеріалу частинок і стінки, шорсткості стінки, наявності зарядів у частинок, так і від характеристик газового потоку, падає з ростом розмірів частинок. Складність і різноманіття розглянутих вище ефектів ускладнює видачу деяких загальних рекомендацій по організації транспортування аерозольних проб. У кожному конкретному випадку необхідно на основі експериментальних і теоретичних дослідженнях вибирати оптимальні режими транспортування проб аерозолів.

На рис. 4.17 показаний для прикладу робочий об'єм аеродинамічної труби і розташування пробовідбірника. Визначається масова концентрація аерозолу лікоподію, який отримують розпилюванням порошку лікоподію.

У повітряний потік, що створюється відцентровим вентилятором, вводяться частинки лікоподію, які потім поступають в робочу частину аеродинамічної труби. Робоча зона – це ділянка між профільованим соплом (1) (сопло Вітошинського) і дифузором (2). У центральну частину вводиться пробовідбірник (3), закріплений на пробці (4), яка разом з фільтром (5) вставляється в стакан (6). Останній через штуцер (7) з'єднується з реометром і вакуумним насосом (9). Реометр, а також керуючі витратою повітря вентиля, розташовані на пульті управління (8). В якості фільтру застосовується фільтрований папір (коефіцієнт проскакування даного матеріалу для частинок більше 20 мкм дорівнює 0).

Для виключення аспіраційних похибок зонд повинен працювати в ізокінетичному режимі. З цією метою швидкість аспірації вибирають рівній швидкості потоку в аеродинамічній трубі. Остання визначається за результатами вимірювань швидкості за допомогою термоанемометра. Час відбору проби вимірюється секундоміром. Маса відібраної проби вимірюється на аналітичних вагах.

На практиці аерозольних досліджень часто доводиться зменшувати концентрацію початкового аерозолу, тобто вдаватися до операції розбавлення аерозолу. Як приклад застосування розбавлення вкажемо два випадки:

а) вимірювання характеристики аерозолу з використанням лічильника одиночних частинок з низьким значенням максимальної рахункової концентрації;

б) вимірювання коефіцієнта проскакування фільтрів або фільтрувальних матеріалів для високодисперсних аерозолів з високою концентрацією (більше 10^{10} м^{-3}) нефелометрическим методом з використанням укрупнювачів частинок.

У першому випадку, коли вимірюванням підлягає розподіл частинок по розмірах, “ідеальний” розчинник повинен бути неселективним, тобто не змінювати початковий розподіл частинок по розмірах.

У другому випадку, вимога до відсутності селективних властивостей розчинника не є такою жорсткою, особливо, якщо аерозоль, що підлягає укрупненню, близький до монодисперсного.

Зазвичай, розглядаючи ту або іншу схему розчинника, спочатку визначають його кількісні характеристики без урахування селективності, а потім проводять аналіз можливих причин спотворення початкового розподілу частинок по розмірах. Такий підхід містить методологічну помилку, що не дозволяє розробникам аерозольного устаткування (зокрема – розчинників) аналізувати процеси в комплексі.

В якості характеристики розбавлення k_n зазвичай використовують відношення чисельних концентрацій до (n_0) і після (n) розбавлення деякого “монодисперсного” аерозолю:

$$k_n = \frac{n_0}{n}. \quad (4.38)$$

Таке визначення не враховує, з одного боку, динаміку процесу розбавлення, а з іншої – реальні характеристики (полідисперсність) використовуваних аерозолів. Ця формула справедлива тільки в припущенні про повне захоплення аерозольних частинок потоком, що, наприклад, несправедливо для грубо дисперсних аерозолів. На цей факт зазвичай не звертають уваги при побудові кількісної теорії того або іншого розчинника.

Розрахунок розчинника для полідисперсних аерозолів вимагає ретельного аналізу можливих причин спотворення функцій розподілу. Якщо ввести деяку функцію A , що характеризує трансформацію спектру розмірів частинок:

$$\alpha(D) = \frac{f(D)}{f_0(D)},$$

то коефіцієнт розбавлення:

$$k_c = \frac{n_0}{n} \frac{1}{\alpha(D)} = k_n \frac{1}{\alpha(D)}.$$

Відомо два принципи розбавлення. Один з них заснований на змішенні аерозольного потоку з газовим (тобто потоку без частинок), а інший – на розділенні аерозольного потоку на дві частини, фільтруванні більшої частини і подальшим змішенням обох частин.

Для першого випадку:

$$k_c = 1 + \frac{Q_1}{Q_0}, \quad (4.39)$$

де Q_0 – вхідна витрата аерозольного потоку, Q_1 – витрата вихідного аерозольного потоку.

Очевидно, що даний спосіб можна використовувати у тому випадку, коли аерозольний потік малий і малі коефіцієнти розбавлення. Наприклад, якщо $Q_0 = 30$ л/хв і необхідно створити коефіцієнт розбавлення $k = 10$, то значення $Q_1 = 270$ л/хв, що технічно важко реалізувати.

Для другого випадку розчинника коефіцієнт розбавлення визначимо як:

$$k_c = \frac{Q_0}{\alpha_n Q_1 + \alpha_A Q_2}, \quad (4.40)$$

де Q_0 – початкова витрата аерозольного потоку, Q_1 – витрата частини аерозолі, який фільтрується у високоефективному фільтрі, Q_2 – витрата частини потоку, який проходить пробовідбірник. Коефіцієнт аспірації α_A – відношення потокових концентрацій на виході з пробовідбірника до поточної концентрації на вході. Коефіцієнт проскакування α_n для фільтру – відношення потоку частинок за фільтром до потоку частинок на вході в фільтр.

Якщо фільтр “абсолютний” ($\alpha_n = 0$), а аспіраційні спотворення відсутні ($\alpha_A = 1$), вираз співпадає з відомим:

$$k_c = \frac{Q_0}{Q_2} = 1 + \frac{Q_1}{Q_2}.$$

Оскільки $Q_1 \gg Q_2$, то вказаний розчинник можна використовувати в схемах з великими об'ємними витратами.

Розділ 5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

5.1. Дифузія частинок аерозолію

Найдрібніші частинки ($d < 0.1 \mu\text{м}$) можуть самовільно виводитися з аерозольної системи двома шляхами:

- 1) з'єднуватися одна з одною (**коагулювати**) до тих пір, поки частинки, що утворилися, не зможуть видалятися шляхом седиментації, імпакції і т. д.;
- 2) мігрувати, тобто дифундувати, до поверхні і при зіткненні залишатися на ній; такий рух називається **броунівським**.

Дифузія частинок описується тими ж законами, що і молекулярна дифузія:

1) **Перший закон Фіка**. Маса частинок, що перетинають в одиницю часу через одиничну площадку j , пропорційна градієнту концентрації c , нормального до цієї площадки:

$$\vec{j} = -D \text{grad } n = -D \vec{\nabla} n,$$

де j – густина потоку т аерозольних частинок, $1/(\text{м}^2\text{с})$; D – коефіцієнт дифузії, $\text{м}^2/\text{с}$; n – концентрація аерозольних частинок, $1/\text{м}^3$; ∇ – оператор набла.

2) **Другий закон Фіка**. Похідна концентрації аерозолію за часом в деякій точці (точніше, нескінченно малому об'ємі) простору описується наступним рівнянням:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n = D \nabla^2 n,$$

де Δ – оператор Лапласа.

Другий закон Фіка є законом збереження маси аерозольних частинок.

Визначення коефіцієнта броунівської дифузії аерозольних частинок. Розглянемо циліндровий об'єм газу з одиничною площею перетину. Дифузія відбувається вздовж осі такого циліндра в одному напрямі в бік спаду концентрації броунівських частинок під дією теплового руху газових молекул. В результаті градієнта концентрації броунівських частинок і, отже, парціального тиску, виникає дифузійна сила тиску F_D . з боку газових молекул. Для одиниці об'єму газу, в якому знаходяться аерозольні частинки, питома сила тиску:

$$f_{D0} = -\frac{dp}{dx}, \quad (5.1)$$

де f_{D0} – питома сила тиску, що діє з боку хаотично рухомих газових молекул на броунівські частинки $\text{Н}/\text{м}^3$; p – тиск, що створюється аерозольними частинками (аналог парціального тиску). Цей тиск визначається згі-

5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

дно з рівнянням молекулярно-кінетичної теорії концентрацією броунівських частинок:

$$p = nkT, \quad (5.2)$$

де n – чисельна концентрація аерозольних частинок, $1/\text{м}^3$; k – константа Больцмана, T – температура газової суміші. Підстановка (5.2) в (5.1) дає вираз для дифузійної сили:

$$f_{D0} = -kT \frac{dn}{dx}. \quad (5.3)$$

Дифузійна сила F_D , що діє на одну частинку, дорівнює відношенню дифузійної сили в одиниці об'єму газу на концентрацію броунівських частинок:

$$F_D = \frac{f_{D0}}{n} = -\frac{1}{n} \frac{dp}{dx}. \quad (5.4)$$

При русі частинка випробовує додатково силу опору, яка при малих числах Рейнольдса може бути визначена згідно з законом Стокса з поправкою Каннінгема:

$$F_c = \frac{3\pi d v_g \rho_g u_d}{C_c}, \quad (5.5)$$

де F_c – сила тертя, Н.

Прирівнюючи ці дві сили, отримаємо:

$$-\frac{kT}{n} \frac{dn}{dx} = \frac{3\pi d v_g \rho_g u_d}{C_c}, \quad (5.6)$$

де u_d – швидкість броунівської дифузії частинки, м/с.

Згідно з першим законом Фіка густина потоку броунівських частинок за одиницю часу через одиничну площадку пропорційна градієнту концентрації частинок:

$$j_d = -D \frac{dn}{dx}, \quad (5.7)$$

де j_d – густина потоку броунівських частинок, тобто число частинок які проходять за одиницю часу через одиничну площадку, $1/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

З іншого боку він рівний $j_d = nu_d$. Тоді представимо (5.6) у вигляді:

$$j_d = nu_d = -\frac{kTC_c}{3\pi d v_g \rho_g} \frac{dn}{dx}. \quad (5.8)$$

Звідки з порівняння (5.7) і (5.8) коефіцієнт броунівської дифузії аерозольних частинок може бути представлений, виходячи з теорії броунівського руху Ейнштейна, у вигляді:

$$D = kT \frac{u_s}{mg} = kT \frac{C_c}{3\pi \eta_g d} = (\tau/m) kT. \quad (5.9)$$

5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

Броунівський рух частинок в аерозолях тим інтенсивніше, чим менший розмір вони мають, і істотний лише у разі наявності частинок менше 1 мкм. Під дією броунівського руху частинки осідають на будь-яких поверхнях, з якими аерозолі стикаються.

При броунівському русі частинка здійснює ряд переміщень, причому середній зсув для всіх частинок дорівнюватиме нулю. Проте середньоквадратичний зсув s відмінний від нуля і змінюється прямо пропорційно часу:

1) $s^2 = 2Dt$ – для плоского руху (**рівняння Ейнштейна-Смолуховського**);

2) $s^2 = (4/\pi)Dt$ – для тривимірного руху.

Слід відмітити, що вірогідність повернення частинки в початковий стан близька до нуля.

Задача. Визначити коефіцієнт дифузії частинок тютюнового диму діаметром 0.25 мкм і густиною 900 кг/м³ при температурі 20 °С. Скільки часу необхідно, щоб вони продифундували на 0.305 м?

Розв'язок. Коефіцієнт дифузії для частинки диму визначимо по формулі (з врахуванням $\eta_g = 18.37 \cdot 10^{-6}$ кг/(м·с)):

$$D = kT \frac{C_c}{3\pi\eta_g d} = \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 293 \cdot 1.714}{3 \cdot 3.14 \cdot 18.37 \cdot 10^{-6} \cdot 0.25 \cdot 10^{-6}} = 1.6 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{с}.$$

де $C_c = 1 + Kn \cdot 1.257 = 1.714$ при $Kn = 2 \cdot 0.071 / 0.25 = 0.568$.

Для оцінки часу дифузії використовуємо формулу Ейнштейна-Смолуховського для тривимірного руху:

$$t = \frac{\pi s^2}{4D} = \frac{3.14 \cdot 0.305^2}{4 \cdot 1.6 \cdot 10^{-10}} = 4.6 \cdot 10^8 \text{ с} = 14.5 \text{ років}.$$

Таким чином, дифузія важлива тільки при розгляді поведінки частинок, які зосереджені в невеликих об'ємах або коли частинки настільки малі, що їх коефіцієнти дифузії наближаються до значення молекулярних коефіцієнтів дифузії.

При броунівському русі частинка може також здійснювати і хаотичні обертання, які описуються наступним рівнянням:

$$\bar{\theta}^2 = \frac{2kT}{\pi\eta_g d^3} t,$$

де $\bar{\theta}$ – середньоквадратичний кут обертання частинки відносно якоїсь вибраної осі в радіанах. Броунівське обертання зазвичай спостерігається для частинок розмірами від 1 до 20 мкм, оскільки обертання частинок менших

5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

розмірів дуже велике, а великих – дуже повільне, і їх обертання недоступне спостереженню оком.

Задача. Припускаючи, що людина може відмітити не більше п'яти спалахів світла в секунду, знайти мінімальний розмір частинок, для яких виявлятиметься мерехтіння в променях сонячного світла.

Розв'язок. П'яти мерехтінням відповідає два з половиною повні круги обертання частинки (вважаємо, що віддзеркалення світла від частинки відбувається з двох протилежних сторін): $\bar{\theta}^2 = (5\pi)^2$. Тоді відповідний діаметр частинки при цьому визначиться як:

$$d = \sqrt[3]{\frac{2kT}{\pi\eta_g \bar{\theta}^2} t} = \sqrt[3]{\frac{2 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 293}{3.14 \cdot 18.37 \cdot 10^{-6} \cdot (5 \cdot 3.14)^2} \cdot 1} = 0.8 \text{ (мкм)}.$$

У рівноважному стані частинки матимуть ту ж середню енергію поступальної ходи, що і молекули. Тому хаотично рухомі аерозольні частинки в газі мають такий же розподіл швидкостей за Максвеллом, що і молекули газу. І вони розподіляються по вертикалі відповідно до барометричного рівняння. Наприклад, монодисперсні аерозолі розподіляються відповідно до виразу

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{mgh}{kT}\right),$$

де h – висота над деякою контрольною точкою, в якій вимірюється концентрація n ; n_0 – концентрація частинок у контрольній точці. Даним ефектом можна знехтувати для частинок розміром $d > 0.3$ мкм, які не можуть довго знаходитися в зваженому стані і швидко осідають.

Унаслідок того, що маса частинки в багато разів більше маси молекул газу, та зміна напрямку руху броунівської частинки відбувається не стрибком, а плавно, що є наслідком підсумовування ударів багатьох молекул. Враховуючи час релаксації, за який частинка змінить свій напрям руху, рівняння Ейнштейна-Смолуховського набере вигляду:

$$s^2 = 2D \left[t - \tau(1 - \exp(-t/\tau)) \right].$$

При $t > 10\tau$ (звичайний час спостереження значно більше τ) поправка на інерцію броунівської частинки неістотна.

Часто повітря, що містить частинки аерозолі, здійснює переміщення разом з частинками. Таке явище переносу називається **конвективною дифузією**. В цьому випадку перший закон Фіка буде представлений у вигляді:

$$\vec{j} = n\vec{u} - D\vec{\nabla}n,$$

де \vec{u} – швидкість потоку.

5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

Другий закон Фіка в загальному випадку з урахуванням конвективного переносу набирає вигляду:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n - u\nabla n + Q_V,$$

де Q_V – кількість частинок, що утворюються (чи поглинаються) в одиниці об'єму за одиницю часу завдяки джерелу (стоку) частинок

Як приклад простої задачі може служити задача визначення швидкості осідання частинок аерозолу на стінку, поблизу якої концентрація аерозолу дорівнює нулю, із зони з постійною концентрацією частинок n_0 . Згідно з першим законом Фіка, густина потоку частинок визначиться, як:

$$j = Dn_0 / \delta,$$

де δ – відстань до зони зі сталою концентрацією (товщина пограничного шару).

В реальнішому випадку концентрація аерозолу в просторі змінюється з часом унаслідок дифузії і осідання на поверхнях. З розв'язку рівняння дифузії для задачі осідання аерозолу на плоску стінку в нескінченно великому об'ємі аерозолу з постійною початковою концентрацією n_0 за умови, що зіштовхуються зі стінкою частинки осідають на ній, отримана часова залежність концентрації аерозолу на відстані x від стінки:

$$n(x, t) = \frac{2n_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \int_0^x \exp(-y^2 / (4Dt)) dy = n_0 \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{4Dt}}\right),$$

де $\operatorname{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-z^2} dz$ – інтеграл імовірності (табл. 5.1).

Число частинок N , які осіли на одиниці поверхні за час t , знайдеться по формулі:

$$N = 2n_0 \sqrt{Dt / \pi},$$

де D – коефіцієнт дифузії частинок аерозолу.

Задача. Хмара частинок діаметром 0.05 мкм знаходиться у великій камері. Початкова концентрація аерозолу 10^{-2} м^{-3} . Якою буде концентрація аерозолу через 20 хвилин на відстані 0.1 мм від стінки? Через який час концентрація аерозолу в 1 см від стінки складе 10^{-3} м^{-3} ?

Розв'язок. Спершу визначимо коефіцієнт дифузії аерозольної частинки в повітрі:

$$D = kT \frac{C_c}{3\pi\eta_g d} = \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 293 \cdot (1 + 2 \cdot 0.071 / 0.05 \cdot 1.657)}{3 \cdot 3.14 \cdot 18.37 \cdot 10^{-6} \cdot 0.05 \cdot 10^{-6}} = 2.7 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}.$$

а) Для визначення концентрації на деякому віддаленні від стінки скористаємося розв'язком рівняння дифузії:

5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

Таблиця 5.1

Значення інтеграла ймовірності $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-z^2} dz$

соті	тисячні									
x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0.00	0.0000	0011	0023	0034	0045	0056	0068	0079	0090	0102
1	0113	0124	0135	0147	0158	0169	0181	0192	0203	0214
2	0226	0237	0248	0260	0271	0282	0293	0305	0316	0327
3	0338	0350	0361	0372	0384	0395	0406	0417	0429	0553
4	0451	0462	0474	0485	0496	0507	0519	0530	0541	0553
5	0564	0575	0586	0598	0609	0620	0631	0643	0654	0665
6	0676	0688	0699	0710	0721	0732	0744	0755	0766	0777
7	0789	0800	0811	0822	0834	0845	0856	0867	0878	0890
8	0901	0912	0923	0934	0946	0957	0968	0979	0990	1002
9	1013	1024	1035	1046	1058	1069	1080	1091	1102	1113
10	1125	1136	1147	1158	1169	1180	1192	1203	1214	1225
1	1236	1247	1259	1270	1281	1292	1303	1314	1325	1386
2	1348	1359	1370	1381	1392	1403	1414	1425	1436	1448
3	1459	1470	1481	1492	1503	1514	1525	1536	1547	1558
4	1569	1581	1592	1603	1614	1625	1636	1647	1658	1669
5	1680	1691	1702	1713	1724	1735	1746	1757	1768	1779
6	1790	1801	1812	1823	1834	1845	1856	1867	1878	1889
7	1900	1911	1922	1933	1944	1955	1966	1977	1988	1998
8	2009	2020	2031	2042	2053	2064	2075	2086	2097	2108
9	2118	2129	2140	2151	2162	2173	2184	2194	2205	2216
20	2227	2238	2249	2260	2270	2281	2292	2303	2314	2324
1	2335	2346	2357	2368	2378	2389	2400	2411	2421	2432
2	2443	2454	2464	2475	2486	2497	2507	2518	2529	2540
3	2550	2561	2572	2582	2593	2604	2614	2625	2636	2646
4	2657	2668	2678	2689	2700	2710	2721	2731	2742	2753
5	2763	2774	2784	2795	2806	2816	2827	2837	2848	2858
6	2869	2880	2890	2901	2911	2922	2932	2943	2953	2964
7	2974	2985	2995	3006	3016	3027	3037	3047	3058	3068
8	3079	3089	3100	3110	3120	3131	3141	3152	3162	3276
9	3183	3193	3204	3214	3224	3235	3246	3255	3266	3276

5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

(продовження табл. 5.1)

соті	тисячні									
х	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0.30	0.3286	3297	3307	3317	3327	3338	3348	3358	3369	3379
1	3389	3399	3410	3420	3430	3440	3450	3461	3471	3481
2	3491	3501	3512	3522	3532	3542	3552	3562	3573	3583
3	3593	3603	3613	3623	3633	3643	3653	3663	3674	3684
4	3694	3704	3714	3724	8734	3744	2754	3764	3774	3784
5	3794	3804	3814	3824	3834	3844	3854	3864	3873	3883
6	3893	3903	3913	3923	3933	8943	3953	3963	3972	3982
7	3992	4002	4012	4022	4031	4041	4051	4061	4071	4080
8	4090	4100	4110	4119	4129	4189	4149	4158	4168	4178
9	4187	4197	4207	4216	4226	4236	4245	4255	4265	4274
40	4284	4294	4303	4313	4322	4332	4341	4351	4361	4370
1	4380	4389	4399	4408	4418	4427	4437	4446	4456	4465
2	4475	4484	4494	4503	4512	4522	4531	4541	4550	4559
3	4569	4578	4588	4597	4606	4616	4625	4634	4644	4653
4	4662	4672	4681	4690	4699	4709	4718	4727	4736	4746
5	4755	4764	4773	4782	4792	4801	4810	4819	4828	4837
6	4847	4856	4865	4874	4883	4892	4901	4910	4919	4928
7	4937	4946	4956	4965	4974	4983	4992	5001	5010	5019
8	5027	5036	5045	5054	5063	5072	5081	5090	5099	5108
9	5117	5126	5134	5143	5152	5161	5170	5179	5187	5196

5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

$$n(x, t) = n_0 \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{4Dt}}\right) = 10^{-2} \operatorname{erf}\left(\frac{10^{-4}}{\sqrt{4 \cdot 2.7 \cdot 10^{-9} \cdot 20 \cdot 60}}\right) = 10^{-2} \operatorname{erf}(0.028).$$

Значення інтеграла імовірності $\operatorname{erf}(0.028) = 0.0316$, отже, шукана концентрація дорівнює $n = 3.2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-3}$.

б) Концентрація аерозольних частинок $n = 10^{-3} \text{ м}^{-3}$ відповідає значенню інтегралу імовірності аргументу:

$$\operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{4Dt}}\right) = \frac{n}{n_0} = 0.1 \text{ і } \frac{x}{\sqrt{4Dt}} = 0.089.$$

Звідси час встановлення концентрації на відстані 1 см від стінки:

$$t = \frac{1}{4 \cdot 2.7 \cdot 10^{-9}} \left(\frac{0.01}{0.089}\right)^2 = 1.17 \cdot 10^6 \text{ с} = 13.5 \text{ днів}.$$

Величиною, яка показує співвідношення між дифузією і конвекцією, являється число Пекле:

$$Pe = \frac{\bar{u}L}{D},$$

де \bar{u} – середня швидкість в системі, L – характерна довжина. При малих числах Пекле переважає молекулярна дифузія, при великих – конвекція, і внесок дифузії незначний. З огляду на те, що коефіцієнти дифузії дуже малі, переважання молекулярної дифузії можливе тільки на невеликих відстанях від стінки або при малих швидкостях руху аерозолі. Такі зони поблизу поверхні, де різко зменшується концентрація частинок і швидкість потоку, називають пограничними шарами. При ламінарній течії уздовж стінки пограничний шар поступово збільшується в напрямку потоку:

$$\delta = 5 \sqrt{\frac{x\eta_g}{u_0\rho_g}},$$

де δ – товщина пограничного шару, тобто відстань від поверхні до точки, в якій швидкість досягає значення 0.99 від швидкості основного потоку u_0 ; x – відстань уздовж потоку до цієї точки; η_g – динамічна в'язкість середовища потоку, ρ_g – його густина.

При ламінарному потоці в трубі і рівності $\delta = r_s$ (r_s – радіус труби) виникає пуазейлівський потік, при якому встановлюється параболічний профіль швидкостей:

$$u(r) = u_m \left(1 - r^2/r_s^2\right),$$

де u_m – максимальна швидкість потоку на осі труби, рівна подвоєній середній швидкості потоку $u_m = 2\bar{u}$.

5.2. Теплова коагуляція аерозолів

Аерозолі мають обмежений час життя. В них постійно відбуваються процеси, що приводять до укрупнення первинних частинок, їх агрегації, тобто утворенню вторинних частинок, і подальшої седиментації.

Найважливіше явище в аерозолях – **коагуляція** частинок, тобто об'єднання двох і більше частинок в одну. Злиття рідких частинок називають ще **коалесценцією**. Причини коагуляції можуть бути дуже різними.

Коагуляція аерозолів відбувається при зіткненнях частинок в результаті броунівського руху, неоднакової швидкості седиментації частинок різної величини, які наганяють одна одну, під впливом електричних сил і ін. При зіткненнях тверді частинки злипаються, а рідкі зливаються, і число «вільних» частинок зменшується.

В результаті коагуляції властивості аерозолів істотно змінюються – посилюється їх гравітаційне осадження, ослабляється інтенсивність дифузійних процесів і т. п.

Всі можливі коагуляційні процеси можна розділити на два типи:

- броунівська (теплова, самовільна) коагуляція;
- кінематична (вимушена) коагуляція, причиною якої може бути вплив зовнішніх полів на рух частинок.

Перший тип коагуляції виділений, тому що броунівський рух – це рух частинок під впливом ударів молекул незалежно від зовнішніх сил і полів. **Тепловою коагуляцією** аерозольних частинок називають процес злипання або злиття аерозольних частинок унаслідок їх випадкових рухів і подальших зіткнень. У теорії коагуляції зазвичай виходять з припущення, що частинки коагують при кожному зіткненні, що найправомірніше для не дуже крупних частинок. В теорії Смолуховського теплової коагуляції монодисперсного аерозолу з кулястими частинками отримано, що зменшення рахункової концентрації частинок із-за коагуляції залежить лише від квадрата концентрації частинок:

$$-\frac{dn}{dt} = K_0 n^2, \quad n(t=0) = n_0. \quad (5.10)$$

де n_0 – початкова концентрація частинок, K_0 – константа коагуляції, ($\text{м}^3/\text{с}$).

Константа коагуляції при $Kn \ll 1$ виражається формулою:

$$K_0 = 4\pi dD = \frac{4}{3} \frac{kT}{\eta_g} C_c, \quad (5.11)$$

де d – діаметр частинки.

Дана залежність справедлива для частинок з діаметром, більших за 0.1 мкм.

При високій рахунковій концентрації коагуляція протікає настільки швидко, що концентрація частинок через декілька хвилин практично не залежить від початкової концентрації частинок (рис. 5.1). Це пояснює, чо-

му в димах, отриманих з різною кількістю речовини з різними середніми розмірами частинок, рахункова концентрація аерозолію може зробитися практично однаковою.

В інтегральній формі рівняння коагуляції має такий вигляд:

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = K_0 t \quad \text{або} \quad n = \frac{n_0}{1 + K_0 n_0 t}.$$

Строго кажучи, приведені вище рівняння застосовуються лише для таких аерозолів, частинки яких підкоряються макроскопічним законам дифузії. Як вже було відмічено вище, при аналізі руху малих частинок необхідно враховувати молекулярно-кінетичні ефекти для частинок (вводити поправку Каннінгема), розмір яких зіставимо з середньою довжиною пробігу молекул газу за даних умов. Для випадку сумірності розміру частинки з довжиною «вільного пробігу» частинки в газі L_p слід вводити поправку Фукса:

$$-\frac{dn}{dt} = Kn^2, \quad K = K_0 \left(1 + A \frac{L_p}{r} \right)^{-1}, \quad (5.12)$$

де A – стала, яка залежна від розміру частинок, $A \approx 0.75 \div 0.9$.

Оскільки молекули газу постійно «бомбардують» аерозольні частинки, траєкторії руху частинок аерозолію дуже згладжені. Поняття довжини «вільного пробігу» L_p частинки в газі відповідає середній пройденій частинкою відстані, коли напрям руху зміниться на 90° від початкового. Інакше кажучи, середня відстань – це шлях частинки до тієї точки, де її швидкість в даному напрямі стане рівною нулю (тобто це відстань гальмування):

$$L_p = \tau u = \frac{d^2 (\rho - \rho_g)}{18 \eta_g} C_c \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (5.13)$$

де u – середньоквадратична швидкість частинки в газі, m – маса частинки.

При нормальному тиску і температурі газу 20°C , наприклад, для частинок діаметром 0.01, 0.1 і 1 мкм і густиною 1000 кг/м^3 довжина «вільного пробігу» частинки в повітрі складає 0.031, 0.013 і 0.016 мкм. Для практичних розрахунком можна використовувати значення $L_p = 0.01$ мкм.

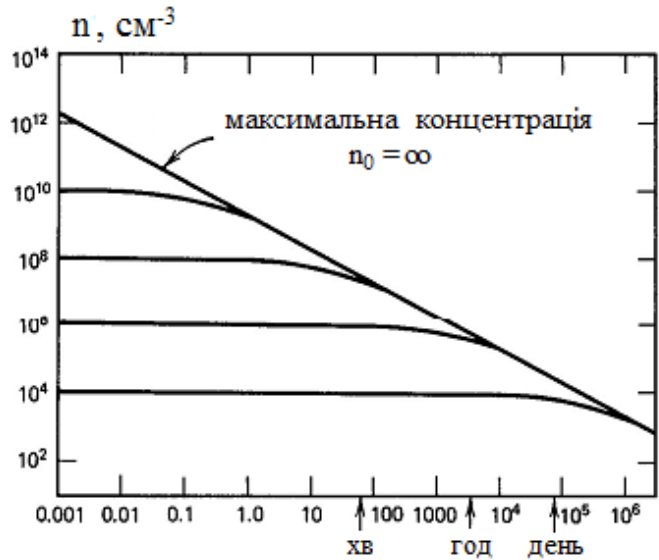


Рис. 5.1. Зміна концентрації монодисперсного аерозолію з часом при різних початкових концентраціях

5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

Для випадку близькості розмірів частинок аерозолію і молекул газу (при $Kn > 1$) швидкість коагуляції виражається формулою для числа зіткнень між молекулами газу:

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{\sqrt{2}}{2} \pi d^2 \bar{u}_g n^2, \quad (5.14)$$

де \bar{u}_g – середня арифметична швидкість молекул газу.

Для частинок з радіусом $r > 1$ мкм константа коагуляції малочутлива до ефективності зіткнення частинок (повна ефективність – кожне зіткнення веде до коагуляції). Це пояснюється достатньо великою вірогідністю повторного зіткнення з іншими частинками при віддаленні на незначну відстань після невдалого зіткнення.

Якщо в початковий момент часу аерозоль був монодисперсним з розміром d , то через деякий час виникне деяка кількість частинок n_g з розміром d_g . Згідно з теорією Смолуховського:

$$n_g = \frac{n^2 (n_0 - n)^{g-1}}{n_0^g},$$

де g – число мономерів, з яких утворилася частинка розміром d_g ($g = 2$ – димер, $g = 3$ – тример і так далі).

Для опису броунівської коагуляції полідисперсних аерозолів необхідно знати формулу для розподілу частинок по розмірах і більш загальний вираз для константи коагуляції. Досвід показує, що використання середніх значень для розмірів частинок і відповідного значення константи коагуляції дає можливість визначати розмір частинок за швидкістю коагуляції аерозолію.

З наведених вище рівнянь ясно, що обернена концентрація частинок при броунівській коагуляції прямо пропорційно залежить від часу. Це означає, що на графіку ця залежність можна відтворити прямою лінією. Крім того, нахил цієї прямої залежатиме від коефіцієнта дифузії частинок D , тобто від розмірів частинок. Якщо вимірювати концентрацію аерозолію в замкнутій посудині достатньо довго, то по нахилу знайденої прямої $n^{-1}(t)$ можна, отже, визначити середній розмір частинок.

Для опису коагуляції частинок двох різних розмірів використовують константу коагуляції:

$$K_{12}(d_1, d_2) = 4\pi \frac{d_1 + d_2}{2} \frac{D_1 + D_2}{2} \quad \text{або} \quad K_{12}(d_1, d_2) = 4\pi d_{1,2} D_{1,2}, \quad (5.15)$$

де d_1, d_2 – радіуси частинок, D_1, D_2 – коефіцієнти дифузії частинок.

Константа коагуляції K_{12} швидко росте по мірі збільшення відношення розмірів частинок. При коагуляції крупних і дрібних частинок розмір конгломератів практично не відрізняється від розміру крупних частинок.

5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

Тому в полідисперсних аерозолях дрібні частинки швидко поглинаються великими, тобто в процесі коагуляції полідисперсність не зростає.

У загальному випадку константа коагуляції полідисперсного аерозолю виражається формулою:

$$K = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} K_{12}(d_1, d_2) f(d_1, t) f(d_2, t) dd_1 dd_2,$$

де $f(d, t)$ – функція розподілу розмірів частинок в момент часу t .

Задача. Обчислити значення константи коагуляції для частинок діаметром 0.07 і 3 мкм в повітрі при температурі 20 °С.

Розв'язок. Визначимо коефіцієнти дифузії частинок:

$$D_1 = kT \frac{1 + 2L/d_1 \cdot 1.657}{3\pi\eta_g d_1} = 1.44 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с} \quad \text{і} \quad D_2 = kT \frac{1}{3\pi\eta_g d_2} = 7.79 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Константа коагуляції при цьому рівна:

$$K_{12} = 4\pi \frac{0.07 + 3}{2} \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1.44 \cdot 10^{-9} + 7.79 \cdot 10^{-12}}{2} = 1.39 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}.$$

Впливати на швидкість коагуляції можна двома шляхами: або змінити ймовірності зіткнень, або діяти на ефективність їх злипання.

Вплив на ймовірність зіткнень робить розмір частинок, розподіл по масі або розмірам, температура, тиск, розподіл частинок по величині електричного заряду.

Швидкість коагуляції тим більше, чим менше середній розмір частинок. Зі зменшенням концентрації частинок константа коагуляції і швидкість коагуляції зростають.

Згідно з виразом для константи коагуляції $K_0 = 4\pi dD = \frac{4}{3} \frac{kT}{\eta_g} C_c$ швид-

кість коагуляції повинна зростати з температурою. Так, як в'язкість залежить від температури, ця залежність не прямо пропорційна.

Зниження тиску майже не впливає на в'язкість, але збільшує довжину вільного пробігу частинок і входить у поправку Каннінгема. Згідно з дослідними даними швидкість коагуляції росте при зменшенні тиску газу.

Вплив на ефективність злиття частинок робить форма частинок, вплив адсорбованої і сконденсованої на частинках пари, вплив молекулярних сил.

Форма частинок не робить помітного впливу на швидкість коагуляції. Проте, якщо частинки мають форму паличок або ланцюжків, то швидкість коагуляції зростає до 30%.

При значній адсорбції і конденсації сторонньої пари на поверхні аерозольної частинки її форма істотно змінюється, що може привести до зниження швидкості коагуляції за рахунок погіршення умов прилипання.

Броунівська коагуляція грає значну роль лише для субмікронних частинок з радіусом менше 0.1 мкм. Для крупніших частинок її частка мала, тому її іноді не враховують.

5.3. Експериментальне вивчення кінетики броунівської коагуляції аерозолю

Використовується аерозольна камера об'ємом близько 300 л, в якій методом сублімації можна отримувати аерозолі деяких речовин. У камері встановлений невеликий вентилятор, призначений для рівномірного розподілу аерозолю по всій камері. Вимірювання концентрації аерозолю може бути проведено двома методами:

- 1) за допомогою візуального лічильника частинок типу ВДК;
- 2) з використанням лазерного лічильника частинок відповідного типу.

Візуальний лічильник частинок аерозолів ВДК заснований на реєстрації світла, розсіяного окремими частинками при перетині ними променя світла. Це – явище ультрамікроскопії. Схема лічильника ВДК приведена на рис. 5.2. Часто він носить назву потокового ультрамікроскопа.

Проба аерозолю всмоктується в скляну кювету 5, яка складається з двох трубок. Через обидві трубки аерозоль в кюветі освітлюється потоком світла від невеликої лампи 1 з фокусуючими елементами 2, 3, 7. При спо-

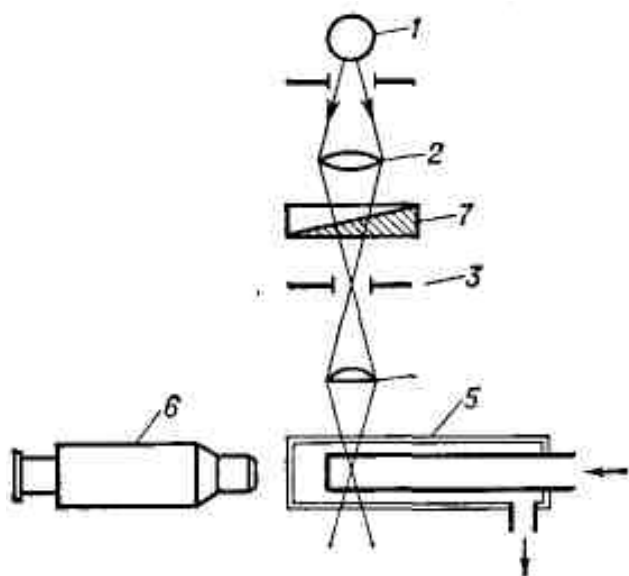


Рис. 5.2. Схема лічильника ВДК

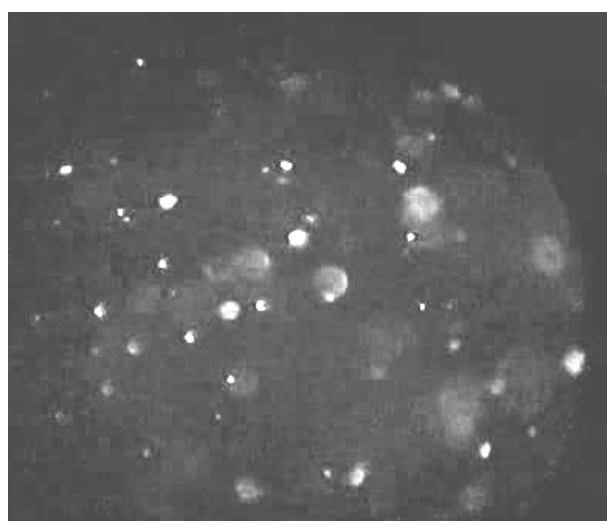


Рис. 5.3. Приклад «спалахів» світла, що спостерігаються через окуляр ВДК

5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

стерезенні в мікроскоп б за освітленою областю всередині кювети через прозоре вікно в трубці при дуже повільній течії аерозолі можна бачити «спалахи» світла, розсіяного частинками при перетині ними світлового променя (рис. 5.3). Знаючи швидкість течії і величину поля зору мікроскопа, легко розрахувати концентрацію аерозолі в кюветі. Для цього необхідно підрахувати число потрапляючих в поле зору частинок за певний час, наприклад, за 1 хвилину.

Підрахунок числа частинок може бути виконаний як візуально, так і за допомогою відеокамери, укріпленої на окулярі мікроскопа лічильника ВДК і сполученої з комп'ютером.

Вимірювання за допомогою ВДК можливі лише для достатньо малих частинок, зазвичай менших, ніж (приблизно) 1 мкм. Інакше аерозоль з проби осіде на дно кювети.

Аналогічні вимірювання концентрації частинок можуть бути виконані за допомогою лазерного лічильника частинок. Процедура отримання даних в цьому випадку прискорюється в багато разів.

Для отримання результатів в аерозольній камері створюється, наприклад, аерозоль при сублимації нашатирю або каніфолі. Броунівська коагуляція – процес повільний, і зміна концентрації аерозолі відбувається протягом багатьох хвилин. Тому вищеописані вимірювання слід проводити кожні 10-15 мін, не частіше.

5.4. Вимушена коагуляція частинок.

Вимушена коагуляція аерозолів відбувається в полі сил, які неоднаково діють на частинки різних розмірів, що і приводить до руху частинок і їх зіткнення.

Гравітаційна коагуляція. Типовим прикладом кінематичної коагуляції є гравітаційна коагуляція, коли під дією сили тяжіння частинки різних розмірів осідають з різними швидкостями і великі частинки можуть зіткнутися і злитися з меншими. Цей процес в хмарах приводить до випадання дощу.

Якщо крупна частинка з діаметром d падає зі швидкістю v , то можна визначити число дрібних частинок (відносно нерухомих), які будуть захоплені за 1 секунду, крупною падаючою частинкою:

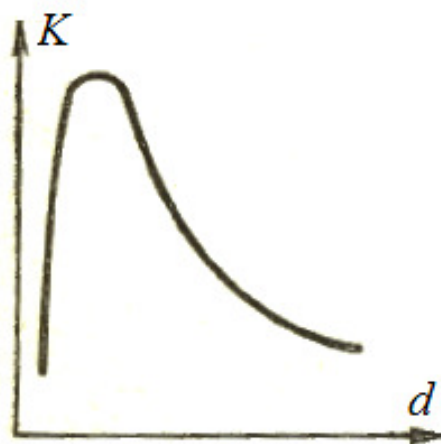


Рис. 5.4. Залежність константи гравітаційної коагуляції від розміру пилових частинок

$$N = \frac{1}{4} \varepsilon \pi d^2 v n,$$

де ε – коефіцієнт захоплення, що характеризує ефективність осадження дрібних частинок на поверхні великій. Він залежить від розміру частинок і від характеру обтікання повітря падаючої частинки (рис. 5.4). Наприклад, щоб ефективність уловлювання пилу була достатньо великою для частинок з середнім діаметром більше 0.5-1.0 мкм, розмір крупних крапель або частинок повинен бути 100-200 мкм.

Якщо для частинок діаметром d менше 1 мкм можна знехтувати гравітаційною коагуляцією, то для $d > 4$ мкм – тепловою.

Градiєнтна коагуляція має місце за наявності поперечного градієнта швидкості в потоці. Поперечний градієнт швидкості газу du/dx виникає при русі в каналах, трубах, поблизу стінки або обтічного тіла. В цьому випадку на частинку діє сила інерції:

$$F_{ин} = m \frac{du}{dt} = m \frac{du}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{m}{2} \frac{d(u^2)}{dx}.$$

Якщо нехтувати впливом інших сил, окрім сил тертя по Стокса, маємо швидкість частинки уперек потоку:

$$v_x = -\frac{m}{6\pi\eta_g d} \frac{d(u^2)}{dx},$$

яка різна для частинок різного діаметру і приводить до зіткнень частинок і їх коагуляції.

По Смолухомському число частинок радіусом r , що осідають на поверхню «поглинаючої» сфери радіусом r_0 за 1 секунду, рівна:

$$N = -\frac{4}{3} n_0 (r_0 + r)^3 \frac{du}{dx}.$$

Для високодисперсних аерозолів ефект коагуляції малий, а для грубодисперсних різко росте при невеликому градієнті швидкості. При турбулентному переносі аерозолу в каналах градієнтна коагуляція в пристінному шарі, де градієнт швидкості великий, може мати високі значення.

Турбулентна коагуляція. Коагуляція залежить від рівня турбулентності потоку. Так, для частинок діаметром 0.2 мкм ефектом турбулентної коагуляції можна знехтувати, а при $d = 20$ мкм – ефект дуже великий.

Акустична коагуляція. Виникає, якщо аерозоль знаходиться в полі високоінтенсивних звукових коливань. Частинки різного розміру по різному залучаються до руху середовищем, що коливається. Це і приводить до їх зближення і зіткнення.

Коагуляція в електричному полі. У відсутності зовнішнього поля для різнойменних частинок без урахування сили тяжіння і при малих швидкостях течії константа коагуляції пропорційна квадрату заряду.

В електричному полі поведінка константи коагуляції представлена на рис. 5.5. Константа коагуляції пропорційна коефіцієнту захоплення ε і відношної швидкості частинки $v_{\text{відн}}$. Електричне поле діє як на величину ε , так і на $v_{\text{відн}}$. При збільшенні величини напруженості поля зі збільшенням швидкості $v_{\text{відн}}$ зростає інерційний пробіг частинки. Це зменшує імпульс притягуючих кулонівських сил і коефіцієнт захоплення буде знижуватися, поки не досягне свого граничного значення для ефекту дотику:

$$\varepsilon_0 = (1 + r / r_0)^2.$$

З подальшим підвищенням напруженості ростиме константа коагуляції. Позитивний ефект накладення електричного поля в процесі коагуляції виявиться лише при досягненні напруженості, умовно названою критичною E_k (рис. 5.5). Значення критичної напруженості росте зі зростанням заряду частинки. При цьому константа коагуляції пропорційна заряду.

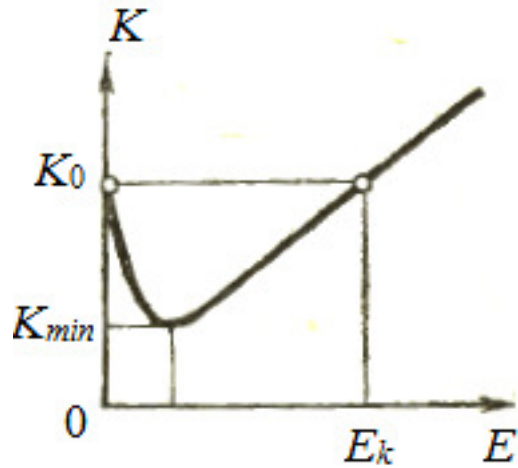


Рис. 5.5. Залежність константи коагуляції від напруженості електричного поля

5.5. Термофорез. Дифузіофорез. Фотофорез

Термофоретичний рух аерозольних частинок. Якщо в аерозолі існує температурний градієнт, то частинки рухаються вздовж ліній температурного поля у бік зниження температури (**термофорез**). Термофорез обумовлений тим, що молекули повітря перед частинкою прогріваються сильніше і з більшою силою ударяють об частинку, чим молекули повітря за нею. Термофорез супроводжується **термопреципітацією** – осадженням частинок на холодних ділянках нерівномірно нагрітого тіла.

При потраплянні частинки між теплою і холодною поверхнями, вони рухаються до останньої і осідають на ній. Це пояснює виникнення поблизу нагрітих тіл вільного від пилу газового шару.

Для випадку малості довжини вільного пробігу молекули газу в порівнянні з розміром частинки ($L_g \ll d$) Ейнштейн отримав вираз для термофоретичної сили, що діє на частинку діаметром d у вигляді:

$$\vec{F}_t = -9\pi \frac{d}{2} \frac{\eta_g^2}{\rho_g T} \frac{\lambda_g}{2\lambda_g + \lambda} \vec{\nabla} T, \quad (5.16)$$

де η_g, ρ_g – динамічна в'язкість і густина газу; λ_g, λ – коефіцієнт теплопровідності газу і частинки.

5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

У разі ж істотного перевищення довжини вільного пробігу молекули газу в порівнянні з розміром частинки ($L_g \gg d$), то термофоретична сила є результуючою імпульсів, що передаються частинці бомбардуючими молекулами. Згідно з Ейнштейном термофоретична сила в цьому випадку має наступний вигляд:

$$\vec{F}_t = -\frac{1}{8} \frac{pL_g}{T} \pi d^2 \vec{\nabla} T,$$

де p – тиск газу, L_g – середня довжина вільного пробігу молекул.

Швидкість термофоретического руху можна визначити по формулі:

$$\vec{u}_t = \frac{\vec{F}_t}{B}, \quad B = \frac{\tau}{m},$$

де B – рухливість частинки, m – маса частинки, τ – час релаксації. Для високодисперсних частинок

$$B = (3\pi\eta_g d)^{-1}, \quad \tau = \frac{1}{18} \frac{\rho}{\eta_g} d^2.$$

Нагрівання односторонньо інтенсивним пучком світла поверхні частинки, примушує їх рухатися або в напрямі випромінювання (**позитивний фотофорез**), або проти нього (**негативний фотофорез**). Якщо сильніше нагрівається сторона частинки, звернена до джерела світла, то за рахунок бомбардування цієї сторони молекулами навколишнього газу частинка зміщується від джерела світла. Якщо ж сильніше нагрівається протилежна сторона частинки (рідка частинка з прозорими стінками), то виходить зворотний ефект. Спостерігаючий ефект залежить від розміру і форми частинок, прозорості речовини частинки для різних довжин хвиль і різниці фаз в падаючій, заломленій і відбитій світлових хвилях.

Силу фотофорезу можна обчислити за формулою:

$$\vec{F}_f = -\frac{3\pi}{4} \frac{Rd}{pM} \frac{\eta_g^2}{\lambda_g + \lambda} I_0, \quad (5.17)$$

де I_0 – інтенсивність потоку джерела випромінювання Вт/м², M – молекулярна маса газу, R – універсальна газова постійна.

Рідина, що випаровується з поверхні, може створювати вільний від пилу шар. При цьому спостерігається переміщення аерозольних частинок у напрямку до краплі, на якій конденсується пара (**дифузіофорез**). При випаровуванні з поверхні утворюється градієнт концентрації пари. Оскільки загальний тиск повинен залишатися сталим, виникає гідродинамічна течія повітря до поверхні, названа **стефанівською течією**, яка компенсує дифузійний потік пари. Ця течія може привести частинки аерозолі до дотику з краплею.

Швидкість дифузіофорезу сферичних частинок, діаметр яких менший за середню довжину вільного пробігу молекул газу, можна оцінити як:

5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ АЕРОЗОЛЬНИХ ЧАСТИНОК І ЇХ КОАГУЛЯЦІЯ

$$u_D = - \frac{\sqrt{m_1}}{\gamma_1 \sqrt{m_1} + \gamma_2 \sqrt{m_2}} \cdot \frac{D}{\gamma_1} \cdot \frac{d\gamma_1}{dx}, \quad (5.18)$$

де D – коефіцієнт дифузії пари в газі, m_1 , m_2 – маси молекул пари і газу; γ_1 , γ_2 – відносні молярні концентрації пари і газу.

Завдання для самостійного вирішення:

1. Визначити коефіцієнт дифузії в повітрі для частинок діаметром 5 мкм і густиною 1000 кг/м^3 при $20 \text{ }^\circ\text{C}$. Порівняти результати з коефіцієнтом дифузії частинки діаметром 0.5 мкм, а також для температури $100 \text{ }^\circ\text{C}$.

2. Аерозоль тютюнового диму, що містить частинки діаметром 0.25 мкм, відібрали в сферичну колбу діаметром 5 см. Скільки часу буде потрібно частинці, що знаходиться в центрі, щоб досягти стінки колби?

3. Визначити середнє число оборотів, яке здійснює за 1 хвилину частинка діаметром 5 мкм у повітрі при температурі $20 \text{ }^\circ\text{C}$.

4. Використовуючи барометричну формулу, розрахувати висоту, до якої будуть розподілено 50 % частинок діаметром 0.05 мкм і густиною 10^3 кг/м^3 внаслідок зіткнень з молекулами.

5. Скільки триватиме експеримент по дифузії частинок діаметром 0.01 мкм і густиною 1000 кг/м^3 , щоб помилка у вимірюванні складала не більше 1%?

6. У аерозольну хмару, що має концентрацію 10^{11} м^{-3} частинок діаметром 0.02 мкм, вносять скляну пластинку розміром 4 x 4 см. Якщо у полі зору мікроскопа 50 x 50 мкм пораховано 100 частинок, то яке середнє число частинок, що осіли на одиницю площі пластинки і як довго пластинка знаходилася в аерозольній хмарі?

7. Розрахувати число частинок діаметром 0.1 мкм, що осідають за 1 годину на 1 см^2 стінки, що знаходиться в напівнескінченному просторі з концентрацією аерозолю 10^8 м^{-3} .

8. Обчислити значення константи коагуляції для сферичних частинок діаметром 1.0 і 0.1 мкм.

9. Частинки діаметром 1 мкм коагулюють в атмосфері, тиск якої 670 кПа і температура $85 \text{ }^\circ\text{C}$. Обчислити значення константи коагуляції.

Розділ 6. ОСНОВИ ПИЛОВЛОВЛЮВАННЯ

6.1. Оцінка ефективності пиловловлювання

Головним показником ефективності роботи пиловловлюючих апаратів є ступінь очищення газу. Ступінь очищення виражається відношенням кількості уловленого пилу до всього об'єму пилу, що поступив разом з газом:

$$\eta = \frac{G_{\text{улов}}}{G_0} = \frac{\dot{V}_1 c_1 - \dot{V}_2 c_2}{\dot{V}_1 c_1} = 1 - \frac{\dot{V}_2 c_2}{\dot{V}_1 c_1},$$

де $G_{\text{улов}}$ – кількість пилу, уловленого апаратом, кг; G_0 – кількість всього пилу, що поступив в апарат, кг; \dot{V}_1 і \dot{V}_2 – витрата повітря, що містить пил, на вході і на виході пристрою, відповідно, м³/с; c_1 і c_2 – масові концентрації пилу в повітрі на вході і на виході пристрою, кг/м³.

В тому випадку, якщо в пиловловлювачі немає підсосу повітря і відсутній витік повітря, то приймають $\dot{V}_1 = \dot{V}_2$, а ефективність роботи апарату визначається так:

$$\eta = 1 - \frac{c_2}{c_1}. \quad (6.1)$$

Для визначення кінцевої запиленості або порівняння відносної запиленості газів на виході різних апаратів застосовують коефіцієнт проскакування, який виражається через ефективність пиловловлювання:

$$\varepsilon = 1 - \eta.$$

На практиці часто застосовують фракційну ефективність очищення, яке дозволяє визначити ступінь очищення газу від частинок вказаного розміру:

$$\eta_\phi = \frac{\Phi_1 - \Phi_2 (1 - \eta)}{\Phi_1},$$

де Φ_1 і Φ_2 – вміст фракції в газах на вході і виході, відповідно %.

Набувши по кожній фракції значення ефективності очищення, можна дізнатися ефективність роботи пиловловлювача в цілому:

$$\eta = \sum_k \eta_{\phi_k} \Phi_k / 100.$$

Важливою властивістю пиловловлюючих пристроїв є те, що ефективність уловлювання даного розміру частинок (**фракційна ефективність уловлювання**), збільшується з розміром частинок. Якщо ефективність уловлювання для даного розміру є доброю (наприклад, 90% при 10 мкм), то для частинок більшого розміру ефективність буде ще краще.

6.2. Загальна характеристика механізмів і приладів пиловловлювання

Можна виділити шість механізмів уловлювання частинок:

- гравітаційне осідання;

- відцентрове зіткнення;
- інерційне зіткнення;
- пряме захоплення;
- дифузія;
- електростатичні ефекти.

На рис. 6.1 представлена спрощена модель інерційного зіткнення, прямого захоплення та дифузії. Частинки переносяться практично з тією ж швидкістю, що і основний газовий потік. Молекули газу через свою надзвичайну легкість огинають будь-яке тіло. Тверді частинки з великими масами через інерцію чинять опір змінам руху.

Інерційне зіткнення (рис. 6.1a) властиво відносно крупним частинкам, які рухаються по курсу зіткнення із захоплюючим тілом.

При **прямому захопленні** (рис. 6.1b) деякі з дрібніших частинок можуть вступати в контакт із захоплюючим тілом в точці найбільшого до нього наближення. Це відбувається через те, що лінії струму газу стискаються при обтіканні тіла і радіус частинки може опинитися більше, ніж відстань між лінією струму, по якій слідує частинка, і захоплюючим тілом.

При захопленні шляхом **дифузії** (рис. 6.1c) дуже дрібні частинки (звичай менше 1 мкм) зіштовхуються із захоплюючим тілом в результаті хаотичного (броунівського) руху або дифузії.

Може виникнути необхідність покриття поверхні захоплюючого тіла якою-небудь речовиною. Оскільки частинки пилу можуть відскакувати при зіткненні і повертатися знову в газовий потік, покриття знижує ймовірність того, що частинка, яка захоплюється пізніше, може збити вже осаджені частинки.

Ще одним механізмом збільшення ефективності захоплення є **агломерація**. При цьому способі збільшується середній розмір частинок, унаслідок чого зростає ймовірність уловлювання частинок. Частинки іноді злипаються просто в результаті міжмолекулярного протягування, але частіше для за-

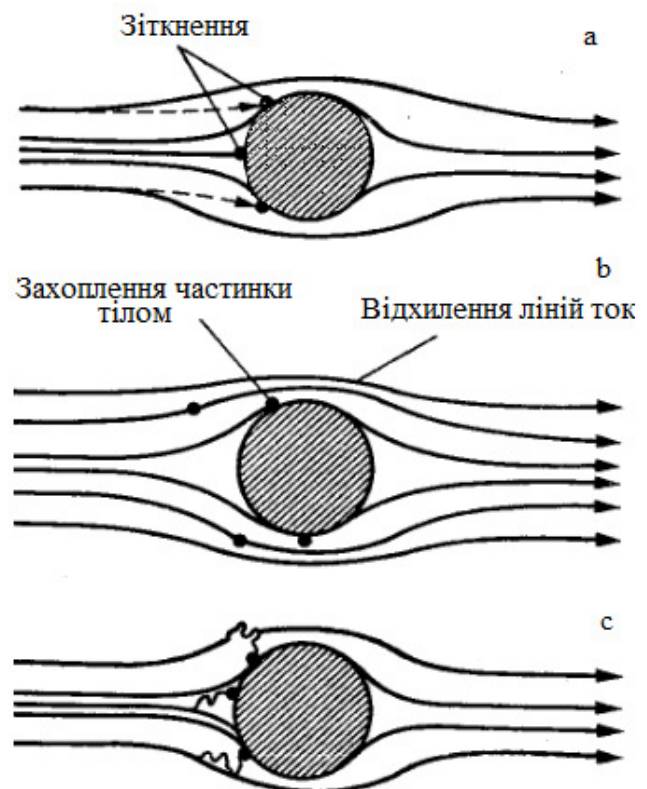


Рис. 6.1. Три способи механічного уловлювання частинок (а - інерційне зіткнення, б - пряме захоплення, с - дифузія)

Класифікація пиловловлюючих пристроїв

Механічні	Сухі		Гравітаційні
			Інерційні
			Відцентрові
		Фільтруючі (фільтри)	Волокнисті
			Сухі вертикальні
			Тканинні
			Зернисті
	Мокрі	Краплинні	
		Плівкові	
		Барботажні	
Електричні	Однозонні	Сухі горизонтальні	
		Сухі вертикальні	
		Мокрі	
	Двוזонні		

безпечення необхідного ступеня агломерації використовуються електростатичні або ультразвукові пристрої.

Вибір пиловловлюючого пристрою залежить від ряду чинників: фізико-хімічні властивості частинок, діапазон об'ємних швидкостей газових потоків, діапазон вхідної концентрації частинок (пилове навантаження), температура і тиск в потоці, вологість, природа газової фази і необхідні параметри потоку, що виходить.

Промислові пиловловлювачі (табл. 6.1) по способу осадження твердих частинок діляться на дві групи:

- пристрої сухого очищення (працюють без використання рідини);
- пристрої, що застосовують для осадження пилу рідину.

Суші пиловловлювачі розділяються на типи в залежності від використовуваної сили, під впливом якої відбувається осадження частинок:

- гравітаційні;
- інерційні;
- відцентрові;
- фільтраційні;
- електричні.

Пиловловлювачі, що застосовують **мокрый спосіб очищення**, діляться на наступні типи:

- краплинні;
- плівкові;
- барботажні.

6.3. Пилоосаджувачі гравітаційні і інерційні. Пилоосаджувальна камера

Принцип дії пилоосаджувальної камери полягає в тому, що усередині даної установки газ рухається настільки поволі, що забруднюючі частинки встигають осісти в результаті дії сили тяжіння. Чим менше висота камери, тим швидше осідають частинки. З цієї причини, всередині таких камер встановлюються горизонтальні перегородки (паралельні або похилі).

Таким чином, поверхня осадження збільшується, а газ розподіляється більш рівномірно по ширині камери. Даний тип апаратів характеризується невисокою ефективністю і великими габаритами. Такі установки використовують тільки для первинного грубого очищення газів.

Найбільш простий по конструкції являється **пилова (осаджувальна) камера** (рис. 6.2а). Осадження твердих частинок в камері відбувається при повільному русі потоку запиленого газу.

Пилові камери відрізняються великими розмірами і низькою ефективністю роботи. Осадження частинок відбувається при ламінарному русі повітряного потоку, швидкість якого повинна складати до 1-2 м/с. При вищій швидкості можливе вторинне віднесення частинок.

Пилові камери можуть використовуватися для уловлювання в тих ви-

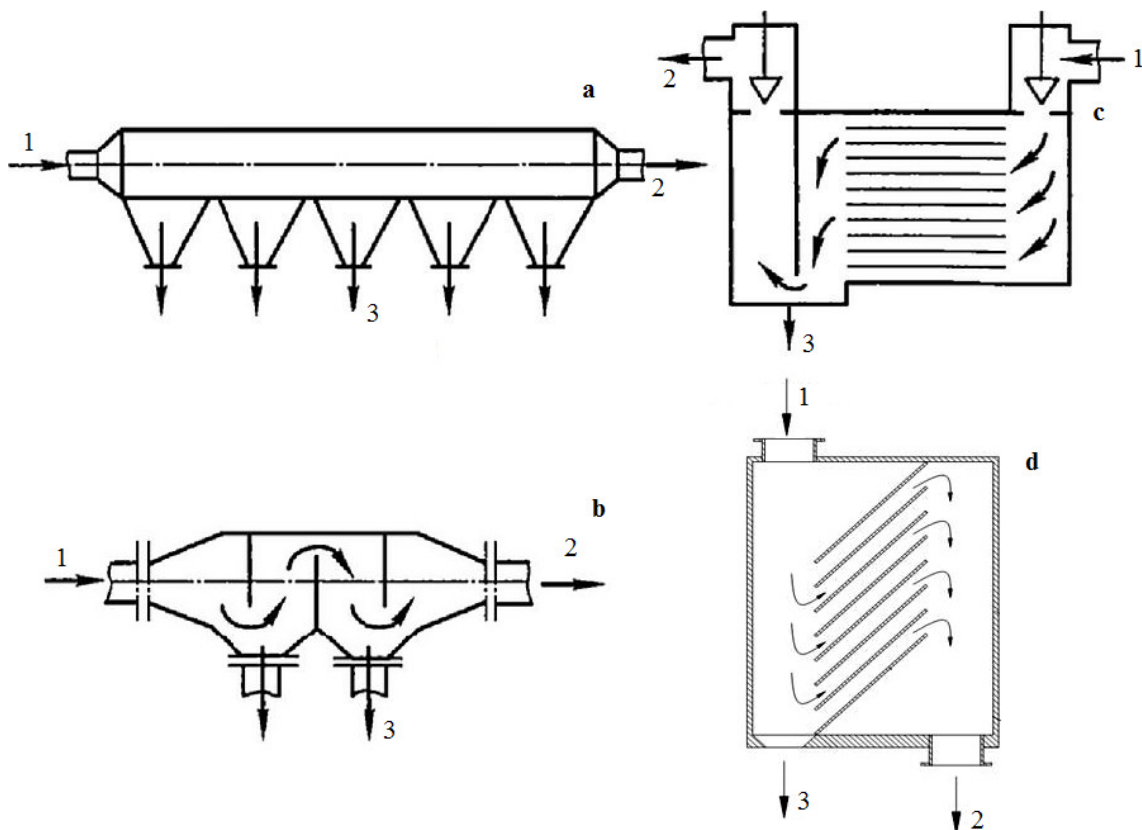


Рис. 6.2. Види пилоосаджувальних камер (а – найпростіша пилоосаджувальна камера, б – камера з перегородками; с – багатополічна осаджувальна камера з горизонтальними полками; д – багатополічна осаджувальна камера з похилими полицями. 1 – подача забрудненого газу, 2 – вихід очищеного газу, 3 – вихід пилу)

падках, коли швидкість осідання (седиментації) частинок пилу перевищує 0.13 м/с. В повітрі кімнатної температури це відповідає частинкам з малою густиною діаметром вище 50 мкм і з достатньою густиною – діаметром вище 10 мкм. Частинки менших розмірів вимагають надзвичайно великих горизонтальних шляхів осідання, що збільшує розміри камери.

Ефективність роботи пилової камери зростає зі збільшенням її площі і зменшенням висоти. Тому для більшої продуктивності камеру оснащують горизонтальними або похилими полицями (рис. 6.2с, d) на відстані 100-300 мм один від одного по вертикалі. Таким чином, при установці n полиць ефективність пилової камери зростає в n разів. Проте, не дивлячись на це, вони здатні зробити газ чистіше не більше ніж на 30-40%. При цьому осідають тільки крупні частинки розміром більше 5 мкм. З цієї причини пилоосаджувальні камери застосовуються для грубого очищення сильно запиленних газів, в яких є відносно крупні частинки.

Щоб підвищити ефективність очищення в пиловій камері і зменшити її розміри, гравітаційне осадження суміщають з **інерційним**. Зокрема, проектується таку конструкцію, в якій різко міняється напрям руху повітряного потоку (рис. 6.2.b). При цьому на частинки починають діяти інерційні сили, що примушують їх прагнути рухатися в колишньому напрямі. В результаті частинки легко відділяються від газового потоку. За таким принципом працюють багато інерційних пиловловлювачів.

Мінімальний розмір частинки, які можуть уловлюватися з ефективністю 100%, визначається теоретично з рівності часу, який потрібний для частинки розміром d опуститися на висоту камери H , і часу перенесення по горизонталі на довжину камери L :

$$t = \frac{H}{v_s} = \frac{L}{u}.$$

Тут u – горизонтальна швидкість газу з пилом, v_s – швидкість седиментації частинок. Якщо використовувати закон Стокса і нехтувати силою Архімеда для визначення швидкості седиментації, то вираз для мінімального розміру частинок, що уловлюються з ефективністю 100%, має вигляд:

$$d_{100\%} = \sqrt{\frac{18\eta_g H \cdot u}{gL\rho_p}}. \quad (6.2)$$

В реальності наявність турбулентних завихорень всередині камери викликає варіації швидкості і напрямку руху потоку. Тому в технічних розрахунках множник 18 замінюють на 36 для кращого узгодження з практикою.

Одним з видів даних установок є **жалюзійний золоуловлювач**. Конструктивно такий апарат є трубою (рис. 6.3а), оснащеною ґратами з похилих перегородок. Функцією перегородок є свого роду фільтрація твердих частинок. Так, зважені частинки золи проходять по трубі з потоком газу і ударя-

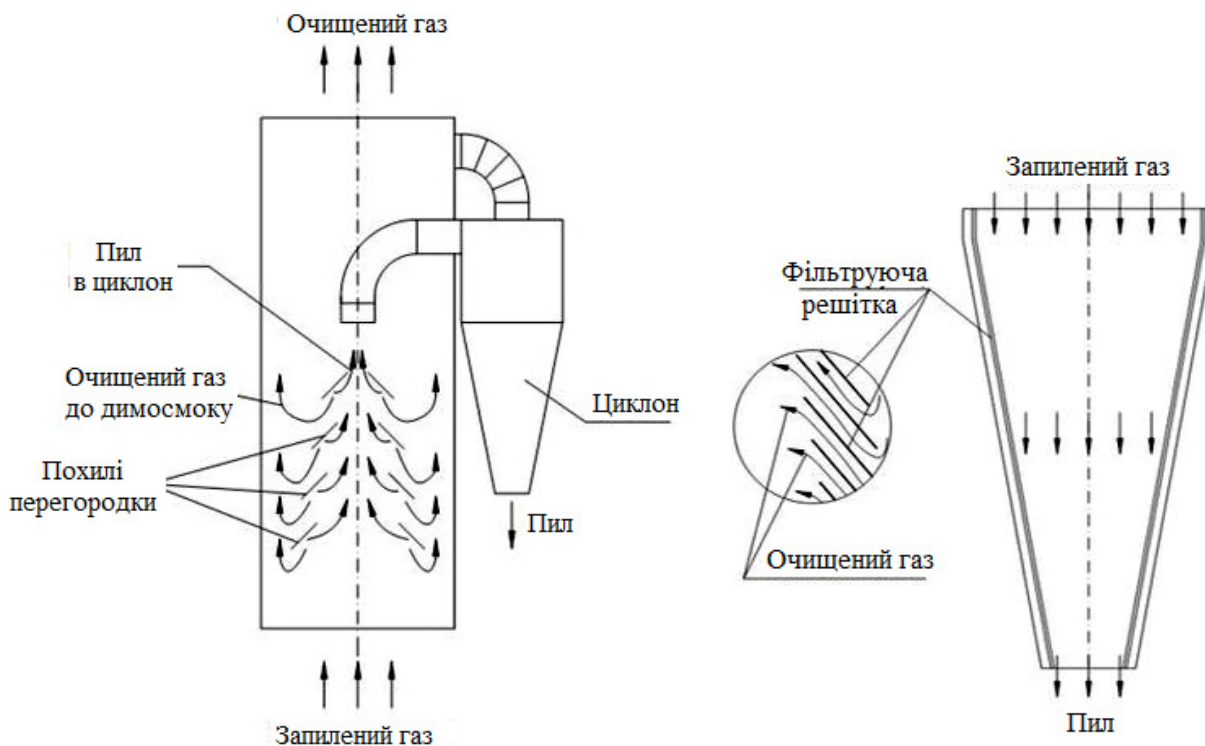


Рис. 6.3. Принципова схема а) жалюзійного зололовлювача і б) інерційного пилоловлювача конічного типу

ються об перегородки. Такий контакт частинок з поверхнею ґрат відкидає їх в протилежну сторону руху загального газового потоку.

Таким чином, з одного боку ґрат скупчується газ з пилом (приблизно 10% від загального потоку), а по іншу очищений газ. Газ з пилом виводиться в зололовлювачі, а потім піддається додатковому очищенню в циклонах. Жалюзійний пилоловлювач дозволяє виділяти частинки розміром більше 20 мкм

У **інерційному пилоловлювачі** конічного типу (рис. 6.3b) газ рухається зверху вниз, крізь ґрати. Ґрати представлені набором кілець, що перекривають один одного, які розташовані на відстані 2-3 мм. Пил і частина запиленого повітря відкидається до осі пилоловлювача. Очищений газ проходить крізь ґрати і віддаляється з кожуха. Запилене повітря виходить через вузький нижній отвір апарату. До переваг інерційних пилоловлювачів прийнято відносити невеликі габарити і простоту конструкції (зокрема відсутність рухомих частин).

6.4. Відцентрові пилоловлювачі

Відцентровий пилоловлювач – найпоширеніший вид механічних пилоловлювачів. Основною перевагою таких пилоловлювачів є їх дешевизна, висока продуктивність, простота механізму, а також достатньо проста і не витратна експлуатація. Вони володіють такими перевагами, як надійна робота при високій температурі і тиску, відсутність рухомих частин, прос-

тота ремонту і виготовлення, а також можливість використання для уловлювання абразивних частинок.

Широке застосування для сухого очищення газів отримали **циклони** (рис. 6.4а). Газовий потік вводиться в циклон через патрубков по дотичній до внутрішньої поверхні корпусу і здійснює обертально-поступальний рух уздовж корпусу до бункера. Під дією відцентрової сили частинки пилу утворюють на стінці циклону пиловий шар, який разом з частиною газу потрапляє в бункер. Відділення частинок пилу від газу, що потрапив в бункер, відбувається при повороті газового потоку в бункері на 180°. Звільнившись від пилу, газовий потік утворює вихор і виходить з бункера, даючи початок вихору газу, що покидає циклон через вихідну трубу. Для нормальної роботи циклону необхідна герметичність. Продуктивність апарату прямо пропорційна його внутрішньому діаметру.

Для очищення великих мас газів застосовують батарейні циклони, що складаються з великого числа паралельно встановлених циклонних елементів. Конструктивно вони об'єднуються в один корпус і мають загальне підведення і відведення газу.

Ротаційні пиловловлювачі (рис. 6.4б) відносять до апаратів відцентрової дії, які одночасно з переміщенням повітря очищують його від фракцій пилу крупніше 5 мкм. Вони володіють великою компактністю, так як вентилятор і пиловловлювач суміщені в одному агрегаті.

Особливістю динамічних пиловловлювачів є те, що в таких апаратах очищення газів від пилу відбувається не тільки за допомогою відцентрової сили, але і за рахунок сили Коріоліса, яка виникає в процесі обертання робочого колеса. У таких пиловловлювачах окрім осадження частинок виконується ще і функція тягодуттєвого пристрою.

Конструкція простих динамічних пиловловлювачів складається з кожуха і робочого колеса. При цьому робоче колесо приводить в рух неочищений газ. А під впливом сили Коріоліса і відцентрової сили з газу виділяються частинки пилу. При роботі колеса вентилятора частинки пилу за рахунок відцентрових сил відкидаються до стінки спіралеподібного кожуха і рухаються по ній у напрямі вихлопного отвору. Газ, збагачений пилом, через вихлопний отвір відводиться в пиловий бункер, а очищений газ поступає в вихлопну трубу. Ротаційні пиловловлювачі забезпечують високу ефективність очищення повітря при уловлюванні порівняно крупних частинок пилу (понад 20-40 мкм).

Динамічні пиловловлювачі діляться на дві групи. Апарати першої групи працюють так, що газовий потік з пилом подається на центральну частину колеса, а частинки пилу, який відділяється в процесі очищення, рухаються в напрямі подачі газу. В пиловловлювачах другої групи частинки пилу переміщуються в напрямі, зворотному руху газу. При цьому неочищений

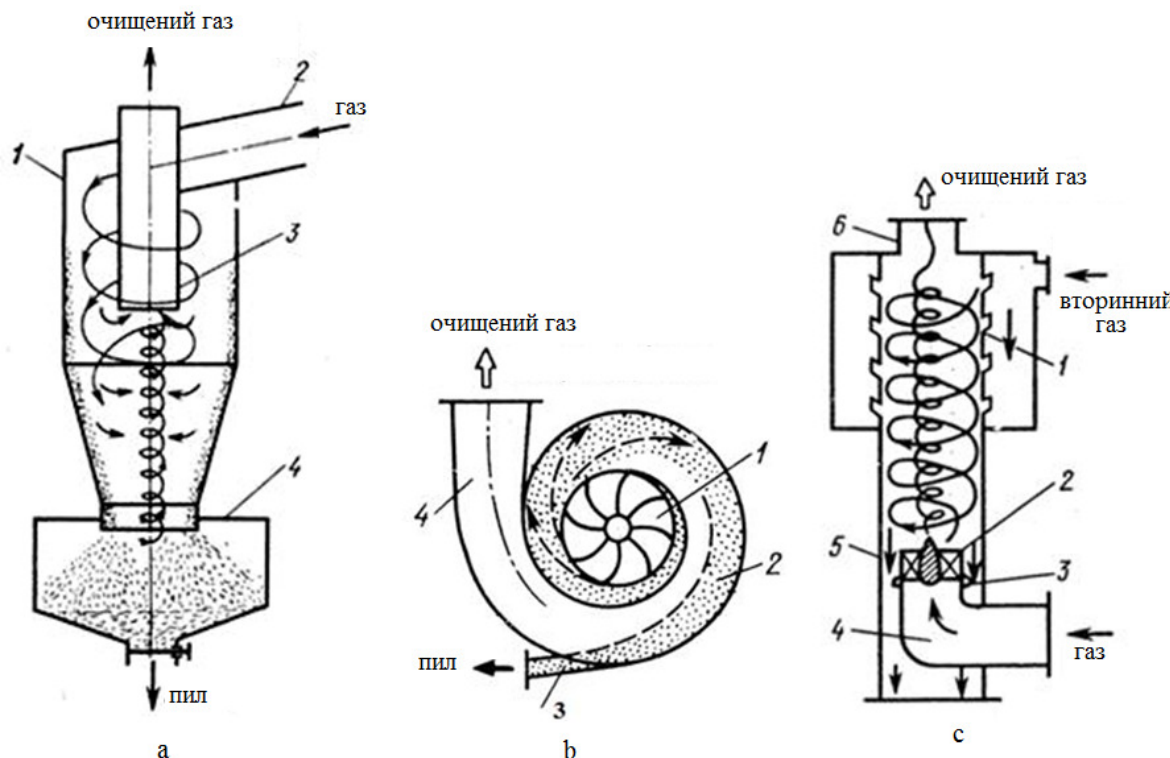


Рис. 6.4. Схеми відцентрових пиловловлювачів:

- а) Циклон: 1 – корпус; 2 – патрубок для вводу забрудненого газу; 3 – вихідна труба; 4 – бункер для збору пилу
- б) Пиловловлювач ротаційного типу. 1 – вентиляторне колесо; 2 – кожух; 3 – пиловловлюючий отвір; 4 – вихлопна труба
- с) Вихровий пиловловлювач. 1 – завихорювач вторинного газу; 2 – завихорювач первинного (очищеного) газу; 3 – підпорна шайба; 4 – патрубок для подачі очищеного газу; 5 – камера пиловловлювача; 6 – вихлопний патрубок

газ всмоктується в отвори барабанів, які знаходяться на його бічній поверхні.

Вихрові пиловловлювачі (рис. 6.4с) також відносять до апаратів відцентрової дії. Відмітна їх особливість – висока ефективність очищення газу від якнайтонших фракцій пилу ($< 3\text{-}5\text{ мкм}$), що дозволяє їм в окремих випадках конкурувати з фільтрами.

Процес очищення відбувається таким чином: запилений газ поступає в камеру через зігнутий патрубок. Для попереднього закручування запиленого газу в камеру вбудований завихорювач лопатки типу "розетки". В ході свого руху вгору до вихлопного патрубку газовий потік піддається дії витікаючих з завихорювача струменів вторинного повітря, які додають потоку обертальний рух. Під дією відцентрових сил частинки пилу спрямовуються до периферії потоку, звідки спіральними струменями вторинного повітря переміщуються до низу апарату в кільцевий міжтрубний простір. Безповоротний спуск пилу в бункер забезпечується підпірною шай-

бою. Вторинне повітря в ході спірального обтікання потоку газу, що очищається, поступово проникає в нього.

Оптимальна кількість вторинного повітря знаходиться в межах 40 – 60% від кількості газу, що очищається. Як вторинний потік може бути використаний повітря навколишнього середовища, очищений газ, запилений газ. З економічної точки зору найбільш вигідне використання забрудненого газу. В цьому випадку продуктивність установки підвищується на 40 – 65% без помітного зниження ефективності очищення.

6.5. Мокрі пилоосаджувачі

Апарати “мокрого” очищення газів мають широке розповсюдження, оскільки характеризуються високою ефективністю очищення від мілкодисперсного пилу з розміром частинок 0.3-1.0 мкм, а також можливістю очищення від пилу гарячих і вибухонебезпечних газів. Проте «мокрі» пиловловлювачі володіють рядом недоліків, що обмежують сферу їх застосування: утворення в процесі очищення **шламу** (з нім. *schlamm* – бруд – відходи продукту, складові пилові і найдрібніші його частини, що отримуються у вигляді осаду при промивці якого-небудь матеріалу), що вимагає спеціальних систем його переробки; винесення вологи в атмосферу і утворення відкладень у відвідних газоходах при охолодженні газів до температури точки роси; необхідність оборотних систем подачі води в пиловловлювач.

Апарати «мокрого» очищення працюють за принципом осадження частинок пилу або на поверхню крапель рідини, або на поверхню плівки рідини. Осадження частинок пилу на рідину відбувається під дією сил інерції, броунівського руху дифузії, при взаємодії електрично заряджених частинок, на процес впливає також випаровування і конденсація. Конструктивно дані апарати поділяють на бризкові скрубери, скрубери Вентурі, апарати ударно-інерційного типу, барботажно-пінні апарати. Найбільше застосування знаходять скрубери.

Одним з простих газоочисних пристроїв мокрого типу є кругла або прямокутна бризкова камера (рис. 6.5a). Забруднений газ рухається вгору, і частинки взаємодіють з рідкими краплями, які викидаються розташованими в перетині газового потоку форсунками. При малих швидкостях руху газу, забруднені краплі під дією сили тяжіння осідатимуть на дно колони. Зверху камери зазвичай встановлюється бризковідбійник, призначений для відділення як надмірних крапель чистої води, так і забруднених крапель, які дуже малі і не можуть опускатися в потоці піднімаючого газу.

Робота скрубера Вентурі (рис. 6.5b) заснована на газовому потоці високої швидкості, який виконує інтенсивне дроблення рідини, яка його зрощує. А завдяки турбулентності газового потоку, а також достатньо великої різ-

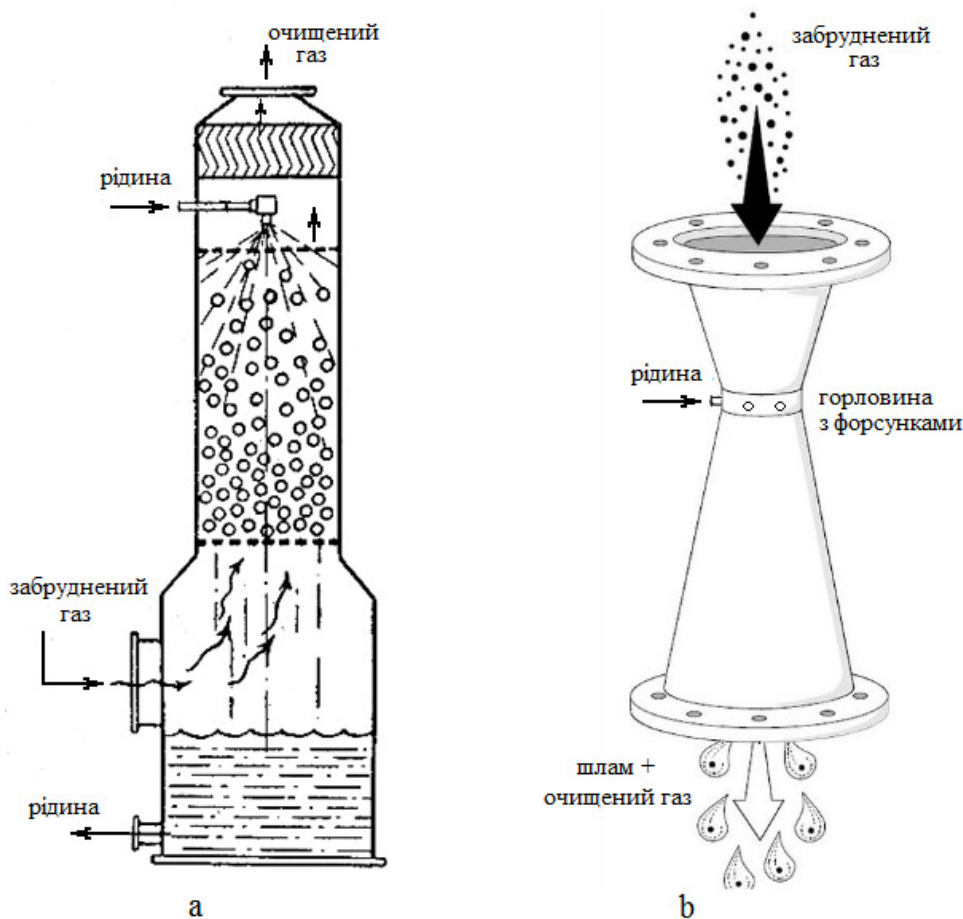


Рис. 6.5. Скрубери (а – брызковий камерний, б – вертикальний скрублер Вентурі)

ниці між швидкістю крапель рідини і частинок, відбувається осадження частинок пилу на краплях рідини, яка її зрошує.

Для того, щоб знизити гідравлічний опір, основна частина скрубера виготовляється у вигляді труби Вентурі, яка плавно звужується на вході газів і розширюється на їх виході. Вхід і вихід газів з'єднуються за допомогою сопла.

Таким чином, основна частина **скрубера Вентурі** (рис. 6.5b) – сопло, в конфузорну частину якого вводиться запилений потік газу і через відцентрові форсунки – рідина на зрошування. У конфузорній частині сопла відбувається розгін газу до швидкості 200 м/с. Процес осадження частинок пилу на краплі рідини визначається масою рідини, розвиненою поверхнею крапель і високою швидкістю частинок рідини і пилу в конфузорній частині сопла. У дифузорній частині сопла потік гальмується до швидкості 20 м/с і подається в краплєвловлювач. Краплєвловлювач зазвичай виконують у вигляді прямоточного циклону. Скрубери Вентурі забезпечують високу ефективність очищення аерозолів з середнім розміром частинок 1-2 мкм при початковій концентрації домішок до 100 г/м^3 . Питома витрата води на зрошування при цьому складає $0.1-6.0 \text{ л/м}^3$.

Для стабільної роботи апарату дуже важливо, щоб було повне і рівномірне зрошування перетину горловини рідини. Саме тому вибір способу зрошування є дуже важливим і впливає на конструкцію апарату.

Найчастіше використовуються три способи зрошування горловини:

1. **Периферійне.** При такому способі зрошування форсунки або сопла вмонтовуються по периметру горловини або конфузора.
2. **Центральне.** Зрошуюча рідина потрапляє на горловину з форсунок, які встановлені в конфузори або перед ним.
3. **Плівкове.** Використовується найчастішим для того, щоб запобігти утворенню на стінках відкладень.

Ефективність уловлювання пилу найсильніше залежить від того, яке питоме зрошування і швидкість газів. Оптимальне відношення швидкості потоку пилу і питомого зрошування насамперед залежить від дисперсного складу пилу. При цьому питома величина зрошування знаходиться в межах 0.5-1.5 л/м³ газів.

Окрім цього, ефективність пиловловлювання залежить від дисперсності крапель розпорошеної рідини. При цьому, чим краплі менше, тим газ краще очищається. Коефіцієнт проскакування можна в спрощеному вигляді оцінити по формулі Колверта:

$$\varepsilon = \exp\left(-\frac{6.1 \cdot 10^{-3} \rho_{liq} \rho_p C_C d^2 f^2 \Delta P}{\eta_g^2}\right), \quad \Delta P = 1.03 u_g^2 L, \quad (6.3)$$

де ΔP – перепад тиску газу на скрубери в Па; u_g – швидкість газу в горловині в м/с; L – відношення об'ємів рідини і газу в л/м³; η_g – в'язкість газу в Па·с; ρ_{liq} і ρ_p – густина рідини і частинки в кг/м³; C_C – поправка Каннінгема; d – діаметр частинок в м; f – дослідний коефіцієнт, що лежить в межах від 0.1 до 0.4.

Апарати ударно-інерційного типу (рис. 6.6а) працюють за принципом осадження частинок пилу на поверхні рідини при повороті газового потоку на 180° при швидкості 20-25 м/с. Добре затримуються частинки розміром більше 20 мкм. Основна перевага апарату - мала витрата води. Пристрій аналогічно радіальному пиловловлювачу.

Барботажно-пінні пиловловлювачі (рис.6.6б). Це апарати, в які газ для очищення поступає під ґрати, проходить через отвори і шар рідини і піни. Частинки пилу поглинаються рідиною, а також адсорбуються на внутрішній поверхні газових міхурів. Режим роботи апарату залежить від швидкості подачі повітря під ґрати. При швидкості до 1.0 м/с здійснюється барботажний режим роботи. Подальше зростання швидкості подачі газу під ґрати до 2.0-2.5 м/с супроводжується виникненням пінного шару, що приводить до підвищення ефективності очищення.

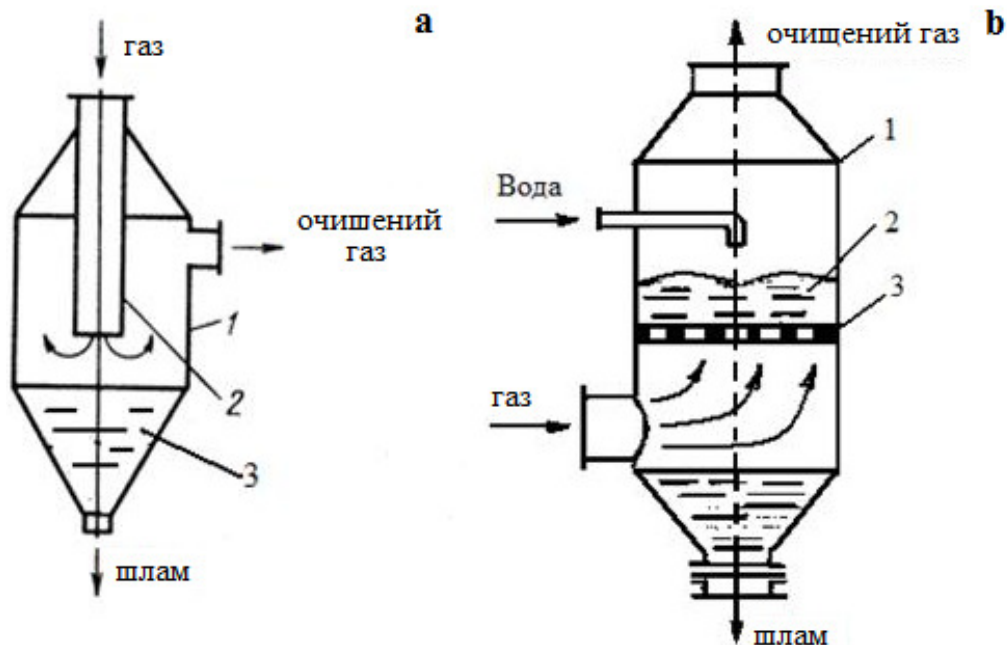


Рис. 6.6а. Апарат ударно-інерційного типу (1 – корпус апарата; 2 – вхідна труба для очищеного газу, 3 – забруднена рідина)

Рис. 6.6б. Барботажно-пінний пиловловлювач (1 – корпус апарата, 2 – шар рідини і піни, 3 – решітка)

Простий скрубєр можна отримати при переобладнанні в **циклон з мокрою плівкою**, де осадження частинок відбувається за допомогою дії відцентрового і інертного механізму. В мокрі циклони рідина підводиться уздовж внутрішніх стінок апарату і в приосьову його зону. Ефективність таких апаратів набагато вища, ніж циклонів, тому що завдяки наявності мокрої плівки не відбувається вторинне віднесення пилу. До того ж такі апарати ефективніше за скрубєри за рахунок того, що швидкість крапель і потоку газу в них набагато вище завдяки відцентровій силі.

6.6. Основи фільтрування

У фільтраційних сепараторах очищення повітря (газу) від аерозольних забруднень (пилу, сажі, краплинної вологи) відбувається при проходженні забрудненого потоку через шар пористого матеріалу. В якості фільтрувального шару використовують тканини, кокс, гравій і ін.

Процес фільтрації заснований на багатьох фізичних явищах:

- ефект зачеплення, зокрема ситовий ефект: аерозольні частинки затримуються в порах і каналах, що мають перетин менше, ніж розміри частинок;

- дія сил інерції: при зміні напрямку руху запиленого потоку частинки відхиляються від цього напрямку і осідають на елементах фільтру;

- броунівський рух: значною мірою визначає переміщення високодисперсних субмікронних частинок;
- дія гравітаційних сил;
- дія електростатичних сил: аерозольні частинки і матеріал фільтру можуть мати електричні заряди або бути нейтральними.

Частка внеску кожного з них може змінюватися від 0 до 1 в залежності від умов, в яких відбувається осадження.

Масивні частинки внаслідок інерції не можуть огинати перешкоду разом з газовим потоком. Зійшовши з лінії струму, частинки можуть зіткнутися з перешкодою або зачепити її. При фільтрації за рахунок інерційного захоплення осідають частинки розміром більше 1 мкм.

Гравітація, дифузія і електростатичні сили роблять вплив на осадження частинок тільки в певних умовах. Гравітаційне осадження може бути помітне, якщо в фільтрувальному середовищі можливе утворення застійних зон, наприклад, в круглих порах і порожнинах.

Частинки розміром менше 0.1 мкм можуть наблизитися до перешкоди, здійснюючи хаотичні переміщення (дифундують) під впливом броунівського руху молекул. Частка дифузійного осадження в уловлюванні крупніших частинок незначна.

За типом структурних елементів пористого шару розрізняють волокнисті, тканинні і зернисті фільтри.

У **волокнистих фільтрах** (наприклад, фільтрувальний папір, картон, вата, пух) фільтруючий шар утворений відносно рівномірно розподіленими тонкими волокнами фільтруючих матеріалів (рис. 6.7). Ці фільтри призначені для уловлювання частинок мілкодисперсного і особливо мілкодисперсного пилу. Волокнисті фільтри можуть бути підрозділені на тонковолокнисті, глибокі і грубоволокнисті фільтри.

Тонковолокнисті фільтри мають діаметри волокон менше 5 мкм і використовуються для уловлювання високодисперсного пилу і інших аерозольних частинок розміром 0.05 – 0.1 мкм з ефективністю по субмікронних частинках не менше 99%. Питоме навантаження (витрата оброблюваних газів на одиницю поверхні фільтру) на фільтри подібного типу знаходиться в межах 0.01 – 0.1 м³/(м²с). Опір чистих фільтрів лежить в межах 200 – 300 Па, а відпрацьованих – 700 – 1500 Па. Фільтри призначені для тривалої роботи (від декількох місяців до декількох років) при невисокому змісті дисперсної домішки (до 0.5 мг/м³) з подальшою заміною, оскільки регенерація (відновлення) відпрацьованих фільтрів неможлива.

Глибокі фільтри – фільтри довготривалого користування. Перший шар фільтру на шляху руху забрудненого середовища складається з грубих волокон, останній шар – з тонких. Діаметр грубих волокон 8 – 19 мкм. Фільтри мають висоту фільтруючого шару від 0.3 до 2 м і розраховані на роботу при тиску до 0.3 МПа. Фільтр періодично стерилізують водяною

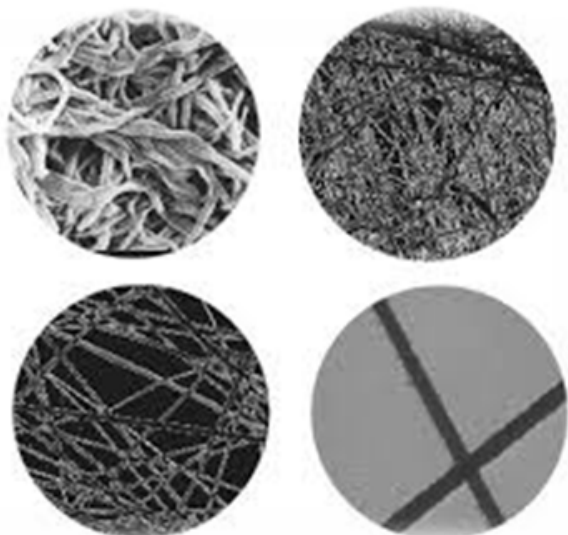


Рис. 6.7. Зразки волокнистих фільтрів

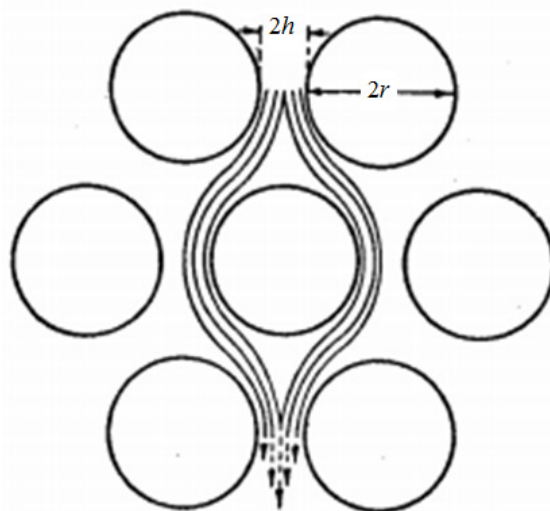


Рис. 6.8. Модель волокнистого фільтра

парою, потім просушують сухим повітрям. Розраховані на термін служби 10 – 20 років.

Грубоволокнисті фільтри (передфільтри) використовують перед тонковолокнистими фільтрами для попереднього очищення повітря (газів). Завдяки цьому знижується вартість очищення, оскільки вартість грубоволокнистих фільтрів майже в 10 разів нижче тонковолокнистих, їх легко замінювати або регенерувати. Фільтрувальний матеріал передфільтру складається з суміші волокон діаметром від 1 до 20 мкм. Грубоволокнисті фільтри відрізняються низьким початковим опором (близько 100 Па) і високою пилоємністю. При питомому навантаженні $0.05 - 1 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ фільтри повинні повністю уловлювати частинки більше 1 мкм.

Волокнисті фільтри внаслідок їх порівняно великого гідравлічного опору в більшості випадків експлуатуються при малих швидкостях течії, при яких їх опір пропорційно першого ступеня швидкості (ламінарний характер перебігу). Течія газу в волокнистих фільтрах носить дуже складний характер, так як потік безперервно змінює напрямок, огинаючи хаотично розташовані волокна. Для оцінки величини осадження аерозолів у волокнистих фільтрах можна розглянути ідеалізовану модель фільтра (рис. 6.8), що складається в поперечному розрізі з системи однакових паралельних циліндрів (волокон), розташованих у шаховому порядку на відстані $2h$ один від одного. Так як поруватість (об'єм пор в 1 м^3 матеріалу) в фільтрувальних папері і картону варіюється приблизно від 0.70 до 0.98, то відношення h/R лежить приблизно в межах 0.6 – 5.0. Визначення поля течії в цій, вкрай спрощеній моделі фільтра представляє дуже великі труднощі. Ще важче, звичайно, обчислення ефективності фільтру.

В якості грубих розрахунків, в припущенні малості часу встановлення пуазейлівського профілю течії між волокнами, концентрацію аерозолу на виході з фільтру можна визначити як:

$$n = n_0 e^{-\alpha}, \quad (6.4)$$

де n_0 – початкова концентрація, α – коефіцієнт поглинання.

Ефективність фільтру (частка затриманих частинок) рівна $E_1 = 1 - e^{-\alpha}$.

Якщо відволіктися від ефекту електростатичних сил, при осадженні аерозолів на волокнистих фільтрах діють чотири механізми: інерційний ефект, ефект зачеплення, седиментація і дифузія частинок.

Інерційний ефект можна розрахувати, як у випадку щільного приладу (імпактора), приймаючи, що лінії струму повертаються не на 90° , а приблизно на $30-45^\circ$. Таким чином, для оцінки коефіцієнта інерційного осадження застосовується формула:

$$\alpha_i = \frac{\tau u_0 H}{2\sqrt{3}h^2}, \quad (6.5)$$

де u_0 – швидкість газу на вході у фільтр, H – товщина фільтру.

Коефіцієнт поглинання завдяки ефекту зачеплення рівний:

$$\alpha_h = \frac{3r^2 H}{2\sqrt{3}h^2 (r + h)}, \quad (6.6)$$

де r – радіус аерозольної частинки.

Коефіцієнт седиментаційного поглинання аерозолу фільтром:

$$\alpha_s = \frac{g\tau H}{\sqrt{3}u_0 r (1 + h/r)^2}. \quad (6.7)$$

Коефіцієнт дифузійного осадження аерозолів у фільтрі рівний:

$$\alpha_D = \frac{2HD^{2/3}}{3^{1/6} u_0^{2/3} r h^{2/3} (1 + h/r)^{5/3}}, \quad (6.8)$$

де D – коефіцієнт дифузії.

Сумарна ефективність дії кожного з механізмів більше окремих доданків, але менше їх арифметичної суми.

Задача. Розрахувати ефективність різних механізмів поглинання аерозолів густиною 1000 кг/м^3 у волокнистому фільтрі завтовшки 2 мм з радіусом волокон 10 мкм і із співвідношенням $h/R = 0.7$ при двох швидкостях перебігу повітря 0.01 м/с і 0.2 м/с . Оцінки провести для частинок розмірів $0.01, 0.03, 0.1, 0.3, 1, 3, 10 \text{ мкм}$.

Розв'язок. Ефективність кожного з механізмів (інерційного осадження E_i , зачеплення E_h , седиментаційного осадження E_s і дифузійного осадження E_D) визначимо по узагальненій формулі $E = 1 - e^{-\alpha}$ виражену в %. Результати пред-

Таблиця 6.2

Ефективність різних механізмів поглинання аерозолів

d , мкм	$u_0 = 0.01$ м/с				$u_0 = 0.2$ м/с			
	E_i , %	E_h , %	E_s , %	E_D , %	E_i , %	E_h , %	E_s , %	E_D , %
0.01	0	0	0	100	0	0	0	84
0.03	0	0	0	100	1	0	0	59
0.1	0	1	0	95	7	1	0	33
0.3	3	5	1	75	47	5	0	17
1	30	41	11	47	100	41	1	8
3	96	99	66	26	100	99	5	4
10	100	100	100	13	100	100	45	2

ставимо в табл. 6.2. Для розрахунку коефіцієнта дифузії частинок аерозолію використовуємо формулу $D = (\tau/m)kT$ при 293 К.

Для частинок діаметром менше 0.1 мкм найефективніше виявляється дифузійне осадження, а для діаметрів більше 1 мкм – інерційне осадження і зачеплення. Ефект седиментації зазвичай малий. Отже, при дуже малих значеннях діаметру частинок ефективність фільтрів повинна бути 100%. Таким чином, крива ефективності фільтру від діаметру має мінімум при деякому розмірі.

Тканинні фільтри служать для затримання порівняно грубих аерозолів. Рукавні тканинні фільтри застосовуються для очищення великих об'ємів повітря (газів) із значною концентрацією пилу. Фільтруючими елементами в цих апаратах є рукави зі спеціальної фільтрувальної тканини. Всмоктуючі фільтри встановлюються до вентилятора, тобто на його всмоктуючій лінії, недоліком якої є наявність значних підсосів повітря. Нагнітальні рукавні фільтри встановлюються на нагнітальній лінії в приміщенні, куди поступає очищене повітря. Недоліком нагнітальних фільтрів, є надходження повітря після фільтрів в приміщення, що за наявності нещільності в рукавах приводить до вибивання пилу в приміщення. До того ж запилене повітря проходить через вентилятор, що викликає швидший знос вентилятора.

В тканинних фільтрах застосовуються ткани або валяльні матеріали, що виконують роль підкладки для фільтруючого середовища, яким є первинний шар уловленого пилу. Тканини для фільтрів виготовляють з натуральних або синтетичних волокон діаметром 10 – 30 мкм, які скручуються в нитці діаметром близько 0.5 мм. Розміри пор між нитками зазвичай складають 100 – 200 мкм.

При проходженні запиленого повітря (газу) через тканину пилові частинки затримуються між нитками і ворсом. Наявність ворсу підвищує ефективність фільтрації. Ворс повинен бути обернений назустріч запилен-

ному потоку. При русі запиленого потоку повітря притискує ворсинки до тканини. При зворотному продуванні відбувається випрямлення ворсинок, і пилові частинки, що накопичилися, віддаляються. Якщо ж ворс буде направлений в протилежну сторону, то кількість затриманого пилу зменшується, оскільки відбувається випрямлення ворсинок. Ускладнюється і регенерація фільтру, оскільки ворсинки притискаються до ниток і перешкоджають відділенню пилу від тканини.

Чиста тканина не забезпечує необхідну ефективність очищення. Після регенерації на тканині залишається деякий шар пилу. Після декількох циклів (запилення - регенерація і т. д.) тканина набуває робочий стан. В ній створюється залишковий шар пилу, який разом з тканиною утворює фільтруючий шар. В процесі фільтрації цей шар збільшується. Після чергової регенерації він зменшується до залишкової величини і опір тканини стабілізується. Проте в деяких випадках опір тканини безперервно росте, в зв'язку з чим зменшується перетин пор при осадженні між волокнами тканини пилових частинок, конденсації вологи на поверхні, замасленні тканини і так далі.

Регенерація фільтрувальної тканини рукавів проводиться шляхом механічної або аеродинамічної дії на фільтрувальну тканину з метою руйнування і видалення шару осівшого пилу.

Основну роль в тканинних фільтрах грає інерційне осадження частинок на нитках. Якщо відношення просвіту між нитками $2h$ до їх діаметру $d = 2r$ більше 1, то перенос газу через тканину мало відрізняється від обтікання ізольованих ниток, і при цьому ефективність фільтру при малих швидкостях течії дуже невелика.

Проте при зменшенні h/r лінії струму наближаються до поверхні ниток, і ефективність осадження повинна значно збільшитися. На жаль, розподіл швидкостей в газі, що протікає через щільну тканину ($h/R < 1$), зазвичай невідомий.

Досліди з багатошаровими тканинними фільтрами показали, що концентрація n_k аерозолю, що пройшов через k шарів, може бути приблизно виражена формулою:

$$n_k = n_0 \exp(-k\alpha),$$

де n_0 – початкова концентрація.

Це співвідношення справедливо тільки в тому випадку, якщо кожен шар пропускає одну і ту ж частку частинок $e^{-\alpha}$, що входять до нього. В полідисперсних аерозолях α має різну величину для різних фракцій. Для частинок з радіусом, що перевищує 0.1 мкм, α збільшується зі зростанням їх розміру, тому в лобових шарах фільтра затримуються, головним чином, більші частки. Так як великі частки швидко забивають лобові шари фільтра, останні рекомендується час від часу змінювати.

Зернисті фільтри використовують при високій температурі середовища. Фільтруючий шар в зернистих фільтрах утворений зернами сферичної або іншої форми. Можуть використовуватися при високих температурах (до 500 – 800 °С), коли неможливо застосовувати тканинні. Розрізняють насипні зернисті фільтри (наприклад, пісок, шлак), в яких елементи

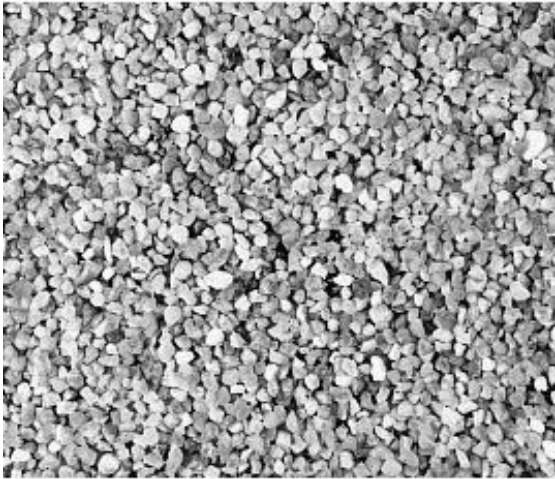


Рис. 6.9. Зернистий фільтр

фільтруючого шару, не зв'язані жорстко один з одним, і жорсткі зернисті фільтри (наприклад, керамічні), в яких ці елементи міцно зв'язані між собою шляхом спікання, пресування, склеювання і утворюють міцну нерухому систему. Останні володіють значною стійкістю до високої температури, корозії і механічних навантажень. Недоліком зернистих фільтрів є висока вартість, великий гідравлічний опір, складність регенерації.

Розділ 7. ВДИХАННЯ МЕДИЧНИХ АЕРОЗОЛІВ ЛЮДИНОЮ

7.1. Осадження аерозолів в дихальних шляхах

Ніс є проходом, через який в організм потрапляє повітря. Але, перш ніж це повітря потрапляє в легені, воно повинне піддатися певній обробці, бути зігрітим і очищеним.

Щохвилини, вдень і вночі, людина вдихає мільйони частинок пилу, причому незалежно від того, де вона живе. Лише над океаном, не менше ніж в 1000 км від берега, повітря абсолютно чисте від пилу. Навіть коли ми вдихаємо чисте замське повітря, ми отримуємо разом з ним не менше півмільйона частинок пилу!

Значна частина частинок пилу, що потрапляють з повітрям, видаляється за допомогою носа. Первинне очищення повітря відбувається за допомогою щетинистих волосків, розташованих біля входу в ніс. Тут фільтруються найгрубіші частинки пилу (рис. 7.1). Починаючи від носа і кінчаючи входом в легені, дихальні шляхи покриті клітками з найдрібнішими волосками, зростаючими з них. Ці волоски називаються віями.

Слиз у нас в носі абсолютно прозорий. Причина того, що він стає сіро-зеленим, полягає в тому, що вії виводять вгору по повітряних шляхах в ніс крихітні частинки пилу, де вони перемішуються зі слизом.

Разом з пилом при диханні до нас в ніс потрапляють всілякі бактерії. Ці бактерії прилипають до слизистої оболонки нашого носа. А оскільки слиз є антисептиком, то вона вбиває багато бактерій.

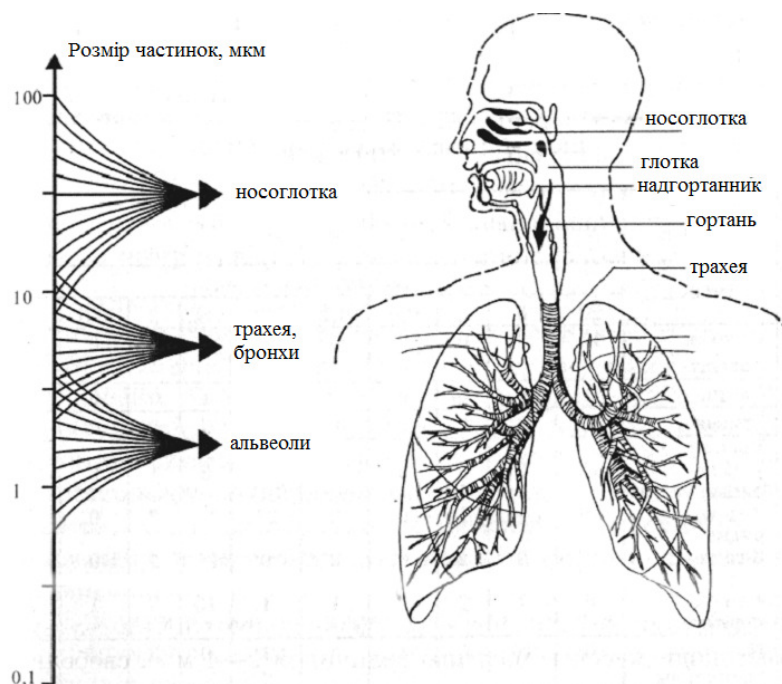


Рис. 7.1. Проникання аерозолів в різні частини дихальної системи людини в залежності від розмірів частинок

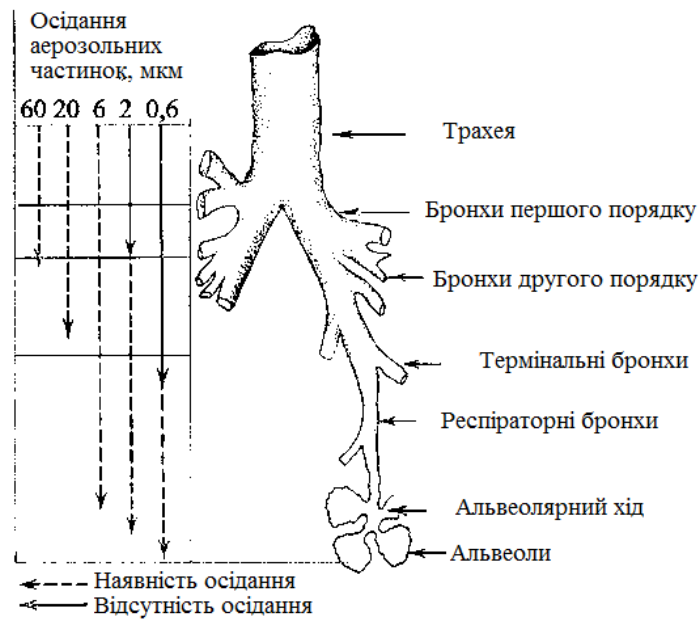


Рис. 7.2. Осідання аерозолів в різних частинах дихальної системи людини в залежності від розмірів частинок

Важливим є не тільки загальна кількість осівшого пилу при даній швидкості і глибині дихання, але і розподіл осаду в різних частинах дихальної системи. Пил, що осів в верхніх дихальних шляхах (носоглотці, трахеї, бронхах) приносить порівняно мало шкоди: вона видаляється віями, відкашлюванням і т. д. Значно шкідливіше пил, що потрапив в легеневі альвеоли: він видаляються з них з великими труднощами (рис. 7.2). З іншого боку, при лікуванні деяких хвороб лікарськими аерозолями важливо, щоб аерозолі осаджувалися більш повно і головним чином у легенях.

Для вивчення осадження аерозолів в дихальних шляхах використовують три основних метода:

1. **Мікроскопічне дослідження** зрізів з легенів, бронхів і т. д. відбувається з використанням флуоресціюючого пилу і подальшому спостереженні в ультрафіолетовому освітленні. Так, встановлено, що число і розмір осівших частинок убуває по мірі переходу до глибших частин дихальної системи. Частинки, а особливо агрегати, осідають переважно в розгалуженнях і поворотах дихальних шляхів. Тобто здійснюється інерційне осадження. Із зростанням швидкості дихання, осадження зростає вже в носовій порожнині.

2. **Метод радіоактивних індикаторів** заснований на застосуванні аерозолів, яким надана радіоактивність. В нижніх дихальних шляхах людини можна визначати кількість пилу за допомогою лічильника, приставленого до грудей людини.

3. **Визначення ефективності осадження** по відношенню концентрацій частинок в повітрі при вдиху і видиху. Для визначення розподілу осаду по різних частинах дихальної системи, визначають концентрацію аеро-

Таблиця 7.1

Приняті розміри частин дихальної системи

(N – число, R і L – радіус і довжина, S – загальна площа поперечного перерізу дихальних шляхів, U і t – швидкість і час течії повітря)

Частини дихальних шляхів	N	R , мм	L , мм	S , см ²	U , см/с	t , с
Трахея	1	6.5	110	1.3	150	0.07
Головні бронхи	2	3.7	65	1.1	180	0.04
Бронхи 1-го порядку	12	2.0	30	1.5	130	0.02
Бронхи 2-го порядку	100	1.0	15	3.1	65	0.02
Бронхи 3-го порядку	770	0.75	5	14	14	0.04
Бронхіоли кінцеві	$5.4 \cdot 10^4$	0.30	3	150	1.3	0.22
Бронхіоли альвеолярні	$1.1 \cdot 10^5$	0.25	1,5	220	0.9	0.17
Альвеолярні ходи	$2.6 \cdot 10^7$	0.10	0.2	8200	0.025	0.82
Альвеоли	$5.2 \cdot 10^7$	0.15	–	$1.5 \cdot 10^5$	0	1.2

Таблиця 7.2.

Ефективність осадження аерозолію в різних частинах дихальної системи людини при вдиху/ видиху (швидкість вдиху і видиху 0.2л/с протягом 2с).

Частини дихальних шляхів	Діаметр частинок, мкм						
	0.06	0.2	0.06	2	6	20	60
Трахея	0.16/–	0.08/–	0.03/0.02	0.10/0.16	0.8/1.2	7.8/11.0	67/33
Головні бронхи	0.21/–	0.10/–	0.05/0.03	0.11/0.27	0.7/2.5	6.2/20.0	–
Бронхи 1-го порядку	0.28/–	0.13/–	0.07/0.04	0.07/0.57	0.4/3.8	2.5/20.3	–
Бронхи 2-го порядку	0.55/–	0.26/–	0.13/0.02	0.14/0.52	0.8/2.7	2.9/8.0	–
Бронхи 3-го порядку	1.03/–	0.51/–	0.29/0.02	0.35/0.84	2.0/3.1	5.3/3.8	–
Бронхіоли кінцеві	6.1/–	3.1/–	2.0/–	4.0/0.79	25.4/1.5	10.2/–	–
Бронхіоли альвеолярні	6.3/–	3.2/–	2.0/–	3.7/1.8	16.0/2.5	–	–
Альвеолярні ходи	37.2/–	19.1/–	15.8/–	40.3/1.1	36.6/–	–	–
Альвеоли	14.1	8.6	12.7	41.6	–	–	–
ВСЬОГО	66	35.0	34.2	97.4	100	100	100

золу в окремих фракціях повітря, що видихається: перша фракція – верхні дихальні шляхи, остання – альвеоли.

При диханні через рот повне осадження аерозолів в дихальних шляхах убуває по мірі зростання швидкості дихання, але зростає з розміром частинок. При діаметрах частинок більше 0.4 мкм основну роль відіграє седиментаційне осадження. При цьому значна частина аерозолію осідає під час зупинок дихання між вдихами і видихами. При збільшенні тривалості таких зупинок (затримка дихання після вдиху) ефективність осадження помітно зростає, що рекомендується при лікуванні аерозолями легеневих хвороб.

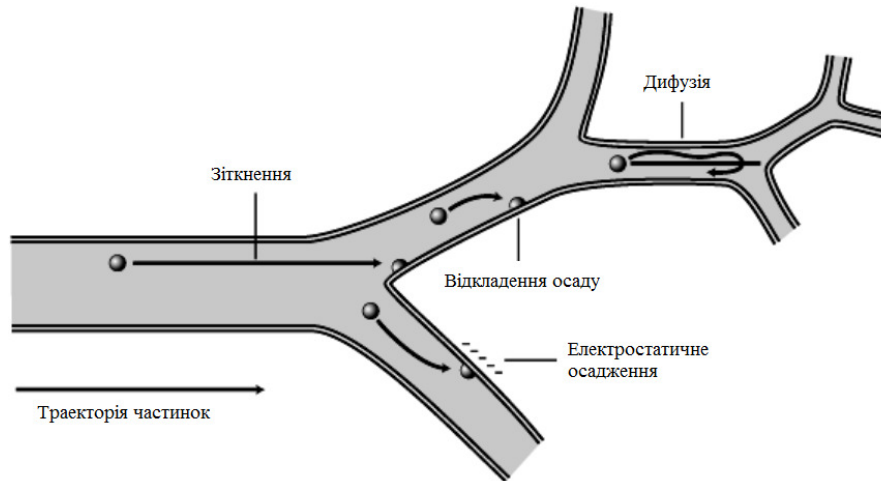


Рис. 7.3. Механізми осадження частинок в легенях

Ефективність осадження в нижніх дихальних шляхах пропорційна проскоку частинок через верхні дихальні шляхи. Зі збільшенням розміру частинок цей проскок зменшується до нуля, а для дуже малих частинок (близько 0.1 мкм) ефективність осадження убиває до порівняно малої величини. Тому крива осадження в нижніх дихальних шляхах від розміру частки має максимум.

Фіндейзен був одним з перших, хто на основі спрощеної моделі дихальної системи (дихальні шляхи – трубки, альвеоли – порожнисті кульки) оцінив відсоток частинок даного розміру, що осідають в кожній частині дихальної системи. Не дивлячись на те, що результати розрахунку (табл. 7.1 і 7.2) досить сильно розходяться з дослідом, вони дають правильну в загальних рисах картину осадження аерозолів в різних частинах дихальної системи.

При застосуванні аерозолів для інгаляцій прагнуть, щоб розмір частинок крапель лікарських препаратів дозволяв їм осісти в бажаному місці дихальної системи. Для забезпечення ефективного осадження в носовій порожнині частки повинні бути більшими 10 мкм, в більш глибоких легеневиx областях - діаметр повинен лежати в межах від 0.5 до 5 мкм. Частинки більше 10 мкм при диханні через рот не проникають далі верхніх бронхів. У носі затримуються більшість частинок більше 5 мкм і дуже мало частинок менше 5 мкм. Близько 80% частинок діаметром 0.2-0.3 мкм видихається назад. При діаметрі менше 0.2 мкм осадження частинок збільшується зі зменшенням їх розміру внаслідок зростання броунівського руху.

Основний механізм осадження дуже крупних частинок в бронхіолах і альвеолах – седиментація. Інерційне осадження дуже крупних частинок грає істотну роль тільки в носоглотці і головних бронхах (рис. 7.3). Осадження за рахунок дифузії починає позначатися лише для частинок дрібніше 2 мкм, а для частинок дрібніше 0.2 мкм цей механізм осадження стає

переважаючим. Швидкість повітря в дихальній системі в міру наближення до альвеол безперервно зменшується. У альвеолах повітря майже нерухоме, тому значна частка частинок, що досягла альвеол, осідає в них.

При фізичному навантаженні швидкість дихання частішає, збільшення лінійної швидкості повітря в дихальних шляхах приводить до зменшення частки частинок, що осідають завдяки седиментації. Інерційне осадження зростає, як і об'єм повітря, що досягає альвеол. Але частка осівших частинок змінюється порівняно мало. В верхніх дихальних шляхах осадження аерозолів залежить від частоти дихання.

7.2. Методи аерозольотерапії

Аерозольотерапія (від «*aer*» (греч.) – повітря, «*therapeia*» (греч.) – лікування) – метод фізіотерапії, який полягає у введенні біологічно активних речовин у вигляді аерозолів у дихальні шляхи хворого, в різні порожнини організму або нанесенні їх на уражені ділянки поверхні тіла. Аерозольотерапія має ряд переваг:

1. лікарські речовини у вигляді аерозолів мають вищу хімічну і фармакологічну активність, ніж звичайні рідкі ліки, внаслідок зростання сумарної поверхні дисперсної фази при розпилюванні;
2. лікарська речовина потрапляє в організм фізіологічним шляхом під час дихання і надає виражену місцеву дію на слизисту оболонку дихальних шляхів. Всмоктуючись через дихальні шляхи, відразу потрапляють в лімфатичну систему легенів, в кров малого кола кровообігу (тобто минавши печінку і велике коло кровообігу) і майже в незмінному вигляді надають фармакологічну дію;
3. лікарська речовина у вигляді аерозолів швидше всмоктується легкими, всмоктуюча поверхня яких (100-120 м²) в багато десятків разів більше всієї поверхні тіла (1-1.5 м²);
4. введення ліків в організм цим способом безболісно;
5. у формі аерозолів можна використовувати лікарські препарати, вживання яких в якій-небудь іншій формі викликає небажані реакції;
6. при аерозольотерапії, як правило, витрачається значно менше препарату, чим при ін'єкціях або вживанні.
7. забезпечується мікробна чистота лікарських препаратів в процесі всього часу використання;
8. лікарські речовини захищені від шкідливої дії навколишнього середовища;
9. аерозольна упаковка забезпечує вихід певної дози лікарського препарату.

Розрізняють природну і штучну аерозольотерапію.

Природна аерозольотерапія – вдихання природного чистого повітря, що містить корисні домішки у вигляді іонів морської води, лікувальної мінеральної води, речовин (ефірних масел, фітонцидів), що виділяються рослинами (хвойними, камфорним деревом, липою, лавром, різними травами і ін.). Природними аерозолями є повітря приморських курортів, що відрізняється підвищеним вмістом йоду, бромю і морських солей; повітря інших курортних місцевостей, що містить домішки фітонцидів, терпенів і інших ароматичних речовин, що виділяються великими рослинними масивами.

Штучна аерозольотерапія може проводитися методом інгаляцій. Інгаляційна терапія (від латів. «*inhalo*» – «вдихаю») – застосування (переважно шляхом вдихання) з лікувальною і профілактичною метою лікарських речовин у вигляді аерозолів або електроаерозолів.

Виділяють п'ять груп аерозолів, вживаних при аерозольотерапії, по ступеню їх дисперсності:

- високодисперсні (0.5-5.0 мкм);
- середньодисперсні (5-25 мкм);
- низькодисперсні (25-100 мкм);
- мілкокрапельні (100-250 мкм);
- крупнокрапельні (250-400 мкм).

Проникаюча здатність і рівень дії лікарських аерозолів пов'язані зі ступенем їх дисперсності (розміром частинок).

Аерозолі діаметром 0.5-1.0 мкм практично не осідають на слизистій оболонці дихальних шляхів. Високодисперсні частинки діаметром 2-4 мкм вільно вдихаються і осідають переважно на стінках альвеол і бронхіол. У зв'язку з тим, що високодисперсні лікарські аерозолі під час інспірації проникають до альвеол, вони використовуються для лікування пневмоній і бронхіолітів.

Середньодисперсні частинки осідають головним чином в бронхах I і II порядків, трахеї, тому їх застосовують при захворюваннях бронхів.

Низькодисперсні аерозолі лікарських речовин осідають у верхніх відділах дихальних шляхів (трахеї, гортані, носоглотці) і їх призначають при захворюваннях ЛОР-органів.

Одним з видів штучної аерозольотерапії є **електроаерозольотерапія**, яка полягає в застосуванні аерозолів з позитивними або негативними електрочастинками. Метод примусового заряджання електричним зарядом розроблений для збільшення стійкості аерозолів в повітряному середовищі і підвищення їх біологічної дії. Заряди частинок електроаерозолей можуть досягати $10^3 - 10^4 e$ (e – елементарний заряд). Уніполярний заряд аерозольних частинок сприяє і розсіюванню і більш рівномірному осіданню в дихальних шляхах, швидкому надходженню у внутрішні частини організму (системна дія).

Електроаерозолі (в порівнянні з аерозолями) надають більш виражену місцеву і загальну дію, оскільки електричний заряд підсилює фармакологічну активність речовин і змінює електричний потенціал тканин.

Найбільш адекватні реакції в організмі викликають негативно заряджені аерозолі. Під впливом негативного електричного заряду спостерігається поліпшення всмоктуваності, посилення фармакологічних властивостей лікарських аерозолів. Негативні електроаерозолі сприятливо діють на дихальну функцію легенів:

- поліпшується кровопостачання слизової оболонки дихальних шляхів;
- сприяє її регенерації;
- зменшується підвищений хвилинний об'єм легенів;
- збільшується їх життєва ємкість і максимальна вентиляція;
- поліпшується бронхіальна прохідність;
- знижується підвищена збудливість центральної нервової системи.

Позитивно заряджені аерозолі володіють протилежною, часто негативною дією на організм.

За рахунок появи нових властивостей у електроаерозолів (посилення і пролонгація фармакологічної активності, підвищення всмоктування ліків і т. д.) стало можливим зменшувати дози медикаментів, використовуючи половину або чверть повної терапевтичної дози. Застосування малих доз лікарських речовин особливе важливо для усунення побічних реакцій при лікуванні хворих літнього і старчого віку, дітей і осіб, що тривало або постійно користуються ліками.

Галотерапія – застосування з лікувальною метою аерозолу куховарської солі (хлориду натрію). Цей вид аерозолу відноситься до високодисперсних, оскільки більше 80% його частинок мають розміри менше 5 мкм.

Аерофітотерапія – лікувально-профілактичне використання повітря, насиченого ароматичними речовинами (ефірними маслами) рослин. Інтерес до цього напряму інгаляційній терапії обумовлений, перш за все, величезним спектром біологічної активності ефірних масел. Вони володіють антибактеріальною, протизапальною, анальгезуючою, седативною, спазмолітичною та десенсибілізуючою діями.

7.3. Інгаляція. Небулайзери

Інгаляція є методом введення лікарських засобів шляхом вдихання. Для цього використовується спеціальна інгаляційна апаратура. Аерозолі готують безпосередньо в момент застосування за допомогою аерозольних генераторів. Вони можуть бути диспергаційними (подрібнюють, розпилюють) і конденсаційними (або що коагулюють).

В медичній практиці для аерозольтерапії зазвичай використовуються диспергуючі аерозольні генератори. За способом генерування аерозолів вони діляться на:

- механічні (відцентрові, в яких рідина зривається з диска, що обертається, і розпадається на дрібні частинки);
- пневматичні (соплові) – джерелом розпилювання є стислий газ (від компресора, балона, груші) або тиск пари;
- ультразвукові, в яких утворення аерозолів відбувається під дією високочастотних механічних коливань (ультразвуку);
- пропелентні, в яких диспергування частинок лікарської речовини здійснюється за рахунок сублімації пропелентів.

Існують 5 основних видів інгаляцій: порошкові, парові, тепловолгі, вологі, масляні, повітряні і ультразвукові.

Парові інгаляції проводять за допомогою парового інгалятора. Готують інгаляції, отримуючи пару з суміші легкокипаровуючих медикаментів (ментолу, евкалипта, тимолу) з водою, а також з відвару листя шавлії, ромашки та ін. Температура пари 57-63 °С, але при вдиханні вона знижується на 5-8 °С. Вдихувана пара викликає посилений прилив крові до слизової оболонки верхніх дихальних шляхів, сприяє відновленню її функції і надає болезаспокійливу дію. Застосовуються парові інгаляції при захворюваннях верхніх дихальних шляхів, трахеї і бронхів, пневмоніях, грипі, професійних захворюваннях верхніх дихальних шляхів, гострих і хронічних запальних захворюваннях носа, середнього вуха та ін.

Тепловолгі інгаляції проводять при температурі вдихуваного повітря 38-42 °С. Вони викликають гіперемію слизової оболонки дихальних шляхів, розріджують в'язкий слиз, покращують функцію миготливої епітелії, прискорюють евакуацію слизу, пригнічують кашель, приводять до вільного відділення мокрот. Для цього виду інгаляцій використовують аерозолі солей і лугів, антибіотиків, антисептиків, гормонів і ін.

При **вологих інгаляціях** лікарська речовина за допомогою портативного інгалятора розпилюється і вводиться в дихальні шляхи без попереднього підігріву. При цьому концентрація препаратів в розчині більша, а об'єм менший, ніж при теплових інгаляціях. Для цього виду інгаляцій використовують анестезуючі і антигістамінні препарати, антибіотики, гормони, фітонциди, ферменти, бронхолітики, мінеральні води, розчини натрію хлориду і ін. Ці інгаляції переносяться легше і їх можна призначати навіть тим хворим, яким протипоказані парові і тепло-вологі інгаляції.

Масляні інгаляції основані на розпилюванні з профілактичною (захисною) або лікувальною метою підігрітих аерозолів різних масел, які володіють трофічними, респіраторно-регенеративними і бронхопротекторною дією. Їх застосовують при гострому запаленні, вираженій атрофії слизових дихальних шляхів. Використовують частіше масло рослинного по-

ходження (евкаліптове, персикове, мигдальне та ін.), рідше – тваринного походження (риб'ячий жир). Забороняється застосування мінеральних масел (вазелінове). При інгаляції масло розпилюється, покриваючи слизисту оболонку дихальних шляхів тонким шаром, який захищає її від різних роздратувань і перешкоджає всмоктуванню шкідливих речовин в організм. З профілактичною метою масляні інгаляції застосовують на виробництві, де в повітрі є частинки ртуті, свинцю, з'єднання хрому, аміаку і ін. Разом з тим масляні інгаляції не можна проводити людям, які мають в легенях і бронхах пил (мучна, тютюнова, азбестова та ін.), оскільки пил змішується з маслом і утворює щільні пробки, які закупорюють просвіт бронхів, створюючи умови для виникнення запальних захворювань легенів. Таким пацієнтам слід призначати лужні інгаляції.

Інгаляції порошків (сухі інгаляції або інсуфляції) застосовують переважно при гострих запальних захворюваннях верхніх дихальних шляхів, зокрема, при гострих і хронічних бронхітах. Ці інгаляції ґрунтуються на тому, що препарат інгаляції, що розпилюється, змішується з сухим гарячим повітрям. Для цих інгаляцій використовують порошкоподібно подрібнені антибіотики, сульфаніламід, судинозвужувальні, антиалергічні, протигрипозні засоби, вакцини, сироватки, сухий порошок інтерферону, етазола, сульфадимезину, протитуберкульозних засобів. Для розпилювання сухих лікарських речовин застосовують вдувателі порошку (інсуфлятор), пульверизатори з балоном або спеціальні розпилювачі (спинхалер, турбохалер, ротахалер, дискхалер, ізихалер, циклохалер та ін.).

В останні роки широкого використання набувають **повітряні інгаляції**. Їх проводять за допомогою розпилювання лікарської речовини, що знаходиться в балончику, газом (пропелентом), що легко випаровується, або за допомогою стислого повітря.

Ультразвукові інгаляції – це лікувально-профілактичні аерозолі, що отримуються диспергуванням лікарських розчинів за допомогою ультразвуку. Ультразвукові аерозолі відрізняються вузьким спектром частинок, високою щільністю і стійкістю, малою концентрацією кисню, глибоким проникненням в дихальні шляхи. Для розпилювання ультразвуком можуть застосовуватися самі різні лікарські речовини, що найчастіше володіють бронхолітичним, секретолітичним і метаболічним ефектами (окрім в'язких і нестійких до дії ультразвуку).

Під терміном «**небулайзерної терапії**» (небулайзер від латинського слова «nebula» – туман, хмара) розуміється проведення інгаляційної терапії за допомогою інгаляторів. В залежності від виду енергії, що перетворює рідину в аерозоль, розрізняють два типи небулайзерів – **струменевий** або компресорний (використовує енергію струменя газу) та **ультразвуковий** (використовує енергію коливань п'єзокристалу).

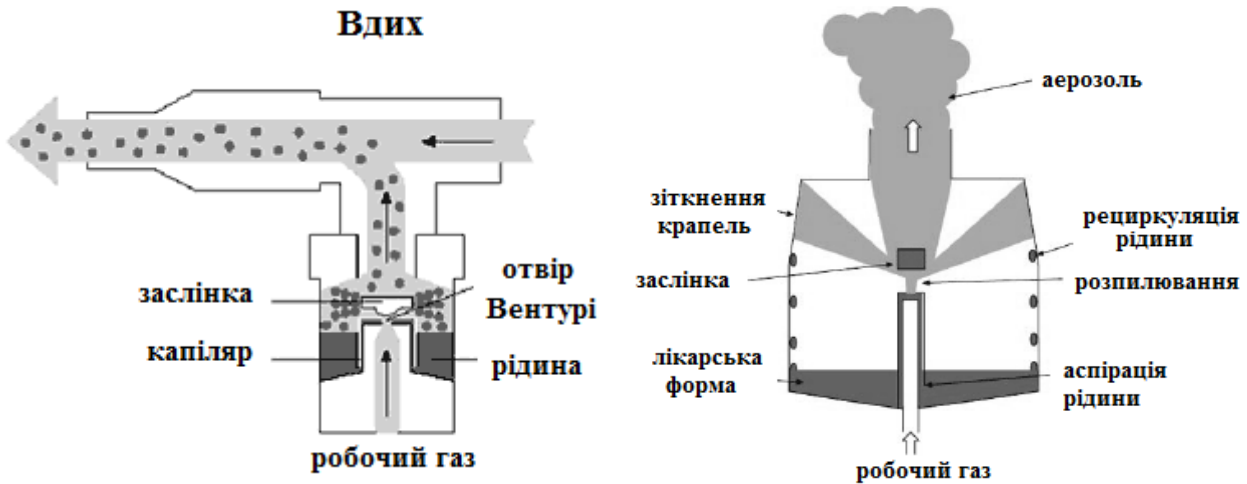


Рис .7.4. Схеми струменевого небулайзера

Перевагами небулайзерної терапії є можливість доставки великої дози препарату, відсутність необхідності виконання форсованих маневрів і чіткої координації вдиху з вивільненням препарату. Тобто використання небулайзера можливо в ситуаціях, коли тяжкість стану пацієнта, його вік і низька кооперація не дозволяють правильно використовувати інші інгалятори.

Струменевий небулайзер є пристроєм для перетворення рідкої лікарської речовини в мілкодисперсний аерозоль (рис. 7.4). Генерація аерозолі здійснюється повітрям або киснем. Інгалятор складається з двох частин: генератор потоку повітря (компресор) і розпилювач рідини (небулайзер).

Принцип роботи струменевого небулайзера заснований на ефекті Бернуллі. Повітря або кисень, як робочий газ, входить в камеру небулайзера через вузький отвір (отвір Вентурі). На виході з цього отвору тиск падає, швидкість газу значно зростає, що приводить до засмоктування в цю область зниженого тиску рідини через вузькі канали з резервуару камери. При зустрічі рідини з повітряним потоком під дією газового струменя вона розбивається на дрібні частинки («первинний» аерозоль), розміри яких варіюють від 15 до 500 мкм. Надалі ці частинки стикаються з «заслінкою» (пластинка, кулька і так далі). В результаті утворюється «вторинний» аерозоль – ультрамілкі частинки розмірами від 0.5 до 10 мкм (близько 0.5% від первинного аерозолі), який далі інгалюється, а велика частка частинок первинного аерозолі (близько 99%) осідає на внутрішніх стінках камери небулайзера і знов залучається до процесу утворення аерозолі.

До переваг струменевих небулайзерів відносять:

- стабільність лікарських речовин, що вводяться в дихальні шляхи;
- можливість дозування лікарської речовини, а тому економне розпилювання лікарських речовин;

- доставка в дрібні бронхи і альвеоли до 70% респіраторних фракцій аерозолів (від 0.8 до 5 мкм);
- можливість використання масляних розчинів.

Типи **струменевих небулайзерів** – конвекційні небулайзери з постійним виходом аерозолу і небулайзери, що активуються вдихом (рис. 7.5).

Конвекційний (звичайний) небулайзер є найбільш поширеним типом систем доставки. Такий небулайзер проводить аерозоль з постійною швидкістю, під час вдиху відбувається залучення повітря через Т-трубку і розведення аерозолу. Аерозоль поступає в дихальні шляхи тільки під час вдиху, а під час видиху аерозоль виходить в зовнішнє середовище, тобто відбувається втрата його більшої частини (близько 60–70 %). Така «холоста» робота небулайзера значно підвищує вартість терапії, і, крім того, підвищує ризик експозиції з лікарським препаратом медичного персоналу.

Небулайзери, що активуються вдихом (відомі як небулайзери Вентурі) також продукують аерозоль постійно впродовж всього дихального циклу, проте вивільнення аерозолу посилюється під час вдиху. Такий ефект досягається шляхом надходження додаткового потоку повітря під час вдиху через спеціальний клапан в область продукції аерозолу. В результаті співвідношення виходу аерозолу під час вдиху і видиху збільшується кількість вдихуваного препарату, знижуються втрати препарату, а час небулізації скорочується.

Небулайзери, синхронізовані з диханням (дозиметричні небулайзери) проводять аерозоль тільки під час фази вдиху. Генерація аерозолу під час вдиху забезпечується за допомогою електронних сенсорів потоку або тиску. Співвідношення виходу аерозолу під час вдиху і видиху досягає співвідношення 100:0. Основною перевагою дозиметричного небулайзера є зниження втрати препарату під час видиху. Дозиметричні небулайзери мають незаперечні переваги при інгаляції дорогих препаратів, оскільки знижують їх втрату до мінімуму.

Ультразвуковий небулайзер (рис. 7.6) Являє собою пристрій для перетворення рідкої лікарської речовини в дрібнодисперсний аерозоль, використовуючи енергію високочастотних коливань п'єзокристала. Він складається з ультразвукового перетворювача, ємності для деіонізуючої води і склянки для ліків. Утворення аерозолу відбувається наступним чином: сигнал високої частоти (1 - 4 МГц) деформує кристал. Вібрація від кристала передається на поверхню розчину, де відбувається формування «стоячих» хвиль. При достатній частоті ультразвукового сигналу на перехресті цих хвиль відбувається утворення «мікрофронта» (гейзера) і вивільнення аерозолу. Розмір частинок обернено пропорційний частоті сигналу. Як і в струменевому небулайзері, частинки аерозолу зіштовхуються з «заслінкою». Більші повертаються назад в розчин, а більш дрібні – інгалюються.

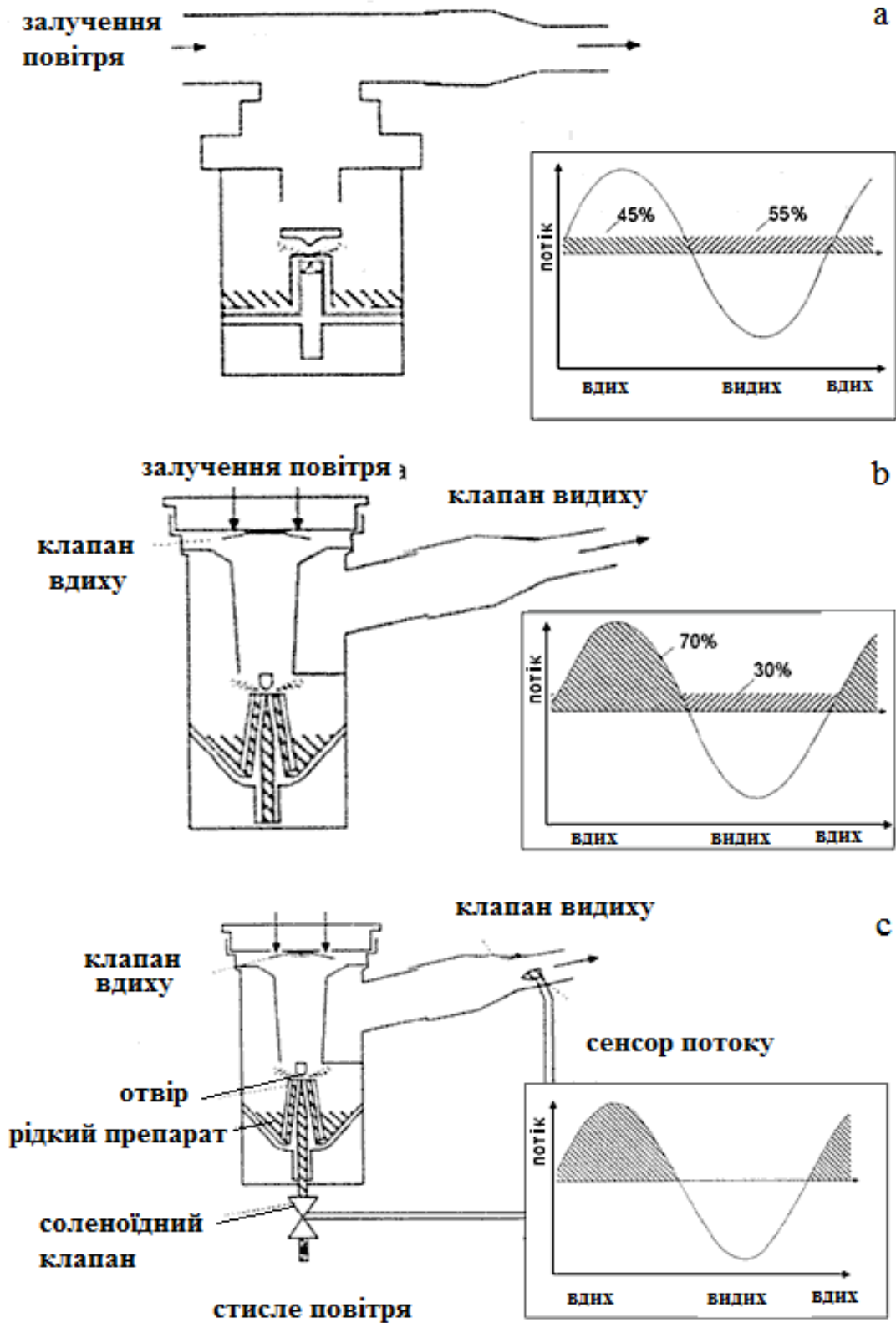


Рис. 7.5. Схеми і вихід аерозоліу в струменевих небулайзерах (а – конвекційний (звичайний) зі постійним виходом аерозоліу, б – активуємуємим вдихом, в – синхронізований з диханням)

Перевагою ультразвукового інгалятора є безшумність роботи, однорідність і сталість розмірів частинок аерозолі, а також портативність. Недоліками ультразвукового небулайзера є: неефективність виробництва аерозолі з суспензій і в'язких розчинів; підвищення температури лікарського препарату під час небулізації і можливість руйнування структури лікарського препарату.

Мембранні небулайзери використовують віброуючу мембрану або пластину з чисельними мікроскопічними отворами (сито), через яку пропускається рідка лікарська субстанція, що приводить до генерації аерозолі. В цих пристроях частинки «первинного» аерозолі відповідають розмірам респірабельних частинок (трохи більше діаметра отворів), тому не потрібне використання заслінки. Даний тип технології припускає використання невеликих об'ємів наповнення. Розрізняють 2 типи мембранних небулайзерів: такі, що використовують «пасивну» вібрацію мембрани і «активну».

В небулайзерах, що використовують «активну» вібрацію мембрани, сама мембрана піддається вібрації від п'єзоелектричного кристала. Пори в мембрані мають конічну форму, при цьому найширша частина пор знаходиться у контакті з лікарським препаратом. У небулайзерах даного типу деформація мембрани в бік рідкої лікарської речовини приводить до «засмоктування» рідини в пори мембрани (рис. 7.7а). Деформація мембрани в інший бік приводить до викидання частинок аерозолі в бік дихальних шляхів хворого.



Рис. 7.6. Схема ультразвукового небулайзера (O'Calaghan & Barry)

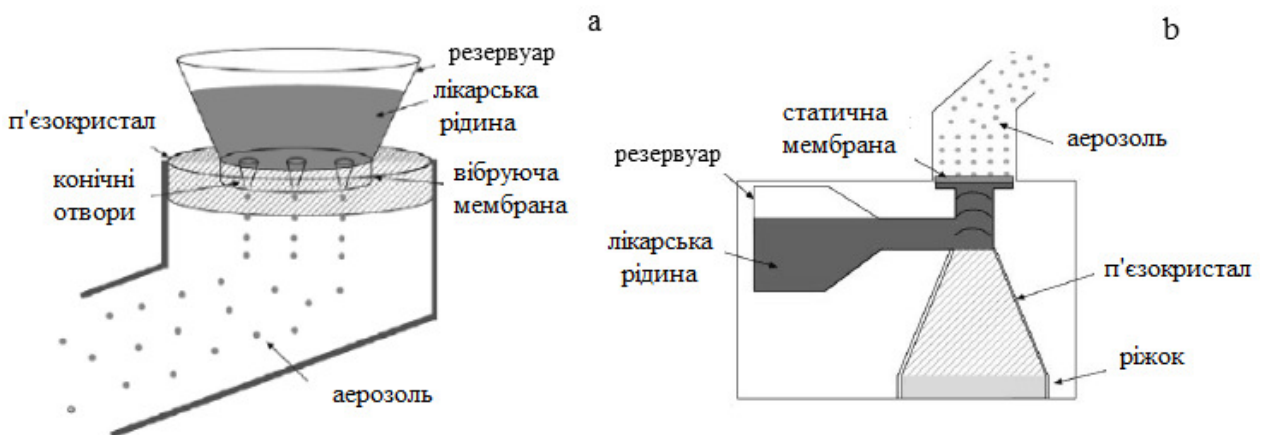


Рис. 7.7. Схема мембранного небулайзера (а – «активна» , б – «пасивна» вібрація мембрани)

У пристроях, в основі яких лежить «пасивна» вібрація мембрани, вібрація ріжка впливає на рідку лікарську речовину і проштовхує його через сито, яке коливається з частотою ріжка (рис. 7.7b). Аерозоль, який утворюється при проходженні рідкої лікарської речовини через мембрану-сито, не піддається зворотній рециркуляції і може бути відразу доставлений в дихальні шляхи хворого.

Відмінністю мембранних небулайзерів є те, що енергія коливань п'єзокристала направлена не на розчин або суспензію, а на вібруючий елемент. Тому не відбувається зігрівання і руйнування структури лікарської речовини. До недоліків мембранних небулайзерів відноситься можливість засмічення мініатюрних отворів частинками аерозолію, особливо при використанні суспензій.

Розділ 8. ВИПАРОВУВАННЯ І КОНДЕНСАЦІЯ АЕРОЗОЛІВ

8.1. Кінетика випаровування крапель

Найбільш простим рівнянням, що описує кінетику випаровування чи конденсації сферичної краплі в залежності від часу є **рівняння Максвела**:

$$I = 2\pi \frac{Sh}{2} D d (c_s - c_0) \quad \text{або} \quad -\frac{dm}{dt} = 2\pi \frac{Sh}{2} D \rho_g d (Y_s - Y_0), \quad (8.1)$$

де $I = -dm/dt$ – швидкість зміни маси краплі dm (**масовий потік**); d – діаметр краплі; D – коефіцієнт дифузії пари; c_s, c_0 – масові концентрації насиченої пари у поверхні і в середовищі на віддаленні від краплі; Y_s, Y_0 – відносні масові концентрації пари у поверхні і в середовищі на віддаленні від краплі.

Масовий потік парів дорівнює швидкості маси краплі згідно закону збереження маси. Він направлений у випадку випаровування від поверхні краплі в середовище ($Y_s > Y_0$), а у випадку конденсації – до поверхні краплі ($Y_s > Y_0$).

Критерій Шервуда враховує вплив природної і вимушеної конвекції. Для нерухомої частинки $Sh = 2$.

Якщо врахувати, що концентрація пари пов'язана з її парціальним тиском, як $c = pM/RT$, то рівняння Максвела (8.1) можна представити у вигляді:

$$-\frac{dm}{dt} = \frac{2\pi DMd}{RT} (p_s - p_0), \quad (8.2)$$

де p_s, p_0 – тиск насиченої пари біля поверхні і парціальний тиск пари на віддаленні від краплі.

Коефіцієнти дифузії різних газових сумішей залежать як від температури T , так і від тиску суміші P :

$$D \approx D_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^n \frac{P_0}{P},$$

де D_0 – коефіцієнт дифузії при тиску суміші P_0 та температурі T_0 .

Для газів, властивості яких близькі до ідеального газу, $n = 1.5$. Для реальних газів показник ступеня $1.5 < n < 2$.

Закон Клаузіуса-Клапейрона описує температурну залежність тиску насиченої пари в диференціальному вигляді:

$$\frac{1}{p_s} \frac{dp_s}{dT} = \frac{LM_{liq}}{RT^2},$$

де L – питома теплота пароутворення, яка залежить від температури і зменшується при наближенні до температури кипіння, Дж/кг; M_{liq} – молярна маса рідини (пари).

Закон Клаузіуса-Клапейрона в інтегральному вигляді, нехтуючи температурною залежністю питомої теплоти пароутворення, представимо у вигляді:

$$p_s(T) = A \exp\left(-\frac{LM_{liq}}{RT}\right). \quad (8.3)$$

Для визначення сталої A зазвичай враховують, що при температурі кипіння T_{bl} (з *англ boiling* – кипіння) тиск насиченої пари практично дорівнює атмосферному тиску P_0 :

$$A = P_0 \exp\left(\frac{LM_{liq}}{RT_{bl}}\right). \quad (8.4)$$

Слід враховувати, що теплота пароутворення рідини зменшується зі зростанням температури. Тому формула (8.3), отримана в припущенні постійності теплоти пароутворення, являється наближеною. Зазвичай в цьому випадку теплота паротворення вибирається або при температурі кипіння, або при кімнатній температурі. Наприклад, для води при $10\text{ }^\circ\text{C}$ величина $L_{10\text{ }^\circ\text{C}} = 2477$ кДж/кг, при $20\text{ }^\circ\text{C}$ $L_{20\text{ }^\circ\text{C}} = 2453$ кДж/кг, а при $100\text{ }^\circ\text{C}$ $L_{100\text{ }^\circ\text{C}} = 2256$ кДж/кг.

Проте треба пам'ятати, що питома теплота паротворення досить істотно зменшується зі збільшенням температури. Тому необхідно правильно вибирати її значення при розрахунках. У довідниках, зазвичай, надаються значення теплоти паротворення при температурі кипіння рідини. Але, оскільки процеси випаровування протікають поблизу температури газу T_g , то і теплоту випаровування L потрібно задавати при цій температурі.

Залежність теплоти паротворення від температури можна з погрішністю 1.78 % визначити згідно з формулою Ватсона [42]:

$$L_T = L_g \left(\frac{T_{cr} - T}{T_{cr} - T_g} \right)^{0.38}, \quad (8.5)$$

де T_{cr} – критична температура рідини, К. Для чистої води $T_{kr} = 647.15$ К.

У температурному інтервалі від $0\text{ }^\circ\text{C}$ до температури кипіння рідини залежність (8.5) зазвичай можна з великою точністю апроксимувати лінійною залежністю:

$$L_T = L - B(T - T_g), \quad B = \frac{0.38L}{T_{cr} - T_g}. \quad (8.6)$$

Використовуючи отриману температурну залежність питомої теплоти паротворення (8.6), закон Клаузіуса-Клапейрона і температурна залежність тиску насиченої пари отримує вигляд:

$$\frac{dp_s}{dT} = \frac{(L - B(T - T_g))M_{liq}}{RT^2} p_s$$

$$\text{або} \quad p_s = AT^{-\frac{BM_{liq}}{R}} \exp\left(-\frac{BM_{liq}}{R_s} \frac{T_g}{T}\right) \exp\left(-\frac{LM_{liq}}{RT}\right). \quad (8.7)$$

При випаровуванні краплі рідини її температура ненабагато менше температури газу. Тому температурну залежність тиску насиченої пари (8.7) поблизу температури газу можна приблизно визначити як:

$$p_s = p_{sg} \exp\left(\frac{LM_{liq}}{RT_g^2} (T_s - T_g)\right) \approx p_{sg} \left(1 + \frac{LM_{liq}}{RT_g^2} (T_s - T_g)\right). \quad (8.8)$$

Тут p_{sg} – тиск насиченої пари при температурі газу.

Рівняння Максвела виводиться в припущенні, що молекули можуть покинути краплю шляхом дифузії і над поверхнею краплі концентрація пари дорівнює концентрації насиченої пари. Це справедливо, коли діаметр краплі порівняно більше довжини вільного пробігу молекул пари (малі числа Кнудсена). Тому рівняння Максвела застосовне для крупних крапель чистої речовини і при випаровуванні і конденсації в повітрі без урахування зміни температури краплі.

При випаровуванні краплі її діаметр зменшується. Зміна маси пов'язана зі зміною діаметра краплі:

$$\partial m = \frac{\pi}{2} d^2 \rho_{liq} \cdot \partial d.$$

Використовуючи рівняння Максвела, маємо вираз для швидкості зміни розміру краплі:

$$-\frac{\partial d}{\partial t} = \frac{4DM}{d\rho_{liq}RT} (p_s - p_0). \quad (8.9)$$

Час випаровування τ_{ev} (з *англ.* evaporation – випаровування) краплі діаметром d_0 до діаметра d рівний (**рівняння Ленгмюра**):

$$\tau_{ev} = \frac{\rho_{liq}RT(d_0^2 - d^2)}{8DM(p_s - p_0)} = \frac{\rho_{liq}RT(d_0^2 - d^2)}{8DMp_s(1 - S)}, \quad (8.10)$$

де S – ступінь пересичення. В разі конденсації пари ($S > 1$) також застосовується рівняння Ленгмюра, де d – кінцевий розмір краплі. Як впливає з рівняння Ленгмюра, швидкість росту маленьких крапель вища, ніж великих. Тому в разі полідисперсного розподілу крапель, на яких відбуватиметься конденсація, склад крапель по розмірах прагне стати монодисперсним, якщо тільки достатньо пари для конденсації. При випаровуванні полідисперсної хмари крапель ступінь полідисперсності збільшується.

Для частинок з діаметром, приблизно рівним середній довжині вільного пробігу газових молекул, рівняння Ленгмюра непридатне, оскільки воно приводить до більших величин швидкостей вилітання молекул, чим швидкість випаровування у вакуумі. Для подолання цієї труднощі Фукс

припустив, що дифузійний перенос починається на відстані, приблизно рівній довжині вільного пробігу молекул від поверхні краплі. Він уточнив рівняння Ленгмюра при випаровуванні краплі в простір, де $p_0 = 0$:

$$\tau_{ev} = \frac{\rho_{liq} RT}{DM_{liq} p_s} \left(\frac{d^2}{8} + \frac{dD}{2\alpha v_x} - \frac{\Delta}{2} d + \Delta^2 \ln \left(\frac{d + 2\Delta}{2\Delta} \right) \right), \quad (8.11)$$

де $\Delta = \lambda \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1} \right)^{1/2}$ – відстань, яку молекула пари повинна пройти до її зіткнення з газовим середовищем; λ – середня довжина вільного пробігу газових молекул; m_1, m_2 – маси молекул газу і пари; $v_x = \left(\frac{kT}{2\pi m_2} \right)^{1/2}$, α – кое-

фіцієнт акомодатії (для чистої води рівний 0.034, а для водних розчинів він менший).

Поправка Фукса повинна значно збільшити час життя дуже малих крапель і впливає навіть на випаровування крапель діаметром понад 10 мкм.

Для врахування зміни температури краплі в процесі випаровування і конденсації Мейсон уточнив рівняння Ленгмюра у формі:

$$\tau_{ev} = \left(\frac{L\rho_{liq}}{\lambda_g T} \left(\frac{LM}{RT} - 1 \right) + \frac{\rho_{liq} RT}{DM p_s} \right) \frac{(d_0^2 - d^2)}{8(1-S)}, \quad (8.12)$$

де L – прихована теплота конденсації або випаровування; λ_g – коефіцієнт теплопровідності повітря.

Температура краплі в стаціонарному стані (постійна швидкість випаровування, незмінна температура) визначається виразом:

$$T_s = T_0 - \frac{DML}{R\lambda_g} \left(\frac{p_s}{T_s} - \frac{p_0}{T_0} \right), \quad (8.13)$$

де T_0 – температура навколишнього середовища.

Температура краплі виявляється незалежною від її розміру. Це дозволяє визначати експериментально температуру краплі як температуру вологого термометра.

Задача. Визначити час випаровування краплі води діаметром 10 мкм в повітрі при відносній вологості 50% і температурі 20 °С. Порівняйте з часом випаровування краплі з урахуванням зміни температури краплі.

Розв'язок. Густина води $\rho = 1000$ кг/м³, молярна маса $M = 0.018$ кг/м³, коефіцієнт дифузії водяної пари в повітрі при 20°C $D = 0.219 \cdot 10^{-4}$ м²/с, питома теплота паротворення $L = 2.26 \cdot 10^6$ Дж/кг, теплопровідність повітря при 20 °С $\lambda_g = 0.024$ Вт/(м·К).

Тиск насиченої водяної пари при температурі 20 °С рівний:

$$p_s = 10^5 \exp\left(\frac{2.26 \cdot 10^6 \cdot 0.018}{8.31} \left(\frac{1}{373} - \frac{1}{293}\right)\right) = 2.78 \cdot 10^3 \text{ Па.}$$

Згідно з рівнянням Ленгмюра час повного випаровування краплі води ($d_0 = 0$) рівний:

$$\tau_{ev} = \frac{\rho RT (d^2 - d_0^2)}{8DMp_s(1-S)} = \frac{10^3 \cdot 8.31 \cdot 293 \cdot (10 \cdot 10^{-6})^2}{8 \cdot 0.219 \cdot 10^{-4} \cdot 0.018 \cdot 2780(1-0.5)} = 0.056 \text{ с.}$$

З урахуванням зміни температури краплі в процесі випаровування час випаровування визначається згідно з рівнянням:

$$\tau_{ev} = \left(\frac{L\rho_{liq}}{\lambda_g T} \left(\frac{LM_{liq}}{RT} - 1 \right) + \frac{\rho_{liq} RT}{DM_{liq} p_{sco}} \right) \frac{(d_0^2 - d^2)}{8(1-S)} = 0.183 \text{ с} =$$

$$= \left(\frac{2.26 \cdot 10^6 \cdot 10^3}{0.0237 \cdot 293} \left(\frac{2.26 \cdot 10^6 \cdot 0.018}{8.31 \cdot 293} - 1 \right) + \frac{10^3 \cdot 8.31 \cdot 293}{0.219 \cdot 10^{-4} \cdot 0.018 \cdot 2780} \right) \cdot \frac{(10 \cdot 10^{-6})^2}{8(1-0.5)}.$$

З урахуванням поправки на зміну температури краплі час повного випаровування збільшується більше, ніж в 3 рази.

=====

В насиченому парами середовищі ($S > 1$) дрібні краплі згідно з рівнянням Кельвіна можуть випаровуватися. Для випадку $S \approx 1$ швидкість випаровування є постійною величиною і не залежить від розміру краплі:

$$I = \frac{2\pi D \sigma p_s}{\rho} \left(\frac{M}{RT} \right)^2.$$

Час повного випаровування краплі в середовищі, близькому до насичення, рівний:

$$\tau_{ev} = \frac{d^3}{12D\sigma p_s} \left(\frac{\rho RT}{M} \right)^2. \quad (8.14)$$

При русі краплі в середовищі швидкість її випаровування може змінюватися внаслідок віднесення середовищем молекул пари, що знаходяться у поверхні краплі. Експериментально показано, що при $Re > 1$ зростання інтенсивності випаровування на лобовій частині краплі компенсується зменшенням випаровування на тильній частині краплі. Таким чином, швидкість випаровування не змінюється.

Кінетичний режим випаровування. Формула Максвела справедлива для дифузійного режиму випаровування або конденсаційного зростання краплі (число Кнудсена $Kn \ll 1$). При $Kn \gg 1$ спостерігається кінетичний або вільно-молекулярний режим випаровування.

В цьому випадку середня довжина вільного пробігу молекул пари значно перевищує радіус краплі. Масова швидкість випаровування в кінетичному режимі визначається формулою Максвела:

тичному режимі випаровування визначається згідно з **формулою Герца – Кнудсена**:

$$I = \frac{1}{16} \pi d^2 \frac{M}{RT} \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \alpha_m (p_s - p_0), \quad (8.15)$$

де M – молярна маса пари; α_m – коефіцієнт випаровування або чисельна частка падаючих молекул пари, які конденсуються в рідку фазу.

Відзначимо, що в кінетичному режимі випаровування (конденсації) масовий потік пропорційний квадрату радіуса частинки, тоді як в дифузійному режимі – радіусу.

Час випаровування в насиченому середовищі. З рівняння Ленгмюра виходить, що при $S = p_s / p_{s\infty} = 1$ крапля не випаровуватиметься. Але відповідно до рівняння Кельвіна, дрібна крапля випаровується навіть при $S > 1$, причиною тому є кривизна поверхні краплі. Для визначення часу випаровування в насиченому середовищі представимо рівняння Кельвіна, що враховує кривизну поверхні:

$$\frac{p_s}{p_{s\infty}} = \exp\left(\frac{4\sigma M_{liq}}{\rho_{liq} RTd}\right),$$

представимо у вигляді ряду, обмежившись першими двома членами (якщо виконується $p_s / p_{s\infty} \approx 1$):

$$\frac{p_s}{p_{s\infty}} = 1 + \frac{4\sigma M_{liq}}{\rho_{liq} RTd} \quad \text{або} \quad p_s - p_{s\infty} = \frac{4\sigma M_{liq}}{\rho_{liq} RTd} p_{s\infty}.$$

У разі повного випаровування зміна діаметру з часом, використовуючи рівняння Максвелла, визначається як:

$$\frac{dd}{dt} = \frac{16DM_{liq}^2\sigma}{d^2\rho_{liq}^2R^2T^2} p_{s\infty}.$$

Проінтегрувавши, знайдемо вираз для повного часу випаровування краплі τ з початковим діаметром d_0 в середовищі, близькому до насичення:

$$\tau = \frac{d_0^3}{48D\sigma p_{s\infty}} \left(\frac{\rho_{liq} RT}{M_{liq}}\right)^2. \quad (8.16)$$

Видно, що час випаровування в цьому випадку пропорційний кубу діаметра.

Задача. Визначити час повного випаровування краплі води діаметром 0.1 мкм в насиченому повітрі при 20 °С.

Розв'язок. Проведемо розрахунки часу повного випаровування по формулі:

$$\tau = \frac{d_0^3}{48D\sigma p_{\infty}} \left(\frac{\rho_{liq}RT}{M_{liq}} \right)^2 = 111 \text{ мкс} =$$

$$\frac{(0.1 \cdot 10^{-6})^3}{48 \cdot 0.2 \cdot 10^{-4} \cdot 73 \cdot 10^{-3} \cdot 2.34 \cdot 10^3} \left(\frac{10^3 \cdot 8.314 \cdot 293}{0.029} \right)^2.$$

Завдання для самостійного вирішення:

1. Визначити час життя краплі бензолу діаметром 50 мкм, якщо її помістити в кисень при 25 °С. Знайти час життя з урахуванням поправки Фукса.
2. Чому дорівнює час висихання водяної краплі діаметром 10 мкм, враховуючи зміну її температури при атмосферному тиску. Температура повітря 20 °С.
3. Крапля діаметром 200 мкм випаровується в повітрі при температурі 25 °С і відносній вологості 40%. Обчислити внутрішню температуру краплі при рівновазі.

8.2. Кінетика випаровування крапель рідини і стефанівська течія

Отримання закону випаровування з рівнянь теплового і масового балансу. При випаровуванні краплі її рівноважна температура випаровування менше температури її кипіння і температури газового середовища (за умови відсутності хімічних реакцій на поверхні краплі). Тому кількість тепла, що йде на випаровування краплі, визначається теплом, яке поступає від більш нагрітого газового середовища і описується законом Фур'є:

$$I \cdot L = \lambda_g 4\pi r^2 \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_{r=r_s}, \quad (8.16)$$

$$I = -\frac{dm}{dt},$$

де I – масова швидкість випаровування краплі, кг/с; t – час, с; λ_g – коефіцієнт теплопровідності газу, Вт/(м К); L – питома теплота паротворення, Дж/кг; T_g – температура газу, К; r_s – радіус краплі, м.

При випаровуванні на поверхні краплі з'являються пари рідини. В результаті виникає стефанівська течія, яка направлена від поверхні краплі і намагається віддалити утворені газоподібні маси від краплі. Масова швидкість стефанівської течії визначається масовою швидкістю випаровування краплі: чим швидше з'являються на поверхні пари рідини, тим швидше вони віддалятимуться від поверхні. Тому величина швидкості стефанівської течії визначається тільки температурою краплі.

Тому для визначення градієнту температури газу біля поверхні краплі необхідно вирішити рівняння теплопровідності з урахуванням стефанівської течії:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (I c_g T_g). \quad (8.17)$$

Використовуємо граничні умови:

1) на поверхні краплі температура газу дорівнює рівноважній температурі випаровування:

$$r = r_s \quad T_g = T_s.$$

2) на границі приведеної плівки температура газу дорівнює температурі середовища:

$$r = r_f \quad T_g = T_{g\infty}.$$

Тут r_f – радіус приведеної плівки, який визначається впливом вимушеної і природної конвекції через число Нусельта:

$$r_f = r_s \left(1 - \frac{2}{Nu} \right)^{-1}.$$

Розв'язок (8.17) в межах приведеної плівки дає вираз для масової швидкості випаровування:

$$-\frac{dm}{dt} = \frac{2\pi r_s \lambda_g Nu}{c_g} \ln \left(1 + \frac{c_g (T_g - T_s)}{L} \right). \quad (8.18)$$

Величина потоку тепла, що витрачається на випаровування крапель рідини в повітрі, є добутком питомої теплоти паротворення і знайденої швидкості випаровування (8.18), тобто IL .

Зміну маси краплі визначимо як:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{6} \pi d^3 \rho \right) = \frac{1}{2} \pi d^2 \rho \frac{d(d)}{dt}, \quad (8.19)$$

де ρ – густина краплі.

Підстановка (8.19) в (8.18) дозволяє отримати швидкість зміни діаметру краплі (**закон Срезневського**):

$$-\frac{d(d^2)}{dt} = k_\lambda = \frac{4\lambda_g Nu}{\rho c_g} \ln \left(1 + \frac{c_g (T_g - T_s)}{L} \right). \quad (8.20)$$

Закон Срезневського стверджує, що швидкість зменшення квадрату діаметру краплі (площі поверхні краплі) не залежить від початкового діаметру і є сталою величиною.

Для випадку $c_g (T_g - T_s) \ll L$, що виконується в багатьох випадках, вираз (8.20) спрощується

$$-\frac{d(d^2)}{dt} = k_\lambda = \frac{4\lambda_g Nu}{\rho L} (T_g - T_s). \quad (8.21)$$

Величина k_λ носить назву сталої швидкості випаровування.

Навколо поверхні краплі при випаровуванні з'являється пара, яка за рахунок зіткнень з молекулами щільного газового середовища утворює шар насиченої пари. Швидкість дифузії пари з поверхні в навколишнє середовище описується законом Фіка:

$$I = -4\pi r^2 D \rho_g \left. \frac{dY}{dr} \right|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U \rho_g Y|_s, \quad (8.22)$$

де D – коефіцієнт дифузії пари рідини в повітрі, м²/с; Y – відносна масова концентрація пари; U – швидкість стефанівської течії, м/с.

Потік молекул газового середовища до поверхні з навколишнього середовища в результаті концентраційної дифузії врівноважується стефанівською течією:

$$0 = -4\pi r^2 D \rho_g \left. \frac{dY_0}{dr} \right|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U \rho_g Y_0|_s, \quad (8.23)$$

де D_0 – коефіцієнт дифузії молекул газу в повітрі, м²/с; Y_0 – відносна масова концентрація газу в суміші пари рідина-газ:

$$I = 4\pi r_s^2 U_s \rho_{gs} = 4\pi r^2 U \rho_g.$$

Таким чином, швидкість дифузії пари з поверхні в навколишнє середовище (8.22) описується:

$$I = -4\pi r^2 D \rho_g \left. \frac{dY}{dr} \right|_{r=r_s} + I Y_s. \quad (8.24)$$

Для визначення градієнта концентрації необхідно вирішити рівняння дифузії з урахуванням стефанівської течії в газі:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 D \rho_g \frac{\partial Y}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (4\pi r^2 U \rho_g Y) = \frac{\partial}{\partial r} (I Y)$$

з граничними умовами:

- 1) на поверхні частинки концентрація пари є насиченою $Y(r = r_s) = Y_s$;
- 2) на межі приведеної плівки концентрація пари $Y(r = r_f) = Y_\infty$.

В результаті інтеграції в межах приведеної плівки і, використавши (8.24), маємо вираз для масової швидкості випаровування:

$$I = 2\pi r_s D \rho_g Sh \ln \left(\frac{1 - Y_\infty}{1 - Y_s} \right). \quad (8.25)$$

Для випадку $Y_\infty \ll 1$ та $Y_s \ll 1$ вираз (8.25) спрощується і отримуємо **формулу Максвелла**:

$$I = 2\pi r_s D \rho_g Sh (Y_s - Y_\infty).$$

Підстановка (8.19) в (8.25) дає можливість отримати швидкість зміни діаметру краплі (закон Срезневського):

$$-\frac{d(d^2)}{dt} = k_D = \frac{4D\rho_g Sh}{\rho_{liq}} \ln\left(\frac{1-Y_\infty}{1-Y_s}\right). \quad (8.26)$$

Для випадку $Y_\infty \ll 1$ та $Y_s \ll 1$ закон Срезневського (8.26) спрощується:

$$-\frac{d(d^2)}{dt} = k_D = 4DSh \frac{\rho_g}{\rho_{liq}} (Y_s - Y_\infty). \quad (8.27)$$

Величина k_D , як і k_λ , носить назву постійної швидкості випаровування. Отже, для перевірки експериментального значення константи випаровування можна розрахувати k_D і k_λ .

Проте для розрахунку вищезгаданих констант випаровування необхідно визначити рівноважну температуру краплі рідини і концентрацію пари на поверхні краплі.

Для нерухокої краплі числа Нуссельта і Шервуда чисельно рівні 2.

Для визначення рівноважної температури краплі рідини, яка випаровується, прирівняємо (8.21) і (8.27):

$$\frac{\lambda_g}{L}(T_g - T_s) = D\rho_g (Y_s - Y_\infty). \quad (8.28)$$

Залежність концентрації насиченої пари від температури $Y_s(T_s)$ отримаємо, використовуючи залежність тиску насиченої пари від температури (закон Клаузіуса-Клапейрона) і рівняння стану (закон Менделєєва-Клапейрона):

$$Y_s = \frac{p_{liq} M_p}{\rho_g RT}, \quad p_s = A \exp\left(-\frac{LM_p}{RT}\right),$$

де M_p – молярна маса пари, кг/моль; p_s – тиск насиченої пари, Па.

Константа знаходиться з умови, що при температурі кипіння тиск насиченої пари дорівнює атмосферному тиску. Тому концентрація насиченої пари на поверхні краплі визначається по формулі:

$$Y_s = \frac{P_0 M_{liq}}{\rho_g RT_s} \exp\left(\frac{LM_{liq}}{R} \left(\frac{1}{T_{bl}} - \frac{1}{T_s}\right)\right), \quad (8.29)$$

де P_0 – атмосферний тиск, Па. Відзначимо, що повітря за межами приведеної плівки знаходиться теж при атмосферному тиску, тому:

$$P_0 = \frac{\rho_g}{M_g} RT_{g^\infty}.$$

Остаточний вираз для відносної концентрації насиченої пари на поверхні частинки має вигляд:

$$Y_s = \frac{M_{liq} T_{g\infty}}{M_g T_s} \exp\left(\frac{LM_{liq}}{R} \left(\frac{1}{T_{bl}} - \frac{1}{T_s}\right)\right). \quad (8.30)$$

Підставляючи (8.30) в (8.29), отримуємо трансцендентне рівняння для розрахунку рівноважної температури випаровування краплі:

$$T_s = T_g - \frac{D\rho_g L}{\lambda_g} \left(\frac{M_{liq} T_{g\infty}}{M_g T_s} \exp\left(\frac{LM_{liq}}{R} \left(\frac{1}{T_{bl}} - \frac{1}{T_s}\right)\right) - Y_\infty \right). \quad (8.31)$$

Для визначення часу випаровування краплі рідини проінтегруємо вираз (8.21) або (8.26). Тоді для краплі початкового діаметру d_0 час випаровування τ_{ev} :

$$\tau_{ev} = d_0^2 / k_\lambda \quad \text{або} \quad \tau_{ev} = d_0^2 / k_{D-}$$

або

$$\tau_{ev} = \frac{d_0^2 \rho_{liq} c_g}{4\lambda_g Nu \ln\left(1 + c_g (T_g - T_s) / L\right)} \quad \text{або} \quad \tau_{ev} = \frac{d_0^2 \rho_{liq}}{4D\rho_g Nu \ln\left(\frac{1 - Y_\infty}{1 - Y_s}\right)}. \quad (8.32)$$

Задача. Розрахувати час випаровування краплі води з початковим діаметром 0.1 мм. Відносна вологість повітря 40%.

Розв'язок. Необхідні для розрахунку дані: $\rho_{liq} = 1000 \text{ кг/м}^3$, $L = 2.4 \text{ МДж/кг}$;

$\rho_g = \rho_{g0} \frac{T_0}{T_{g\infty}}$, $\lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T_{g\infty}}{T_0}\right)^{0.75}$, $D = D_0 \left(\frac{T_{g\infty}}{T_0}\right)^{1.8}$, $M_p = 18 \text{ кг/кмоль}$; $M_g = 29 \text{ кг/кмоль}$; $T_{kun} = 373 \text{ К}$. При $T_0 = 273 \text{ К}$; $\rho_0 = 1.293 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_{g0} = 2.43 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/м К}$, $D_0 = 0.216 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$. Розрахунки для $T_{g\infty} = 293 \text{ К}$ дають наступні значення $\lambda_g = 2.38 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(м·К)}$; $\rho_g = 1.2 \text{ кг/м}^3$; $D = 0.24 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

а) Знаючи відносну вологість і температуру повітря знайдемо відносну концентрацію водяної пари в повітрі $Y_\infty = Y_s(T_{g\infty})\phi$, де $Y_s(T_{g\infty})$ розрахуємо по формулі (8.30):

$$Y_s(T_{g\infty}) = \rho_g \frac{M_{liq}}{M_g} \exp\left(\frac{LM_{liq}}{R} \left(\frac{1}{T_{bl}} - \frac{1}{T_{g\infty}}\right)\right).$$

$$Y_s(T_\infty) = \frac{1.2 \cdot 18}{29} \exp\left(\frac{2.4 \cdot 10^6 \cdot 18 \cdot 10^{-3}}{8.31} \left(\frac{1}{373} - \frac{1}{293}\right)\right) = 16.57 \cdot 10^{-3} \text{ (кг/м}^3\text{)}.$$

Тоді $Y_\infty = 0.4 \cdot 16.57 \cdot 10^{-3} = 6.62 \cdot 10^{-3} \text{ кг/м}^3$.

Психрометрична таблиця

Показання сухого термометра, °C	Різниця показань сухого і вологого термометра, °C										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	Відносна вологість, %										
12	100	89	78	68	57	48	38	29	20	11	-
13	100	89	79	69	59	49	40	31	23	14	6
14	100	89	79	70	60	51	42	34	25	17	9
15	100	90	80	71	61	52	44	36	27	20	12
16	100	90	81	71	62	54	46	37	30	22	15
17	100	90	81	72	64	55	47	39	32	24	17
18	100	91	82	73	65	56	49	41	34	27	20
19	100	91	82	74	65	58	50	43	35	29	22
20	100	91	83	74	66	59	51	44	37	30	24
21	100	91	83	75	67	60	52	46	39	32	26
22	100	92	83	76	68	61	54	47	40	34	28
23	100	92	84	76	69	61	55	48	42	36	30
24	100	92	84	77	69	62	56	49	43	37	31
25	100	92	84	77	70	63	57	50	44	38	33

б) Знайдемо рівноважну температуру випаровування, вирішуючи трансцендентне рівняння (8.28). Отримуємо $T_{gs} = 285.3$ К. Використовуючи табл. 8.1, визначаємо відносну вологість повітря $\phi = 39\%$, що узгоджується з даними умови.

в) По формулі (8.30) розрахуємо концентрацію насиченої пари при температурі випаровування $Y_s(T_s) = 10 \cdot 10^{-3}$ кг/м³.

г) По формулах (8.20) і (8.27) знаходимо постійну швидкості випаровування:

$$k_\lambda = \frac{8 \cdot 2.38 \cdot 10^{-2} (293 - 284.9)}{1000 \cdot 2.4 \cdot 10^6} = 6.42 \cdot 10^{-10} \text{ (м}^2/\text{с)},$$

$$k_D = \frac{8 \cdot 0.24 \cdot 10^{-4} (10 \cdot 10^{-3} - 6.62 \cdot 10^{-3})}{1000} = 6.49 \cdot 10^{-10} \text{ (м}^2/\text{с)}.$$

д) по формулі (8.32) розрахуємо час випаровування краплі води $\tau_{ev} = 1556$ с по тепловій моделі та $\tau_{ev} = 1541$ с по дифузійній моделі.

Похибка, що пов'язана з відведенням тепла по терморарі. Найбільш точні вимірювання швидкості випаровування крапель проведени на порівняно великих (близько 1 мм) краплях, підвішених на тонких нитках. Нехтувати відведенням тепла через нитку при випаровуванні крапель летючих рідин, особливо при підвішуванні їх на терморарі, у жодному випадку не можна.

Позначимо через r_m – радіус нитки, через x – відстань від заданого поперечного перетину нитки до краплі, через λ_m – теплопровідність матеріалу нитки, через θ – різницю температур нитки і середовища. Якщо прийняти в першому наближенні, що в кожному поперечному перетині нитки температура стала по всьому перетину, то диференціальне рівняння стаціонарного переносу тепла по нитці з одночасним притоком тепла від середовища до нитки набуває простої форми:

$$\lambda_m \frac{d^2 T}{dx^2} = \frac{2\alpha}{r_m} (T - T_g),$$

$$T(x=0) = T_s, \quad T(x=\infty) = T_g.$$

Розв'язок цього рівняння має вигляд:

$$T = T_g + (T_s - T_g) \exp\left(-\sqrt{\frac{2\alpha r_m}{\lambda_m}} \frac{x}{r_m}\right).$$

Тут T_s – температура поверхні краплі.

Кількість тепла, що поступає в краплю через нитку за одиницю часу, знаходиться як:

$$Q_m = \pi r_m^2 \lambda_m \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = \pi r_m \lambda_m \sqrt{\frac{2\alpha r_m}{\lambda_m}} (T_g - T_s).$$

Відношення цієї кількості теплоти Q_m до основного потоку тепла через газ Q рівно:

$$\frac{Q_m}{Q} = \frac{r_m}{r_s} \sqrt{\frac{\lambda_m}{\lambda_g} Nu_m}, \quad (8.33)$$

$$Q = 4\pi r_s \lambda_g (T_g - T_s), \quad \alpha = \frac{\lambda_g Nu_m}{2r_m}.$$

Отже, чим більше радіус дротика і чим більш теплопровідний матеріал речовини термопари, тим більше похибка вимірювання константи випаровування.

8.3. Кінетика зростання крапель

В параграфі 2.8 наведені умови, за яких крапля рідини може випаровуватися в данному середовищі, чи на ній буде конденсуватися пара і розмір краплі буде збільшуватися (пересичення пари в середовищі більше за пересичення пари біля поверхні краплі). Для описання кінетики конденсаційного зростання краплі можна використовувати тіж самі формули, що використовувалися для описання кінетики випаровування краплі. Так рівняння Максвелла приймає вигляд:

$$\frac{dm}{dt} = 2\pi \frac{Sh}{2} D \rho_g d (Y_0 - Y_s), \quad (8.34)$$

Швидкість зміни розміру краплі:

$$\frac{\partial d}{\partial t} = \frac{4DM}{d \rho_{liq} RT} (p_\infty - p_s). \quad (8.35)$$

Час конденсаційного зростання краплі τ_{cond} (з *англ.* condensation – конденсація) діаметром d_0 до діаметру d рівний (**рівняння Ленгмюра**):

$$\tau_{cond} = \frac{\rho_{liq} RT (d^2 - d_0^2)}{8DM (p_\infty - p_s)} = \frac{\rho_{liq} RT (d^2 - d_0^2)}{8DM p_s (S - 1)}, \quad (8.36)$$

Процеси укрупнення аерозолів в хмарах. Укрупнення хмарних крапель до розмірів крапель опадів відбувається за рахунок процесів конденсації водяної пари і коагуляції:

$$\frac{\partial d}{\partial t} = \left(\frac{\partial d}{\partial t} \right)_{cond} + \left(\frac{\partial d}{\partial t} \right)_{coag}.$$

Конденсаційне зростання хмарних крапель можливе при пересиченні в хмарі. Він описується виразом:

$$\left(\frac{\partial d}{\partial t} \right)_{cond} = 4k_{cond} \frac{p_0 - p_s}{d} (1 + F). \quad (8.37)$$

$$F = a\sqrt{Re}, \quad k_{cond} = \frac{DM}{\rho_{liq} RT}.$$

Тут $k_{cond} = 1.74 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2/(\text{Па} \cdot \text{с})$; D – коефіцієнт молекулярної дифузії води; ρ_{liq} – густина краплі; R – універсальна газова стала, M – молекулярна маса пари; T – температура краплі; p_∞ – парціальний тиск водяної пари в повітрі; p_s – тиск насиченої водяної пари над краплею; d – діаметр краплі, $(p_0 - p_s)$ – пересичення відносно поверхні краплі (якщо $d \gg 1$ мкм, то практично $p_s = p_0$); F – вітровий коефіцієнт, що залежить від розміру краплі, густини і в'язкості повітря, а також від швидкості краплі відносно обтікаючого повітря, Re – число Рейнольдса. Коефіцієнт F залежить від розміру крапель:

d , мкм.....	20	200	400	1000	1400	2000
F0.1	0.5	0.9	3.95	5.2	>5.2

Якщо застосувати ступінь пересичення S , то вираз (8.37) набуде вигляду:

$$\left(\frac{\partial d}{\partial t} \right)_{cond} = 4k_{cond} (S - 1) \frac{p_s}{d} (1 + F), \quad (8.38)$$

Час конденсаційного зростання крапель від початкового розміру d_0 до d рівний:

$$\tau_{cond} = \frac{(d^2 - d_0^2)}{8k_{cond}(S-1)p_s(1+F)}. \quad (8.39)$$

Якщо $d^2 \gg d_0^2$ то формула (8.36) набуде вигляду:

$$\tau_{cond} = \frac{d^2}{8k_{cond}(S-1)p_s(1+F)}. \quad (8.40)$$

Шлях dz , який повинна пройти крапля в хмарі, щоб вона могла вирости до певних розмірів за рахунок конденсації водяної пари, визначається по формулі:

$$dz = (u_s - u_g) dt = \frac{(u_s - u_g) d \partial d}{4k_{cond}(S-1)p_s(1+F)}, \quad (8.41)$$

де u_s – швидкість падіння краплі, u_g – швидкість вертикальних рухів повітря.

Для отримання шляху краплі при одночасному її конденсаційному зростанні необхідно провести інтегрування (8.41). При цьому варто врахувати, що швидкість падіння краплі залежить від її розміру.

Наприклад, для крапель діаметром менше 100 мкм вітровим множником можна знехтувати. Швидкість падіння такої краплі:

$$u_s = \frac{1}{18} \frac{d^2 g \rho_{liq}}{\eta_g} = \frac{1}{4} c_{cm} d^2.$$

Тоді після інтегрування формула для шляху z набере вигляду:

$$z = \frac{c_{cm}(d^4 - d_0^4)}{64k_{cond}(S-1)p_s} - \frac{u(d^2 - d_0^2)}{8k_{cond}(S-1)p_s}. \quad (8.42)$$

Зростання сублімацією (з *англ.* sublimation – сублімація) крижаної сферичної частинки визначається по формулі:

$$\left(\frac{\partial d}{\partial t} \right)_{subl} = 4k_{subl} \frac{p_0 - p_{н.л}}{d}, \quad (8.43)$$

де $p_{н.л}$ – тиск насиченої пари над крижаною частинкою (над льодом), $k_{subl} = 1.9 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2/(\text{Па} \cdot \text{с})$.

Оскільки в хмарі зазвичай спостерігається невелике пересичення водяної пари по відношенню до води, то тиск пари в хмарі практично дорівнює тиску насиченої пари $p_0 = p_s$. Для визначення часу зростання сублімації хмарних елементів застосовується вираз:

$$\tau_{subl} = \frac{(d^2 - d_0^2)}{8k_{subl}(p_s - p_{н.л})}.$$

Шлях z , який необхідно пройти в хмарі сферичній крижаній частинці діаметром d_0 менше 100 мкм для досягнення нею певного розміру d , обчислюється за формулою:

$$z = \frac{c_{cm} (d^4 - d_0^4)}{64k_{subl} (p_s - p_{н.л})} - \frac{u_g (d^2 - d_0^2)}{8k_{subl} (p_s - p_{н.л})}.$$

Коагуляційне зростання крапель (гравітаційна коагуляція) в хмарі. Вираз для швидкості росту крапель за рахунок гравітаційної коагуляції має вигляд:

$$\left(\frac{\partial d}{\partial t} \right)_{coag} = \frac{2E\delta}{\rho_p d^2} (d + \bar{d})^2 (u(d) - u(\bar{d})), \quad (8.44)$$

де δ – масова частка води в хмарі, г/см³, ρ_p – густина краплі, d – діаметр падаючої краплі, \bar{d} – середній діаметр крапель (тобто мілких) в хмарі, $u(d)$ – швидкість падіння крупної краплі, $u(\bar{d})$ – швидкість падіння мілких крапель, E – коефіцієнт захоплення, рівний добутку коефіцієнтів злиття і зіткнень ($E = E' \cdot E''$). Якщо $d \gg \bar{d}$ і $u(d) \gg u(\bar{d})$, то формулу (8.44) можна перетворити до вигляду:

$$\left(\frac{\partial d}{\partial t} \right)_{coag} = \frac{2E\delta}{\rho_p} u(r_s). \quad (8.45)$$

Час зростання краплі за рахунок коагуляції (з *англ.* coagulation – коагуляція) при її проходженні через хмару з урахуванням різних швидкостей падіння крапель можна визначити, інтегруючи (8.45). Наприклад, для крапель $d \leq 100$ мкм:

$$\tau_{coag} = \frac{8\rho_p}{E\delta c_{cm}} \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{d_0} \right).$$

де d , d_0 – початковий і кінцевий радіуси падаючих крапель.

Зміна радіусу краплі з висотою за рахунок коагуляції описується виразом:

$$\frac{\partial d}{\partial z} = \frac{E\delta}{2\rho_p} \frac{u(d)}{u_g - u(d)}. \quad (8.46)$$

При малих швидкостях висхідних потоків, коли $u(d) \gg u_g$ інтегрування (8.46) приводить до:

$$d = d_0 + \frac{E\delta}{2\rho_p} z. \quad (8.47)$$

Завдання для самостійного вирішення:

1. Скільки хмарних крапель радіусом 5 мкм необхідно для утворення однієї дощової краплі радіусом 1 мм?

8. ВИПАРОВУВАННЯ І КОНДЕНСАЦІЯ АЕРОЗОЛІВ

2. За який час крапля радіусом 1 мкм при температурі 10 °С виросте за рахунок конденсації до 10 мкм, якщо пересичення в хмарі 0.1%?
3. Який шлях в купчастій хмарі з середньою температурою 0°C і пересиченням 2% повинна пройти крапля з початковим радіусом 5 мкм, щоб її радіус міг за рахунок конденсації досягти 50 мкм, якщо швидкість вертикальних потоків в хмарі 10 м/с?
4. Якого розміру досягнуть за рахунок коагуляційного зростання краплі з початковим радіусом 40 мкм при проходженні хмари висотою 300 м; середній радіус крапель хмари 6 мкм і середня частка води в хмарі 0.2 г/м³. Вертикальні рухи в хмарі малі. Коефіцієнт захоплення прийняти рівним 0.5.
5. За який час замерзла крапля радіусом 1 мкм, що знаходиться в переохолодженій хмарі з температурою –10.0 °С, виросте за рахунок сублімації до розмірів 5 мкм?

Розділ 9. ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ АЕРОЗОЛІВ

9.1. Зарядка аерозольних частинок

Частинки в аерозолях мають електричні заряди, які виникають при випадкових зіткненнях частинок одна з одною, або з якою-небудь поверхнею. Можлива також адсорбція іонів, що утворюються при іонізації газів під дією космічних, ультрафіолетових і радіоактивних випромінювань. Для аерозолів характерна крайня агрегативна нестійкість. Їх тривале існування пов'язане з високою дисперсністю і малою концентрацією. Це означає, що стійкість аерозолів є лише кінетичною, термодинамічні чинники стійкості відсутні.

В системах з газовим дисперсійним середовищем навколо частинок не виникають подвійні електричні шари. Їх електричні заряди утворюються в результаті зіткнення одна з одною або з якою-небудь іншою поверхнею, або при орієнтації диполів (дисперсійного середовища), або адсорбції заряджених частинок.

Аерозольна частинка може мати один або декілька електричних зарядів або бути нейтральною. Аерозольна система може мати в своєму складі частинки, які заряджені позитивно і негативно, є нейтральними. Співвідношення цих частинок визначає сумарний заряд системи.

Електричний стан аерозольної системи не залишається сталим в часі. В результаті взаємодії одна з одною і з навколишнім середовищем частинки отримують заряд, віддають його, нейтралізуються.

Пилові частинки, що мають електричний заряд, в два рази інтенсивніше затримуються в дихальних шляхах, чим нейтральні.

Зазвичай неметалічні частинки заряджають позитивно, а металеві – негативно. Солі $NaCl$, $CaCl$ заряджають позитивно, а $CaCO_3$; Al_2O_3 ; Fe_2O_3 ; $MgCO_3$ – негативно. Частинки, що мають однойменні заряди, при взаємодії відштовхуються, різнойменні - притягуються. Взаємодія двох тіл, розмірами яких можна нехтувати, описується законом Кулона. При високій концентрації зважених частинок в середовищі, кулонівські сили сприяють процесам коагуляції.

Більшість аеродисперсних систем несуть електричний заряд, який постійно перерозподіляється між аерозольними частинками. Наявність заряду на частинці залежить від ряду зовнішніх чинників. Вплив електричних полів на поведінку аерозолу до кінця не з'ясований, хоча вона представляє великий інтерес для прогнозу властивостей частинок.

Електричні сили використовують для високоефективного очищення повітря. Вивчення дуже дрібних частинок проводять, аналізуючи їх рухливість або рух в електричному полі.

Для дослідження аерозолів важливі такі електричні характеристики, як розподіл зарядів по аерозольних частинках і швидкість руху зарядженої

частинки в електричному полі, яку необхідно знати, наприклад, при визначенні швидкостей осідання або швидкостей переносу зарядів.

До механізмів зарядки аерозольних частинок відносяться:

1) пряма іонізація частинок; 2) статична електризація частинок; 3) зіткнення з іонами; 4) іонізація частинок електромагнітним випромінюванням.

Пряма іонізація частинок – іонізація аерозольних частинок високоенергетичними атомами і молекулами (але не електромагнітним випромінюванням). Зважаючи на невелике число аерозольних частинок відносно числа молекул газу, основний внесок іонізації складається за рахунок молекул повітря, яке за звичайних умов неістотне.

Статична електризація може протікати за рахунок дії різних механізмів.

1) **Електролітичні ефекти.** Характеризується обміном іонами крапель рідких розчинів з високою діелектричною проникністю з металевими або іншими твердими поверхнями. Краплі відштовхуються одна від одної, оскільки захоплюють заряди одного знаку.

2) **Контактна електризація.** У цьому процесі електрони з чистих сухих поверхонь різних металів, що контактують, переміщуються в глиб металу з нижчою роботою виходу електронів. Оскільки при цьому між контактуючими поверхнями повинні бути відсутніми плівки домішки, то цей механізм, видно, не може мати істотного значення в процесах статичної зарядки частинок.

3) **Електризація при розпилюванні.** У верхньому шарі рідини з високою діелектричною проникністю завдяки дії поверхневих сил зростає концентрація електронів і негативних іонів. При розпилюванні рідини цей поверхневий шар руйнується, і дрібні краплі, що утворюються, в основному заряджаються негативно. Тоді як великі заряджаються позитивно або негативно, або залишаються незарядженими приблизно з рівною імовірністю. Краплі, що утворилися при розпилюванні, зазвичай містять лише декілька елементарних зарядів.

4) **Електризація тертям.** Сухі неметалічні частинки набувають заряду при контакті з металами або іншими частинками. Фундаментальні причини цього поширеного механізму залишаються не до кінця зрозумілими, хоча вважається, що основною причиною зарядки є різниця робіт виходу електронів з частинок різної природи, як і при контактній електризації. Для оцінки знаку зарядки можна скористатися наступним рядом матеріалів:

азбест, скло, кварц, Mg, Pb, гіпс, Zn, Cu, Ag, Si, S.

При взаємодії двох речовин позитивний заряд отримає матеріал, що стоїть в ряду правіше, а негативний – лівіше.

При відносній вологості вище 50-60% зарядка протікає повільніше із-за утворення на частинках тонкого шару води.

5) **Іонізація в полум'ї.** Дуже значущий механізм зарядки частинок, що має широкі технологічні застосування. Наприклад, в реакційній зоні легко-вуглеводневого полум'я концентрація іонів досягає $10^{15} - 10^{18} \text{ м}^{-3}$, причому там ясно присутні позитивні іони. Наявність в полум'ї дрібних частинок речовини значно збільшує концентрацію вільних електричних зарядів. Наприклад, на вугільній частинці діаметром 0.02 мкм, що утворилася при згоранні ацетилену, в середньому міститься десять елементарних зарядів, що відповідає 10^{21} елементарних зарядів на кілограм.

Зіткнення з іонами. Іони можуть виникнути в повітрі, наприклад, при приєднанні нейтральними аерозольними частинками позитивних або негативних зарядів, що виникли за рахунок енергії α -, β - і γ -променів в процесі радіоактивного розпаду ізотопів. Утворення іонів можливе і при електричних розрядах різного типу.

Розрізняють два механізми зарядки: дифузійна зарядка і зарядка в електричному полі.

Дифузійна зарядка. В процесі дифузійної зарядки аерозольні частинки заряджають при зіткненні з дифундуючими іонами у відсутності зовнішнього електричного поля. Частинки заряджають іонами одного знаку (уніполярними іонами) у відсутності зовнішнього електричного поля. Зіткнення іонів з частинкою трактується як результат хаотичного теплового руху іонів, а броунівським рухом самих частинок зазвичай нехтують.

Зарядка в електричному полі. У цьому процесі частинки набувають заряду, зіштовхуючись в основному з іонами, рухомими по напрямку зовнішнього електричного поля.

Швидкість зарядки в електричному полі вища, ніж при дифузійній зарядці. Для дуже дрібних частинок дифузійна зарядка грає велику роль навіть у присутності зовнішнього електричного поля.

При теоретичному розгляді зарядки припускають, що: 1) частинки сферичні (або ізометричні), 2) частинки аерозолю монодисперсні (полідисперсність ускладнює, але не спростовує теорію), 3) частинки не взаємодіють між собою (що можна прийняти при їх малій рахунковій концентрації), 4) біля кожної частинки концентрація іонів і електричне поле однорідні.

Теорія Уайта дифузійної зарядки. Передбачається, що іони дифундують в газі відповідно до основних положень молекулярно-кінетичної теорії. При зіткненні з частинкою іон залишається на ній, таким чином вона накопичує заряд. Він породжує електричне поле, яке відштовхує іони того ж знаку, що наближаються. По мірі накопичення заряду частинки швидкість його накопичення знижується.

Кількість іонів із зарядом, рівним z елементарним зарядам, які стикаються з частинкою діаметру d , визначають загальний заряд частинки. Зміна заряду частинки q в одиницю часу визначається як:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\pi d^2}{4} (ze) n u_i, \quad n = n_0 \exp\left(\frac{W}{kT}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{qze}{2\pi\epsilon_0 dkT}\right), \quad (9.1)$$

де n – концентрація іонів, що знаходяться біля поверхні частинки; n_0 – середня концентрація іонів, u_i – середньоквадратична швидкість іонів, W – потенціальна енергія іона біля поверхні частинки.

Якщо спочатку частинка не заряджена, залежність заряду частинки від часу має вигляд:

$$q = \frac{2\pi\epsilon_0 dkT}{ze} \ln\left(1 + \frac{z^2 e^2 n_0 u_i d}{8\epsilon_0 kT} t\right) \quad (9.2)$$

Видно, що швидке зростання заряду на частинці в початковий період часу змінюється потім повільнішим. По теорії Уайта граничного заряду частинки не існує, що фізично невірно – досягши певного заряду, з поверхні частинки починається емісія електронів. Крім того, дана теорія справедлива лише в тих випадках, коли середня довжина вільного пробігу іонів менше або порядку розміру частинки. Тобто фактично для частинок з діаметром більше 1 мкм.

У теорії також не врахований стохастичний (невизначений, випадковий) характер придбання частинкою заряду. Адже з отриманого рівняння виходить, що при малих зарядах частинки і часах спостереження можливе існування дробового заряду. Тому розраховані значення заряду слід розглядати як усереднені.

Теорія Уайта була вдосконалена Фуксом і незалежно від нього Брікардом шляхом врахуванням дії дзеркальних сил на зарядку частинок. Теорія Фукса – Брікарда добре узгоджується з експериментом.

Задача. Час перебування частинки в секції зарядки електростатичного осаджувача 0.6 с. Яка концентрація іонів, якщо за цей час частинка набуває половини граничного заряду?

Розв'язок. Час, за який частинка набуває половину граничного заряду, рівний $t_s = \frac{4\epsilon_0}{n_0 e \beta_i}$. Звідки концентрація іонів:

$$n_0 = \frac{4\epsilon_0}{e\beta_i t_s} = \frac{4 \cdot 8.85 \cdot 10^{-12}}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 1.4 \cdot 10^{-4} \cdot 0.4} = 4 \cdot 10^{12} \text{ (іонів/м}^3\text{)}$$

Зарядка частинок в електричному полі. Зарядка в електричному полі відбувається в упорядкованому потоці рухомих іонів в прикладеному полі. Припустивши, що незаряджені провідні сферичні аерозольні частинки раптово потрапляють в однорідне електричне поле. Електричне поле

біля частинки спотворюється, і іони, рухаючись уздовж силових ліній, починають її заряджати. Заряджена частинка починає відштовхувати іони, і вигляд силових ліній поля змінюється. По мірі насичення частинки зарядами зменшується число іонів, вступаючих в контакт з частинкою.

Швидкість зміни заряду частинки у будь-який момент часу залежить від числа іонів, що досягли до її поверхні, здатної прийняти ці іони:

$$\frac{dq}{dt} = jS(q), \quad S(q) = \frac{\Phi(q)}{E_0}, \quad (9.3)$$

де j – густина іонного струму в незбуреному полі, $S(q)$ – площа перетину незбуреного іонного потоку, що досягає частинки із зарядом q , $\Phi(q)$ – електричний потік (потік вектора напруженості електричного поля), що входить в частинку, E_0 – напруженість незбуреного електричного поля поблизу частинки.

Електричний потік, падаючий на заряджену частинку, що знаходиться в однорідному електричному полі, рівний:

$$\Phi(q) = \xi \frac{\pi d^2}{4} E_0 \left(1 - \frac{q}{\pi \varepsilon_0 \xi E_0 d^2} \right)^2, \quad \xi = \frac{3\varepsilon}{\varepsilon + 2}, \quad (9.4)$$

де ε – діелектрична проникність краплі.

При отриманні цієї формули передбачається, що розмір частинки набагато більше середньої довжини пробігу іонів.

Насичення частинки зарядом відбудеться, коли $\Phi(q) = 0$ тобто при заряді:

$$q_s = \pi \varepsilon_0 \xi E_0 d^2. \quad (9.5)$$

Густина іонного струму в незбуреному середовищі дорівнює добутку заряду в одиниці об'єму на швидкість дрейфу іонів:

$$j = n_0 e u_i, \quad u_i = \beta_i E_0, \quad (9.6)$$

де n_0 – середня концентрація іонів, м^{-3} , u_i – швидкість дрейфу іонів, м/с , β_i – рухливість іонів, $(\text{м/с})/(\text{В/м})$. Характерна величина рухливості іонів в повітрі складає $1.4 \cdot 10^{-4} (\text{м/с})/(\text{В/м})$.

Таким чином, швидкість наростання заряду частинки визначається виразом:

$$\frac{dq}{dt} = \xi \frac{\pi d^2}{4} n_0 e \beta_i E_0 \left(1 - \frac{q}{\pi \varepsilon_0 \xi E_0 d^2} \right)^2. \quad (9.7)$$

Інтегрування з початковою умовою (в початковий момент часу частинка не заряджена) $q = 0$ при $t = 0$ дає:

$$q = q_s \frac{t}{t + t_s}, \quad t_s = \frac{4\varepsilon_0}{n_0 e \beta_i}. \quad (9.8)$$

Параметр t_s характеризує швидкість зарядки частинки. При $t = t_s$ частинка отримує половину граничного заряду, при $t = 10t_s$ – 91% граничного заряду. Відмітимо, що t_s не залежить від розміру частинки. Тому відносні швидкості зарядки частинок рівні. Крупні частинки придбають більший заряд, чим дрібні, але відношення q / q_s для них буде однаковим.

Якщо напруженість достатньо велика, частинки почнуть втрачати надмірний заряд шляхом спонтанної емісії іонів або електронів. Для емісії електронів в повітрі потрібна поверхнева напруженість E_s близько 10^9 В/м, а для іонної емісії в 20 разів більше. Заряд, що набуває частинкою в таких сильних полях, є **абсолютним граничним зарядом** частинки:

$$q_m = \pi \epsilon_0 E_s d^2. \quad (9.9)$$

В той же час заряд рідкої краплі не може досягти граничного значення, за винятком випадку, коли її розміри дуже малі. На заряд накладається додаткове обмеження (межа Релея). Сильно заряджена крапля випаровуватиметься до тих пір, поки зовнішня сила електричного поля на поверхні краплі не перевищить внутрішню силу її поверхневого натягнення. У цей момент крапля розірветься на частини, а її заряд розподілиться по більшій поверхні декількох дрібніших крапель. Релей отримав вираз для заряду краплі, необхідного для її розриву:

$$q_r = \sqrt{2\pi\sigma d^3}, \quad (9.10)$$

де σ – коефіцієнт поверхневого натягу рідини.

Оскільки межа Релея для заряду частинки знижується зі зменшенням розміру краплі. Краплі, які можуть випаровуватися, зменшуватимуться до тих пір, поки діаметри крапель, що утворюються, не складуть приблизно 0.01 мкм.

Позитивно заряджена крапля безперервно зменшуватиметься до молекулярних розмірів, а негативно заряджена – дробитися до крапель певного мінімального розміру.

Рівноважний розподіл зарядів. Часто в навколишньому середовищі, і, отже, на частинках в приблизно рівних кількостях присутні іони обох знаків. Тоді як ймовірність знаходження на частинці великого числа зарядів одного знаку дуже мала. За рахунок іоноутворення в атмосфері іони знаходяться в рівновазі, але в рівновазі повинні знаходитися і величини зарядів на частинках атмосферних аерозолів. Умова такої рівноваги означає, що аерозольні частинки певного (фіксованого) розміру включають певну фракцію незаряджених частинок і фракції, що містять один, два і більше елементарних зарядів. Не дивлячись на динамічні процеси зарядки для окремо взятої частинки, кількість частинок в якій-небудь зарядовій фракції атмосферного аерозолію як цілого повинно залишатися незмінним.

Чисельна частка аерозольних частинок, що мають заданий заряд та даний діаметр більше 0.01 мкм, може бути розрахована згідно з виразом:

$$f(q) = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 dkT}} \exp\left(-\frac{q^2}{4\pi \epsilon_0 dkT}\right). \quad (9.11)$$

Середнє число зарядів будь-якого знаку на частинці з діаметром більше 0.1 мкм можна оцінити як:

$$\bar{n} = \sqrt{4\epsilon_0 \frac{dkT}{e^2}}. \quad (9.12)$$

При цьому середнє число позитивних і негативних зарядів складає половину цієї величини \bar{n} .

Задача. Визначити частки частинок діаметром 0.5 мкм, що містять в середньому три і чотири заряди, при рівноважному розподілі зарядів в повітрі кімнатної температури.

Розв'язок. Заряд частинки, що містять три і чотири елементарні заряди, відповідно, рівні

$$q_3 = 4.8 \cdot 10^{-19} \text{ Кл і } q_4 = 6.4 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$$

Частку частинок визначимо згідно з виразом:

$$f(q_3) = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 dkT}} \exp\left(-\frac{q_3^2}{4\pi \epsilon_0 dkT}\right) = 0.068.$$

Аналогічно $f(q_4) = 0.031$.

Відповідь. 6.8% і 3.1%.

Рух заряджених частинок в електричному полі. Рівняння руху зарядженої аерозольної частинки в електричному полі можна записати у вигляді:

$$m \frac{d\vec{u}_p}{dt} = 3\pi d \eta_g (\vec{u} - \vec{u}_p) + m\vec{g} - ze\vec{E} \quad (9.13)$$

або
$$\tau \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \vec{u} - \vec{u}_p + \tau\vec{g} - \vec{E}\beta, \quad \beta = \frac{zeC_c}{3\pi\eta_g d}$$

Тут β – рухливість частинок в електричному полі (швидкість, яку придбала б частинка в електричному полі напруженістю 1 В/м), C_c – поправка Каннінгема, E – напруженість поля.

Звичайний час τ малий. Тому при русі в електричних полях, коли електричні сили переважають над силами тертя і тяжіння, рівняння руху частинки можна спростити. В результаті отримується, що частинка рухається зі сталою швидкістю u_p – швидкістю електричного дрейфу ω :

$$u_p = \omega = -E\beta. \quad (9.17)$$

Знання швидкості електричного дрейфу аерозольних частинок важливе для теоретичної оцінки ефективності електростатичного осаджувача трубчастого і пластинчастого типу:

$$E_q = 1 - \exp\left(-\frac{S\omega}{Q}\right), \quad (9.18)$$

де S – повна площа поверхні осаджувача, Q – витрата газу з частинками.

Варто відзначити, що тут передбачається, що частинка осіла на колектор, залишається на ній. Для рідких частинок це виконується. Проте суха тверда частинка, яка провідна струмом, швидко втрачає свій заряд, отримує заряд електроду осаджувача і може відштовхуватися від нього.

Завдання для самостійного вирішення:

1. Напруженість електричного поля Землі складає 128 В/м . Визначити найбільший заряд, який може придбати в цьому полі сферична частинка діаметром 10 мкм , якщо $\xi = 3$.
2. Час перебування частинки в секції зарядки електростатичного осаджувача дорівнює 0.4 с . Яку частину граничного заряду придбають за цей час частинки, якщо концентрація іонів складає 10^{13} м^{-3} ?
3. Визначите найбільший позитивний заряд сферичної частинки діаметром 0.01 мкм . Порівняйте з межею Релея.
4. Визначити рухливість сферичної частинки діаметром 5 мкм в повітрі, якщо її заряд $200e$.
5. Сферична частинка діаметром 0.25 мкм поміщена в середовище з концентрацією іонів $3 \cdot 10^{14} \text{ іонів/м}^3$. Оцінити величину заряду, створюючого на ній шляхом дифузійної зарядки через 10 с , якщо температура дорівнює $20 \text{ }^\circ\text{C}$.
6. Визначити частки частинок діаметром 0.5 мкм , що містять в середньому один і два заряди при рівноважному розподілі зарядів.
7. Визначити швидкість дрейфу сферичної частинки діаметром 0.1 мкм і густиною 2650 кг/м^3 , якщо вона містить 200 елементарних зарядів. Частинка знаходиться в полі з напруженістю $7 \cdot 10^6 \text{ В/м}$.
8. Для уловлювання частинок діаметром 0.5 мкм потрібний електростатичний осаджувач з ефективністю 99.6% . Визначити необхідну площу колектора, якщо об'ємна швидкість прокачування $10^4 \text{ м}^3/\text{час}$. Швидкість дрейфу частинок рівна 0.075 м/с .

9.2. Електростатичні вимірювачі параметрів аерозолів

Аерозольні частинки можуть придбати електричні заряди різним чином. Один з основних способів – осадження на частинках газових іонів, що утворюються в газах під дією яких-небудь іонізуючих випромінювань або газового розряду (в повітрі такі іони називаються аероіонами). Подіб-

но до молекул газу, аероіони швидко дифундують в навколишньому просторі, досягають поверхні частинок і віддають їм свій заряд при зіткненнях. Частинки аерозолу є тілами, ізольованими від навколишніх тіл, і тому вони тривалий час зберігають свій заряд. Такий варіант осадження іонів на частинках називається дифузійною зарядкою. Якщо ж частина простору разом з іонами і частинками знаходиться в електричному полі, виникає направлений (окрім безладного дифузійного) рух іонів, під час якого іони також можуть досягти поверхні частинок і зарядити їх. Це – ударна зарядка.

Інтенсивність цих двох процесів різним чином залежить від розмірів частинок. Так, швидкість дифузійної зарядки визначається, очевидно, потоком іонів на поверхню частинки, який, у свою чергу, прямо залежить від градієнта концентрації іонів у поверхні частинки; останній же обернено пропорційний розміру частинки. Таким чином, інтенсивність дифузійної зарядки зменшується із зростанням частинки.

Навпаки, можливість осадження іонів на частинку при їх русі під дією поля росте із збільшенням перетину частинки, тобто її розміру.

Таким чином, в області малих розмірів частинок іони на них осідають переважно за рахунок дифузії. За наявності поля для крупних частинок діє в основному ударний механізм зарядки. При посиленні поля перехід від дифузійної до ударної зарядки зміщується в область менших частинок.

Декілька інша картина зарядки виникає для дуже малих частинок, менших чим 0.1 мкм. В цьому випадку більшість частинок набувають лише одиничних зарядів (рівні заряду одного електрона), а деякі з них залишаються взагалі без зарядів. Такий процес реалізується, наприклад, в біполярному іонному середовищі, коли в газі виникають рівні кількості іонів обох знаків під впливом радіоактивного випромінювання. В умовах рівноваги заряджений аерозоль в кінці кінців набуває зарядів відповідно до розподілу Больцмана – симетричним щодо нуля:

$$f(n_p) = \exp(-n_p^2 e^2 / dkT) / \sum \exp(-n_p^2 e^2 / dkT), \quad (9.19)$$

де $f(n_p)$ – частка частинок, що несуть заряд n_p ; e – заряд електрона, d – розмір частинок, k – стала Больцмана, T – абсолютна температура; підсумовування проводиться по всіх значеннях зарядів частинок.

Закономірності зарядки частинок наведені на рис. 9.1. Відзначимо, що в області малих розмірів залежність зарядів частинок від їх розміру дуже сильна. Навпаки, в області розмірів порядку 1 мкм крива виходить на плато і навіть піднімається вгору, що символізує перехід до ударної зарядки.

Відповідно до вищесказаного розроблено дві конструкції приладів, що використовують взаємозв'язок між розміром і зарядом частинок.

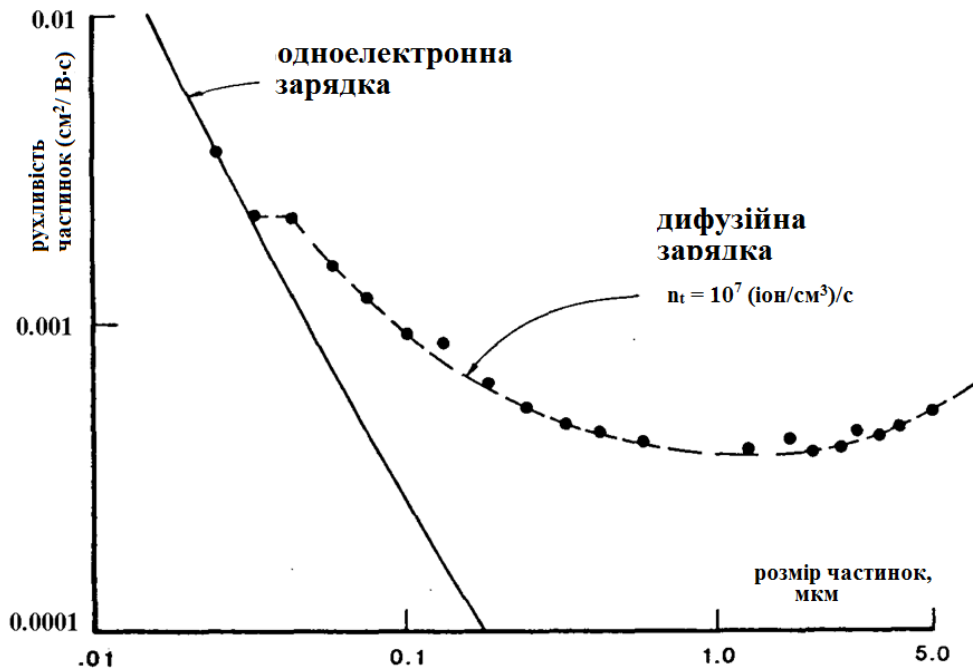


Рис. 9.1. Залежність заряду частинок від їх розміру при осадженні на них газових іонів

У приладах першого типу використовується дифузійна зарядка частинок в спеціальному заряднику і потім проводиться вимірювання їх рухливості у вимірювальному конденсаторі, як правило, інтегрального типу.

Всі прилади цього типу мають дві основні частини: зарядник, в якому частинки набувають заряди за рахунок осадження на них газових іонів, і пристрій для вимірювання зарядів. Останній зазвичай є повітряним конденсатором, в якому заряджені частинки аерозолі дрейфують під дією поля. Швидкість їх дрейфу описується формулою:

$$u = -AE \frac{q}{m}, \quad (9.20)$$

де m – маса частинок, q – її заряд, E – напруженість поля, A – коефіцієнт пропорційності, який залежить від одиниць розмірності взятих величин.

В таких умовах швидкість частинки при $E = 1$ В/м називається, як відомо, рухливістю частинки, і, отже, швидкість частинки залежить не окремо від m і q , а від її рухливості q/m . Тому фактично електростатичні вимірювачі параметрів аерозолів служать для визначення функції розподілу частинок аерозолі по рухливостям, і лише додатковими прийомами, знаючи $q = f(m)$, можна знайти функцію розподілу частинок по розмірах. Такі прилади часто називаються електростатичними вимірювачами розмірів частинок (в англійському варіанті ЕАА - electrical aerosol analyzer).

Розглянемо пристрій типового приладу типу ЕАА. У верхній частині циліндричного корпусу (довжиною 40 – 60 см, діаметром 6 – 8 см) знаходиться функціональний зарядник (рис. 9.2). Він містить дуже тонкий дріт, до якої підведена висока напруга (близько 4 – 5 кВ) і тому навколо нього-

виникає коронний розряд. Тобто від нього до оточуючих стінок ширюється потік іонів того ж знаку, під яким знаходиться дріт. Майже всі іони осідають на внутрішньому циліндричному електроді і на сітці, що закриває кругову щілину на цьому циліндрі. Електростатичне розштовхування іонів і невелика різниця потенціалів між коаксіальними циліндрами (практично між зовнішнім циліндром і сіткою, що закриває щілину) все ж дають невеличкий потік іонів в зазор між циліндрами, через який пропускається досліджуваний аерозоль. В залежності від цієї різниці потенціалів і від параметрів аерозолю зарядка частинок може бути або дифузійною, або ударною. Зазвичай в разі вимірювання малих частинок відбувається дифузійна зарядка частинок. Заряджений аерозоль потрапляє в вимірювальну секцію, яка представляє собою циліндричний конденсатор з центральним електродом, що знаходяться під високою напругою. Для задання координати входу аерозольних частинок в цей конденсатор використовується так званий струменевий метод, коли тонкий струмінь аерозолю вводиться в ламінарний потік чистого повітря і потім вивчаються ті чи інші властивості аерозолю вздовж потоку. В обговорюваному електростатичному вимірювачі досліджуваний аерозоль вводиться в основний потік через вузьке кругове сопло, розташоване біля зовнішньої стінки. Тоді вздовж потоку виникає просторовий розподіл часток, так що в кінці потоку весь аерозоль розділяється на дві частини: найбільш рухливі частки встигли осісти на центральний електрод, всі менш рухливі виводяться з вимірювального конденсатора і направляються в фільтруючу секцію. У ній вони уловлюються на електропровідний фільтр, виготовлений, наприклад, з пористої металокераміки, до якого підключений високочутливий вимірювач струму. Осівші в фільтрі частинки віддають йому свої заряди, так що між ним і "землею" тече

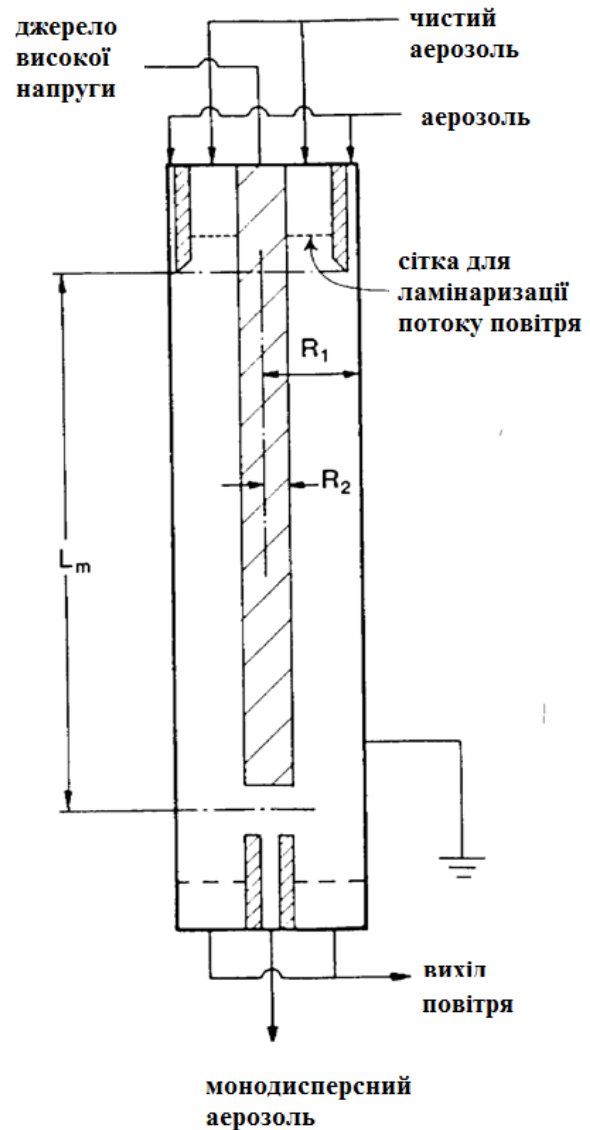


Рис. 9.2. Схема пристрою типічного електростатичного вимірювача розмірів аерозольних частинок

малий струм. Його величина - порядку $10^{-14} - 10^{-16}$ А, і точне вимірювання такого малого струму до недавнього часу являло собою деяку технічну проблему, що обмежувало поширення таких приладів.

Таким чином, змінюючи напругу на центральному електроді і вимірюючи кожного разу струм, який переноситься аерозолем на виході з конденсатора, можна отримати інтегральний розподіл частинок по їх рухливостям і далі розрахувати розподіл по розмірам. Останнім часом розроблені прилади, що використовують одноелектронну зарядку малих частинок для визначення їх функції розподілу по розмірах. На відміну від вимірювача ЕАА, даний прилад називають вимірювачем рухливості частинок – в англійському варіанті DMA (differential mobility analyzer). Зарядка частинок в ньому відбувається в біполярній іонній атмосфері, а вимірювання концентрації пройшовших через повітряний конденсатор частинок проводиться за допомогою конденсаційного лічильника частинок. Більш того, з конденсатора виводиться не весь аерозоль з рухливістю меншою за деяку критичну, а вузька його фракція (через вузьку щілину в центральному електроді).

З приведеного опису дифузійного методу вимірювання ясно, що його ефективність тим вище, чим менше розмір аерозольних частинок. Це робить його одним з небагатьох методів, придатних для вивчення високодисперсних аерозолів. З його допомогою можна вимірювати розмір частинок аж до молекулярних кластерів, тобто до значень близько 10 нм.

9.3. Визначення розмірів і зарядів аерозольних частинок по методу диференціальної електричної рухливості

Серед різних методів, розроблених для фундаментальних досліджень аерозольних частинок в діапазоні розмірів 1 – 1000 нм, метод диференціальної електричної рухливості є найбільш поширеним. Він використовується в різних галузях науки і техніки, наприклад, при виробництві наноматеріалів, контролі забруднень в напівпровідниковій промисловості, дослідженні атмосферних аерозолів, оцінки впливу аерозолів на здоров'я і так далі. Крім того, класифікацію заряджених частинок по електричній рухливості можна використовувати для створення монодисперсних частинок відомого розміру для калібрування аерозольних приладів. Метод базується на простих фізичних принципах - сепарації аерозольних частинок по рухливості при проходженні їх через електричне поле, де заряджені частинки змінюють свою траєкторію руху в залежності від їх розміру і заряду, швидкості потоку аерозолю, напруженості електричного поля і геометрії аналізатора.

Рухливістю частинки β_p , що володіє зарядом q , є швидкість її сталого руху в електричному полі з напруженістю, рівній одиниці:

$$\beta_p = \frac{qC_c}{3\pi\eta_g d}, \quad (9.21)$$

де η_g – динамічна в'язкість газу; d – діаметр частинки; C_c – поправка Каннінгема до закону Стокса для частинок діаметром менше 1 мкм.

В якості прикладу можна привести прилад, що випускається американською фірмою TSI (модель 3080): циліндровий скануючий аналізатор рухливості аерозольних частинок, схематичний малюнок якого приведений на рис. 9.3.

Скануючий аналізатор рухливості містить два концентричних металевих циліндра. До внутрішнього циліндру прикладена керована позитивна або негативна напруга, зовнішній циліндр заземлений. У аналізатор подають два вхідних потоки: огорожуючий потік чистого повітря, що не містить частинок Q_s , і потік уніполярних або біполярно заряджених частинок аерозолю Q_a ($Q_s \ll Q_a$). Обидва потоки ламінарні і проходять вниз по кільцевому простору аналізатора без перемішування. Під дією електричного поля заряджені частинки рухаються через огорожувальний потік до протилежно зарядженого внутрішнього циліндру і осідають по довжині електрода. Місце дотику частинок залежить від їх електричної рухливості частинки β_p , витрати потоку Q_s , прикладеної напруги і геометрії аналізатора. Частинки з високою електричною рухливістю осідають на верхній частині зарядженого внутрішнього циліндра, з малою збираються в нижній частині електрода. Лише частинки в межах вузького діапазону електричної рухливості $\beta_p = \beta_0$ (монодисперсний аерозоль) виходять з потоком Q_s , через вузьку щілину, розташовану в підставці аналізатора. Решта частинок видаляються з аналізатора з потоком надлишкового повітря Q_{exc} . Рухливість виділяючих аналізатором частинок вибирається шляхом зміни напруги.

Розглянемо рух сферичної частинки діаметром d і зарядом q в електричному полі аналізатора напруженістю E . В циліндровій системі координат траєкторія сталого руху частинки в потоці повітря задається системою рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{dr}{dt} = u_r + \beta_p \cdot E_r \\ \frac{dz}{dt} = u_z + \beta_p \cdot E_z \end{cases} \quad (9.22)$$

де r і z – радіальна і аксіальна координати частинки, відповідно; t – поточний час. Радіальні і аксіальні проекції швидкості потоку повітря в аналізаторі u і напруженості електричного поля E рівні:

$$u_r = 0, \quad u_z = \frac{Q_s}{\pi(r_2^2 - r_1^2)}, \quad E_r = \frac{U}{r \cdot \ln(r_2/r_1)}, \quad E_z = 0, \quad (9.23)$$

де r_1 – зовнішній радіус внутрішнього циліндра аналізатора; r_2 – внутрішній радіус зовнішнього циліндра аналізатора; U – напруга постійного струму, що створює електричне поле.

Інтегруючи рівняння (9.22) і (9.23) від r_1 до r_2 по радіальній і від 0 до L по аксіальній координатах отримаємо (L – аксіальна відстань між входом і виходом потоку аерозолію в аналізаторі):

$$\begin{cases} \frac{r_2^2 - r_1^2}{2} = \frac{\beta_p \cdot U}{\ln(r_2/r_1)} \cdot t_{np} \\ L = \frac{Q_s}{\pi(r_2^2 - r_1^2)} \cdot t_{np} \end{cases}, \quad (9.24)$$

де t_{np} – час перебування частинки в аналізаторі до потрапляння в щілину. Виключаючи час з рівнянь (9.24), отримаємо залежність між значенням електричної рухливості частинок, що виділяються аналізатором, і його параметрами

$$\beta_p = \beta_0 = \frac{Q_s}{2\pi \cdot U \cdot L} \cdot \ln(r_2/r_1). \quad (9.25)$$

З рівнянь (9.21) і (9.25) можна отримати формулу, що зв'яже розмір і заряд частинок, що виділяються аналізатором:

$$\frac{d}{q} = \frac{2C_c \cdot U \cdot L}{3\eta_g \cdot Q_s \cdot \ln(r_2/r_1)}. \quad (9.26)$$

Для визначення розмірів наночастинок ($d < 0.1$ мкм) використовують конденсаційний лічильник частинок або електрометрію. В цьому випадку, як впливає з рівняння (9.26) для визначення розподілу наночастинок по розмірах необхідно задати розподіл зарядів частинок від їх розміру. Тому перш ніж поступити в скануючий аналізатор рухливості аерозольних частинок, наночастинок повинні пройти через «нейтралізатор». «Нейтралізатор» – це пристрій, в якому за допомогою дії на аерозольні частинки радіоактивного випромінювання Kr^{85} або Am^{241} (тобто електрично нейтральної хмари позитивних і негативних іонів повітря) встановлюється рівноважний розподіл аерозольних частинок по заряду з нульовим сумарним зарядом. Рівноважний розподіл зарядів на частинках залежно від їх розміру табульований. Таким чином, розміри полідисперсного аерозолію наночастинок визначають на основі вимірювання числа частинок з рухливістю $\beta_p \sim \beta_0$ при різних значеннях встановленої між електродами напруги U з урахуванням відомої залежності розподілу заряду на цих частинках. Слід зазначити, що етап попередньої «нейтралізації» аерозолію не-

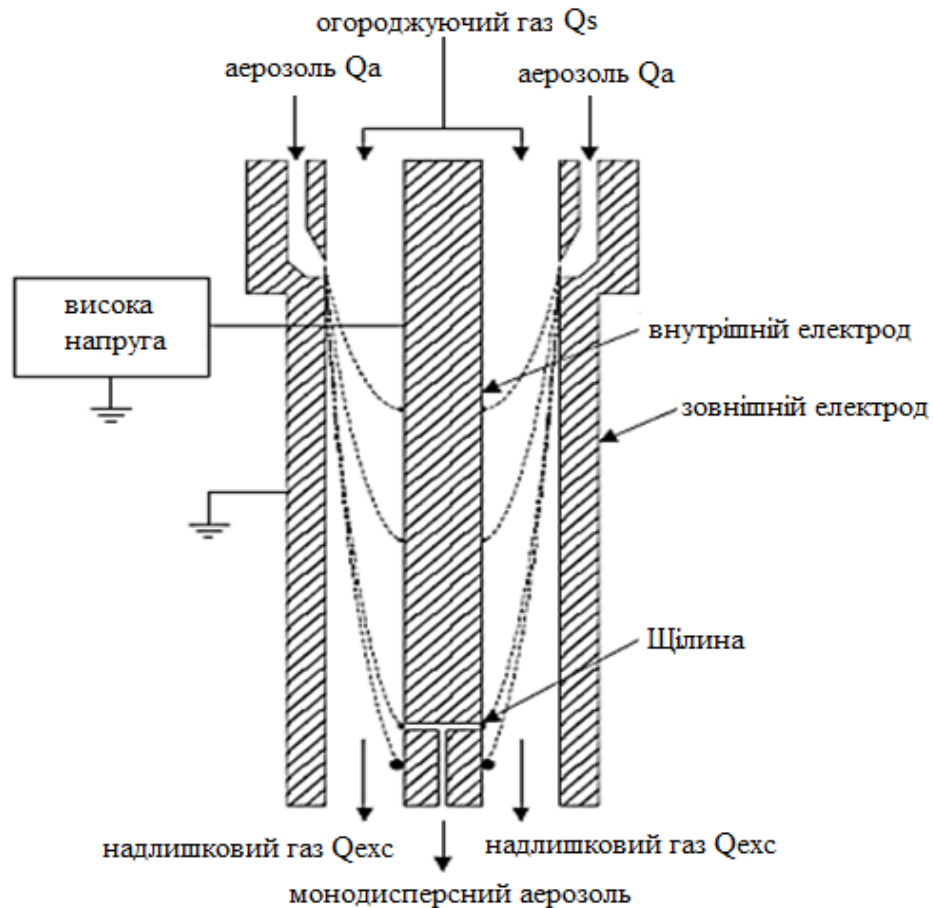


Рис. 9.3. Базовий принцип конструкції циліндричного скануючого аналізатора рухливості частинок

обхідний тільки для визначення параметрів нанорозмірних частинок, коли після скануючого аналізатора не можна зміряти їх розподіл за розміром. Дійсно, в конденсаційних лічильниках частинки виступають в ролі ядер конденсації пари перегрітої рідини, і після охолодження, підраховується тільки їх концентрація.

Для визначення зарядів частинок в діапазоні розмірів 0.1 – 5мкм замість конденсаційного лічильника після скануючого аналізатора рухливості використовують оптичний, який дозволяє безпосередньо визначити розподіл частинок з електричною рухливістю $\beta_p \sim \beta_0$ за розміром (частинки різних розмірів можуть мати однакову електричну рухливість, оскільки можуть нести різні заряди). В цьому випадку процедура попередньої «нейтралізації» частинок вже не потрібна, і по рівнянню (9.26) методом диференціальної електричної рухливості аерозольних частинок можна визначити заряди аерозольних частинок.

Метод диференціальної електричної рухливості також можна використувати для отримання монодисперсних аерозолів. В цьому випадку полідисперсний аерозоль повинен пройти через «нейтралізатор», щоб збільшити кількість частинок, що несуть один елементарний заряд. Напругу

аналізатора і швидкості потоків встановлюють так, щоб значення β_0 відповідало рухливості однозарядних частинок потрібного розміру. На виході отримуємо монодисперсну фракцію частинок аерозолію з незначною кількістю два і триразово заряджених частинок пропорційно більшого розміру (з рівняння (9.26) виходить, що $d/q = const$). Частка частинок більшого розміру визначається рівноважним розподілом аерозольних частинок по заряду в біполярному іонному середовищі.

9.4. Дослідження зарядки крапель при диспергуванні рідини

Аерозольні частинки як ізольовані тіла можуть нести на собі електричні заряди, які значно впливають на поведінку частинок, зокрема, їх рух. Природа виникнення зарядів на частинках залежить від умов, в яких утворюються і знаходяться частинки.

Явище зарядки крапель води в процесі її диспергування найпростіше досліджувати можна для випадку утворення з води монодисперсних крапель, коли процес багато разів повторюється. Такий процес реалізується в експериментальній установці (рис. 9.4). В ній монодисперсні краплі утворюються при періодичному зануренні тонкої голки в меніск води. При цьому голка, що виходить з рідини, витягає довгу рідку нитку, при розриві якої утворюється крапля.

Оскільки вода є полярною рідиною, то на її поверхні є подвійний іонний електричний шар, в якому іони різних знаків води і домішок просторово розділені. Явище існування подвійного електричного шару на повер-

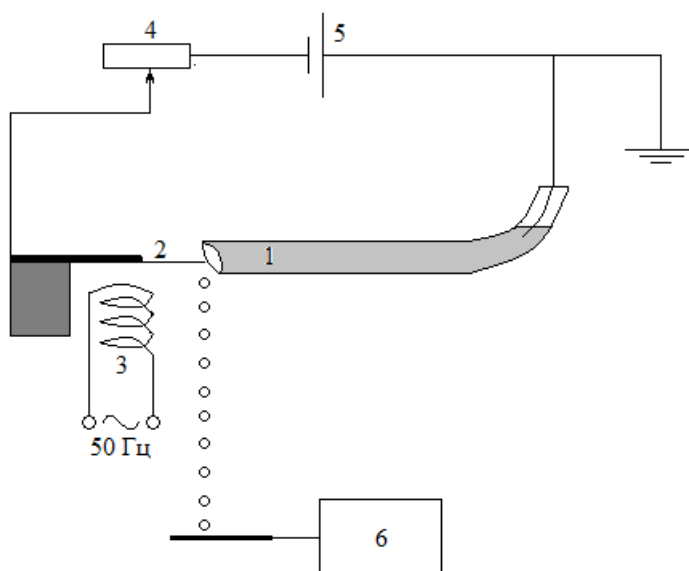


Рис. 9.4. Принципова схема установки з вивчення зарядки крапель при диспергуванні рідини (1 – трубка з рідиною, 2 – голка, закріплена на залізній пластині, 3 – соленоїд, 4 – реостат, 5 – джерело постійного струму, 6 – електрометр)

хні істотно впливає на зарядку крапель при їх утворенні. Саме несиметричний рух іонів при відриві краплі від маси води завжди приводить до придбання краплями чистої води негативного заряду. Якщо ж на область відриву краплі від рідини накласти зовнішнє електричне поле, то іони під його дією рухатимуться іншим чином і краплі можуть заряджати інакше. Це – так звана індукційна зарядка. Зовнішнє електричне поле в області крапель легко створити, подаючи різницю потенціалів між голкою і меніском рідини.

Друге важливе питання при вивченні електричних явищ в аерозолях - методи вимірювання зарядів частинок. В даному випадку процес вимірювання зарядів істотно спрощується, тому що утворені краплі води мають однакові розміри і однакові заряди. Для цього випадку зручно скористатися простим методом осадження крапель на електрод, з'єднаний з чутливим датчиком струму. Краплі, осідаючи на електрод, будуть віддавати йому заряди і виникне струм. Зазвичай краплі в такому генераторі крапель утворюються з частотою 50 Гц, отже, знаючи силу струму, легко розрахувати заряд однієї краплі. Чутливим електрометром можна виміряти струм аж до 10^{-14} А, тоді мінімальний вимірюваний заряд однієї краплі складе $10^{-14} : 50 = 2 \cdot 10^{-16}$ Кл.

Розділ 10. ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ АЕРОЗОЛІВ

10.1. Коефіцієнт екстинції

Аерозолі при падінні на них світлового випромінювання взаємодіють з ним двоюким чином. По-перше, частинки розсіюють світло, так що розсіяне випромінювання розповсюджується в різні боки. По-друге, енергія падаючого світла поглинається речовиною частинок, нагріваючи його. І тому світло, що проходить через аерозоль, втрачає свою енергію. Розсіяння, віддзеркалення і поглинання світла аерозолями залежить не тільки від довжини хвилі падаючого світла, але і від розміру, форми і природи частинок.

Для описання розсіяння і поглинання світла аерозольною хмарою частинок використовують закон Бугера-Бера:

$$I_1 = I_0 e^{-(\mu_{scat} + \mu_{abs})l} = I_0 e^{-\mu_{ext}l}, \quad (10.1)$$

де I_0, I_1 – інтенсивність падаючого і пройшовшого світла; $\mu_{scat}, \mu_{abs}, \mu_{ext}$ – коефіцієнти розсіяння, поглинання і екстинції (ослаблення) світла, m^{-1} ; l – товщина розсіючої аерозольної хмари, м.

Для аналізу часто використовують фактор ефективності екстинції K_{ext}

:

$$\mu_{ext} = K_{ext} nS,$$

де n – чисельна концентрація частинок, m^{-3} ; S – площа поперечного перетину частинок, m^2 . Фактор ефективності ослаблення K_{ext} визначається як відношення сумарного потоку енергії, ослабленого однією частинкою, до сумарного потоку, падаючого на частинку.

Задача. Масова концентрація аерозолю в міському повітрі складає $c_m = 100$ $\mu\text{кг}/\text{м}^3$. Визначити коефіцієнт ослаблення світла, якщо $K_{ext} = 2$ і аерозоль складається зі сферичних частинок діаметром 1 $\mu\text{м}$ і густиною 1000 $\text{кг}/\text{м}^3$.

Розв'язок. Чисельну концентрацію аерозолю визначимо через масову концентрацію і масу однієї частинки: $n = \frac{c_m}{m} = \frac{6c_m}{\pi\rho d^3}$. Тоді коефіцієнт ослаблення рівний:

$$\mu_{ext} = K_{ext} nS = K_{ext} \frac{6c_m}{\pi\rho d^3} \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3c_m}{2\rho d} K_{ext}.$$

Підставляємо, враховуючи, що $c_m = 10^{-7}$ $\text{кг}/\text{м}^3$:

$$\mu_{ext} = \frac{3 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 10^3 \cdot 10^{-6}} \cdot 2 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}.$$

Відповідь. $3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$.

Для дуже дрібних частинок поглинання достатнє мало, і ним можна нехтувати. Тоді ослаблення світла (коли $\alpha \ll 1$) визначається розсіянням світла і справедливо

$$K_{ext} = \frac{8}{3} \alpha^4 \left(\frac{n_{12}^2 - 1}{n_{12}^2 + 2} \right)^2, \quad \alpha = \frac{\pi d}{\lambda},$$

де n_{12} – відносний показник заломлення частинки в середовищі, α – безрозмірний хвильовий критерій дифракції; d – діаметр частинки, λ – довжина хвилі світла.

При аналізі розсіяння світла на молекулах повітря можна приймати $n_{12} = 1.000292$, а на краплях води $n_{12} = 1.33$.

Задача. Визначити фактор ефективності екстинції для водяних крапель діаметром 0.01 та 0.05 мкм при їх взаємодії з блакитним світлом ($\lambda = 0.4$ мкм).

Розв'язок. Розрахуємо хвильовий критерій дифракції для двох крапель:

$$\alpha_1 = \frac{\pi d_1}{\lambda} = \frac{3.14 \cdot 0.01 \cdot 10^{-6}}{0.4 \cdot 10^{-6}} = 7.9 \cdot 10^{-2} \quad \text{та} \quad \alpha_2 = \frac{\pi d_2}{\lambda} = \frac{3.14 \cdot 0.05 \cdot 10^{-6}}{0.4 \cdot 10^{-6}} = 39.3 \cdot 10^{-2}$$

Фактор ефективності екстинції K_{ext} , прийнявши для води $\epsilon = 1.33$, рівний

$$K_{ext.1} = \frac{8}{3} \alpha_1^4 \left(\frac{n_{12}^2 - 1}{n_{12}^2 + 2} \right)^2 = 4.2 \cdot 10^{-6} \quad \text{та} \quad K_{ext.2} = \frac{8}{3} \alpha_2^4 \left(\frac{n_{12}^2 - 1}{n_{12}^2 + 2} \right)^2 = 2.6 \cdot 10^{-3}.$$

Отже на краплях води діаметром 0.05 мкм світло розсіюється майже в 600 разів сильніше ніж на краплях діаметром 0.01 мкм.

Відповідь. $4.2 \cdot 10^{-6}$ та $2.6 \cdot 10^{-3}$.

Розсіянням світла називають зміну якої-небудь характеристики потоку оптичного випромінювання при його взаємодії з речовиною. Розсіяння світла відбувається при взаємодії електромагнітних хвиль з електронами розсіюючої речовини. Падаючі хвилі викликають періодичні коливання електронів. Вторинні хвилі, що випускаються, і складають розсіяне випромінювання.

У суцільному середовищі розсіювання світла обумовлено оптичними неоднорідностями середовища, в межах яких виникає значна зміна показника заломлення. При слабких порушеннях однорідності розсіяне в сторони світло становить лише малу частку первинного пучка. Паралельний пучок світла в високоякісному склі або ретельно очищеній воді майже не видимий при спостереженні збоку, тобто світло майже не розсіюється в сторони. В той же час пучок світла виразно видно з усіх боків, якщо у воді містяться дрібні бульбашки повітря або крапельки іншої нерозчинної

рідини, що знаходяться в ному стані. Розсіювання світла бувається і тоді, коли самі частинки мають розміри, менші довжини хвилі видимого світла. Такі середовища називають мутними.

Для більш великих частинок зв'язок K_{ext} з розміром частинки більш складний (рис. 10.1). Спочатку K_{ext} пропорційна d^4 , досягає максимуму при $d = \lambda/2$, а потім осцилює, асимптотично наближаючись до $K_{ext} = 2$. Осциляції відбуваються через інтерференції внутрішньо відбитих світлових хвиль в процесі розсіювання. Асимптотичне значення $K_{ext} = 2$ означає, що більші частинки виводять з світлового потоку в два рази більшу енергію, ніж падає на її геометричний перетин (парадокс екстинції). Це пов'язано з дифракцією світла на частинці і потраплянням світла в область позаду частинки. Для частинок неправильної форми значення $K_{ext} = 2$ спостерігається вже при дуже малих розмірах. Так це спостерігається для частинок диму з діаметром 0.5-1.5 мкм.

Для поглинаючих світло частинок фактор ефективності екстинції K_{ext} швидко зростає від 0 до 2 без осциляцій. Стале значення $K_{ext} = 2$ досягається при α від 0.5 до 1.0. Тобто зростає ефективність в ослабленні світла більш мілких частинок.

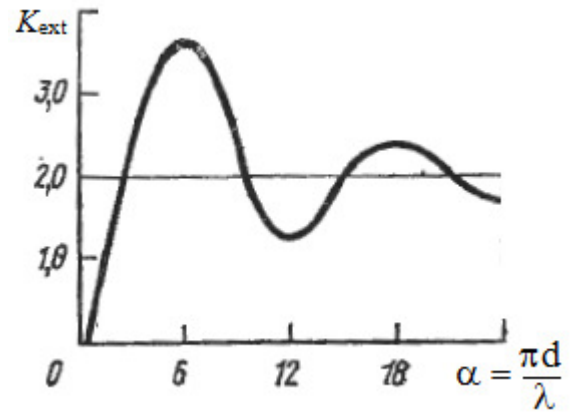


Рис. 10.1. Фактор ефективності екстинції однієї частинки в залежності від хвильового критерію для крапель води

10.2. Індикатриса розсіяння

Відомо дві теорії опису розсіяння світла на сферичних частинках: Релея (електрон замінюється лінійним осцилюючим диполем) і Мі (теорія електромагнітного поля). Теорія Релея застосовна до частинок, розміри яких набагато менше довжини хвилі падаючого світла. Теорія Мі не має таких обмежень і в граничному випадку приводить до тих же результатів.

Для сфери з діелектрика у разі неполяризованого світла застосовується **закон Релея**:

$$I_{\theta} = I_0 \frac{9\pi^2 V^2}{2r^2 \lambda^4} \left(\frac{n_{12}^2 - 1}{n_{12}^2 + 2} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta), \quad (10.2)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого світла, Вт/м²; I_{θ} – інтенсивність розсіяного світла в напрямі θ (кут між падаючим і розсіяним світлом), Вт/м²; V –

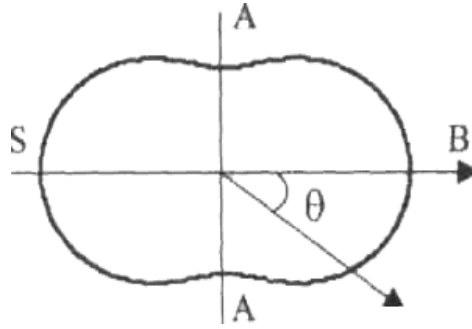


Рис. 10.2. Індикатриса розсіяння неполяризованого світла на частинках малих розмірів (релеєвське розсіяння)

об'єм частинки, r – відстань від точки спостереження до частинки, λ – довжина хвилі падаючого світла в вакуумі.

Індикатриса розсіяння (крива, що графічно відображає відмінність в інтенсивностях світла, розсіяного у різних напрямках) для випадку Релея представлена на рис. 10.2.

Із закону Релея випливає, що інтенсивність розсіяного світла пропорційна шостому ступеню діаметра частинки і обернено пропорційна четвертому ступеню довжини хвилі: $I_\theta \sim d^6 / \lambda^4$.

Для визначення сумарної інтенсивності (потужності) W (в Вт) по всім напрямках необхідно проінтегрувати по поверхні сфери радіусом r :

$$W = \int I_\theta r^2 d\Omega = I_0 \frac{9\pi^2 V^2}{2\lambda^4} \left(\frac{n_{12}^2 - 1}{n_{12}^2 + 2} \right)^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta,$$

де $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ – елементарний тілесний кут.

В результаті маємо:

$$W = I_0 \cdot 24\pi^3 \frac{V^2}{\lambda^4} \left(\frac{n_{12}^2 - 1}{n_{12}^2 + 2} \right)^2. \quad (10.3)$$

Задача. Визначити сумарну частку розсіяного світла з довжиною хвилі 0.4 мкм водяною краплею діаметром 0.03 мкм. Розрахувати частку розсіяного світла в напрямі розсіяння між 5- 10 °.

Розв'язок. На краплю падає енергія, що визначається інтенсивністю падаючого світла і площею міделевого перетину: $I_0 \pi d^2 / 4$.

Сумарну частку розсіяного світла визначимо як

$$\varphi_\Sigma = \frac{4W}{I_0 \pi d^2} = 24\pi^4 \frac{4d^4}{36\lambda^4} \left(\frac{n_{12}^2 - 1}{n_{12}^2 + 2} \right)^2 = 1.4 \cdot 10^{-4}.$$

Для визначення частки розсіяного світла в напрямку розсіяння між заданими кутами можна використати інтегрування (10.2):

$$\Phi_{5-10^\circ} = \frac{4W_{5-10^\circ}}{I_0} = \frac{36}{2} \pi^3 \frac{d^4}{36\lambda^4} \left(\frac{n_{12}^2 - 1}{n_{12}^2 + 2} \right)^2 \int_{\pi/36}^{\pi/18} (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta = 1.2 \cdot 10^{-6}$$

Відповідь. $1.4 \cdot 10^{-4}$ та $1.2 \cdot 10^{-6}$.

Релей показав, що розсіяне світло складається з двох некогерентних компонент, площини поляризації яких взаємно перпендикулярні. Інтенсивність розсіяного світла є сумою інтенсивностей двох цих компонент:

$$I_\theta = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 r^2} I_0 (i_1 + i_2(\theta)). \quad (10.4)$$

Тут i_1 та i_2 – функції кутової інтенсивності. Так i_1 – кутова інтенсивність компоненти з коливаннями електричного поля, перпендикулярних площині спостереження, яка не залежить від кута θ . А i_2 – кутова інтенсивність компоненти з площиною поляризації, паралельної до площини спостереження, яка залежить від $\cos^2 \theta$. При $\theta_i = 90^\circ$ світло повністю поляризоване в площині, перпендикулярній до площини спостереження. Часто графічно індикатрису розсіяння представляють саме у вигляді залежності сумарної кутової інтенсивності від кута розсіювання θ . А при побудові залежностей (10.2) чи (10.4) приймають $r = 1$.

Закон Релея виконується на практиці для частинок з діаметром $d < 0.06$ мкм.

Кутовий розподіл інтенсивності розсіяного світла симетричний щодо площини, перпендикулярної до падаючого світла. При розмірах частинки, близьких до довжини хвилі падаючого світла, розсіяння вперед значно більше, ніж назад. В цьому випадку варто використовувати теорію Мі.

Рівняння Мі подібно до закону Релея може бути записане у вигляді:

$$I_\theta = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 r^2} I_0 (i_1 + i_2). \quad (10.5)$$

Компоненти i_1 і i_2 виражаються рядами, коефіцієнти яких a_n і b_n містять функції Бесселя, Лежандра, Ханкеля і параметри m і $\alpha = \pi d/\lambda$.

Повне розсіяння однією частинкою виражається рядом:

$$W = I_0 \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2). \quad (10.6)$$

Як впливає з рівнянь Мі, кутовий розподіл інтенсивності розсіяного світла (**індикатриса розсіяння**) виражається надзвичайно складною функцією. Зі збільшенням розміру частинки ця складність зростає (рис. 10.3, 10.4). Індикатриса розсіяння залежить і від довжини хвилі, але при постійному відношенні $d/2\lambda = const$ вона також стала.

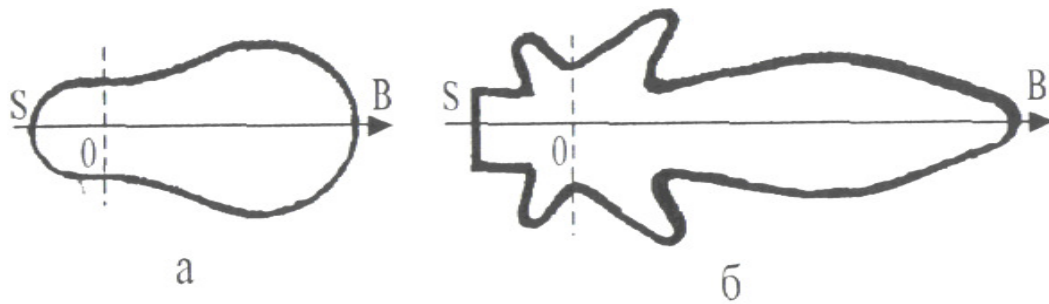


Рис. 10.3. Індикатриса розсіяння Мі на частинках (а – $d = \lambda / 2$, б – $d = 2\lambda$)

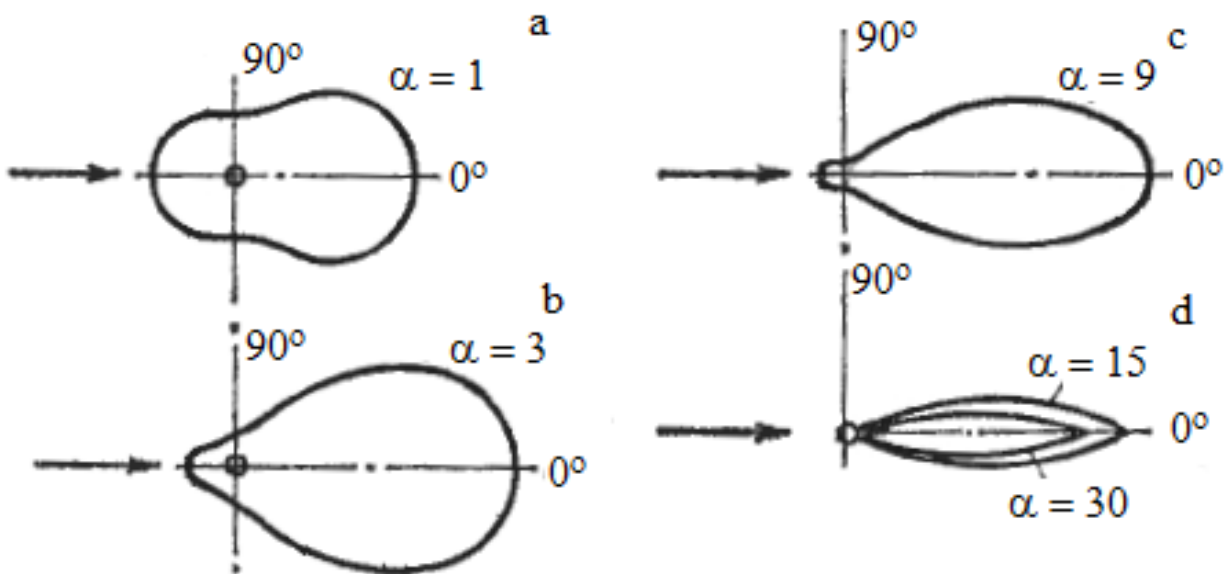


Рис. 10.4. Індикатриса розсіяння водяних крапель для різних значень α

Вид індикатрис розсіяння на аерозольних частинках (рис. 10.4) говорить про те, що практично все падаюче на частинку випромінювання розсівається в напрямі «вперед», причому в межах доволі гострого кута.

10.3. Лазерні лічильники частинок

Практичні розрахунки з використанням теорії Мі дуже складні, але останні роки в Інтернеті створені сайти, за допомогою яких можна знайти вирішення самих різних завдань по оптиці аерозолів. Одним з основних є завдання знаходження графіка розподілу енергії, розсіяної однією сферичною частинкою, по кутах при падінні на частинку плоскої світлової хвилі. Такий розподіл носить назва індикатриса розсіяння.

Визначення індикатриса розсіяння має особливо важливе значення при конструюванні фотоелектричних лічильників частинок, в яких частинки аерозолу по одній перетинають тонкий світловий промінь, і розсіяне кожною частинкою світло у вигляді короткого імпульсу реєструється ви-

сокочутливим фотоприймачем. Цим методом реєструється не тільки кількість частинок в потоці повітря, але і їх розміри, оскільки енергія розсіяного кожною частинкою світла залежить від розміру частинки.

У фотоелектричних лічильниках різних конструкцій фотоприймачі розсіяного світла можуть розташовуватися під різними кутами по відношенню до напрямку падаючого світла. Останніми роками як джерела світла все частіше використовуються лазерні джерела, і тому напрям розсіяного світла по кутах можна відлічувати від напрямку розповсюдження лазерного променя. Зазвичай використовуються два варіанти – установка фотоприймача під малим кутом по відношенню до лазерного променя (розсіяння «вперед») або під кутом, приблизно рівним 90° . Можливі і проміжні варіанти. Оскільки фотоприймач має кінцевий розмір, то розсіяне випромінювання розповсюджується і реєструється в деякому тілесному куті, який зазвичай відомий. В решті решт визначаються наступні функціональні залежності – залежність енергії розсіяного світла від розміру частинки, довжини хвилі падаючого світла і типу поляризації падаючого світла.

Відомі різноманітні конструкції аерозольних лічильників частинок, засновані, зокрема, не на явищі розсіяння світла частинками, а на тіньовому ефекті, (коли вимірюється зменшення потоку світла при перетині частинкою світлового променя) або на реєстрації методом розсіювання світла прискорення частинок в потоці газу.

Відзначимо, нарешті, що найбільш поширені лічильники для вимірювання розмірів частинок в діапазоні розмірів приблизно $0.3 - 20$ мкм і рахунковій концентрації не більш, ніж 10^6 частинок в 1 см^3 .

Основною вимогою успішної роботи будь-якого фотоелектричного лічильника частинок є формування в просторі так званого рахункового об'єму – освітленої зони малого розміру, проходячи через яку не частіше, ніж по одній, частинки розсіюють світло, що реєструється фотоприймачем. Саме у такому разі можна, використовуючи статистичний підхід, отримати достатньо повні відомості про концентрацію аерозолію і про функцію розподілу частинок по розмірах.

У 2-х найбільш поширених конструкціях лічильників частинок (у яких реєструється світло, розсіяне частинками під кутами, близькими до 90° або 0° по відношенню до напрямку світлового променя) рахункові об'єми формуються різним чином. У першому випадку – шляхом діафрагмування променя світла і поля зору фотоприймача, в другому – звуженням потоку аерозолію. Проте в другому випадку інтенсивність розсіяного частинками світла в багато разів більше, що дозволяє використовувати в конструкції лічильників простіші оптичні і електронні елементи. З іншого боку, межа рахункової концентрації для лічильників першого з вказаних типів у кілька разів вище, оскільки зменшити діафрагму поля зору і/або перетин світлового пучка значно простіше, ніж звузити потік аерозолію. В

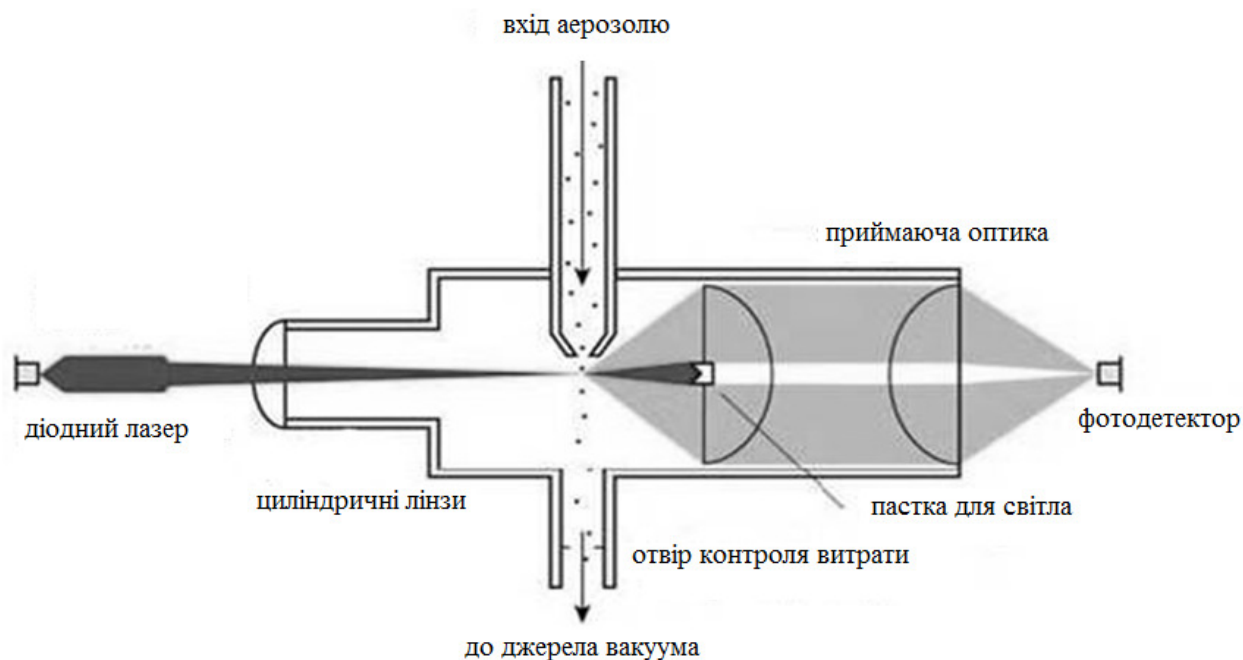


Рис. 10.5. Схема лічильника частинок

результаті вибір тієї або іншої конструкції лічильника визначається його майбутнім використанням. Припустимо, що найбільш потрібним є лічильники для вимірювання аерозольного забруднення повітря у виробничих приміщеннях, і тоді ясно, що відповідним варіантом конструкції є лічильник, що має високу чутливість (тобто здатність вимірювати досить малі частинки), але невисоку межу вимірювання рахункової концентрації. Саме такими параметрами володіє схема, в якій розсіяне частинками світло реєструється під малими кутами, а рахунковий об'єм формується шляхом звуження потоку аерозолію.

Розглянемо конструктивні особливості типового лічильника часток. Його схема приведена на рис. 10.5.

Лічильник має вісесиметричну конструкцію, в якій на осі циліндрового корпусу встановлений напівпровідниковий випромінювач (лазерний діод), створюючий майже паралельний (що слабо сходиться) потік світла. Потік аерозолію подається в лічильник через вхідне сопло і далі виходить з корпусу лічильника через вихідне сопло трохи більшого діаметру. Для забезпечення такого потоку аерозолію весь корпус лічильника герметизований. Розсіяне частинками світло збирається об'єктивом фотоприймача, що має фокусну відстань близько 4 см і діаметром 40 мм. На відстані близько 8 см від об'єктиву встановлена діафрагма фотоприймача, діаметр якої рівний 5 мм. Безпосередньо за нею розташований фотодіод, чутлива зона якого має діаметр близько 6 мм. Фотодіод встановлений безпосередньо на панелі, на якій зібраний підсилювач імпульсів.

В нашому випадку вихідний перетин сопла для подачі аерозолію має розмір $0.5 \times 8 \text{ мм}^2$, і частинки проходять через плоский промінь світла за-

втовшки близько 0,25 мм. Отже, величина рахункового об'єму рівна 1 мм³. Це відповідає концентрації, рівній приблизно 500 – 600 частинок в 1 см³.

Оптичні лічильники одиночних частинок не можна використовувати для вимірювання високих концентрацій аерозолію. Основний тип похибки проявляється внаслідок зчитування детектором декількох частинок як одну, що приводить до заниження концентрації частинок і завищенню їх розмірів. Після реєстрації однієї частинки повинно пройти деякий час t_R , щоб оптичний лічильник був готовий до реєстрації наступної частинки. Цей середній час, за який частинка проходить через чутливий об'єм, є відношенням чутливого об'єму до об'ємної швидкості потоку. Щоб врахувати похибки співпадань, спостерігаєму швидкість рахунку частинок \dot{N} треба збільшити на величину:

$$\Delta\dot{N} = \frac{\dot{N}^2 t_R}{1 - \dot{N} t_R}.$$

Отже межа рахунку числа частинок досягається, коли зі збільшенням числа (концентрації) частинок не зростає число імпульсів. Ця межа достатньо низька для більшості лічильників. Тому для практичного використання використовуються зазвичай системи розбавлення.

Задача. Через лазерний лічильник прокачується аерозоль зі швидкістю $\dot{V} = 165 \text{ см}^3/\text{хв}$. Визначити істинну концентрацію аерозоля, якщо виміряна концентрація складає $n = 20 \text{ см}^{-3}$. Чутливий об'єм лічильника $V_0 = 0.01 \text{ см}^3$.

Розв'язок. Швидкість прокачування аерозолію $\dot{V} = 165 \text{ см}^3/\text{хв} = 2.75 \text{ см}^3/\text{с}$. За 1 секунду лічильником підраховуються N частинок:

$$\dot{N} = n\dot{V} = 20 \text{ част}/\text{см}^3 \cdot 2.75 \text{ см}^3/\text{с} = 55 \text{ част}/\text{с}.$$

Тоді середній час реєстрації

$$t_R = \frac{V_0}{\dot{V}} = \frac{0.01 \text{ см}^3}{2.75 \text{ см}^3/\text{с}} = 3.64 \text{ мс}.$$

Похибка вимірювання концентрації

$$\Delta\dot{N} = \frac{\dot{N}^2 t_R}{1 - \dot{N} t_R} = \frac{(55)^2 3.64 \cdot 10^{-3}}{1 - (55) 3.64 \cdot 10^{-3}} \approx 13.8 \text{ (част/с.)}$$

Отже, реальна швидкість підрахунку частинок складає

$$\dot{N}_1 = \dot{N} + \Delta\dot{N} = 55 + 13.8 = 68.8 \text{ (част/с)},$$

А скорегована концентрація $n_1 = \dot{N}_1/\dot{V} = 68.8 / 2.75 = 25 \text{ см}^{-3}$.

Відповідь. 25 см^{-3} .

Для вивчення оптичних властивостей аерозолію зручно використовувати сайт philiplaven.com/MiePlot.htm, створений професором Пилипом Лавеном (Голландія). Він призначений для швидкого визначення найріз-

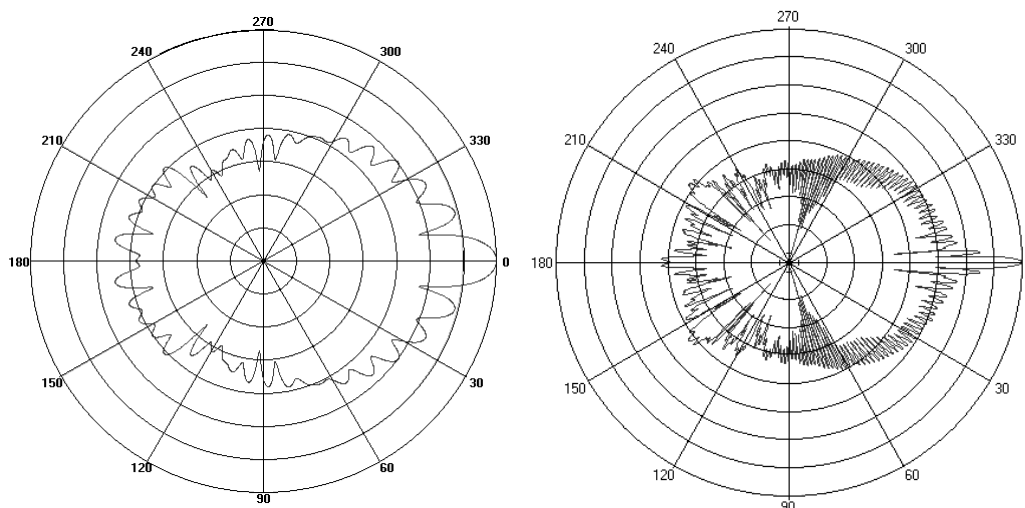


Рис. 10.6. Індикатриса розсіювання для сферичної краплі води $d = 4$ і 20 мкм

номанітніших залежностей оптичних властивостей аерозольних частинок від основних параметрів системи. Найбільш наочними є полярні діаграми залежності інтенсивності розсіяного світла від кутів. Приведемо приклад такої діаграми, отриманої за допомогою описуваного сайту (рис. 10.6), для краплі води розмірами 4 мкм і 20 мкм.

Вигляд основного вікна сайту представлений на рис.10.7. В залежності від задачі отримані дані можна відобразити декількома способами – в вигляді таблиці даних, полярної чи прямокутної діаграми.

При виведенні сайту на монітор за замовчуванням виникає початкова картина, на якій приведена залежність інтенсивності розсіяного світла від 0° до 180° для крапель води діаметром 20 мкм при довжині хвилі світла, рівної 0.65 мкм для двох типів поляризації світла: паралельної і перпендикулярної.

Для аналізу роботи лічильника інтенсивність розсіяного світла не потрібна, оскільки це – величина енергії, розсіяної точно під даним кутом, а нам потрібна енергія розсіяного світла в деякому тілесному куті. Тому необхідно перейти в інше вікно (вікно справа вгорі під словом Mie). Там потрібно вибрати опцію Scattered power vs diameter – розсіяна енергія залежно від діаметру частинки. На цій же сторінці є вікна для введення інших параметрів.

Як приклад розглянемо можливість визначення енергії розсіяного світла від розміру частинок. З цією метою включаємо відповідний режим розрахунків (рис. 10.7), вибираємо діапазон кутів і розмірів частинок, показник заломлення речовини частинок і вид відображення результатів. Включення процедури у верхньому лівому куті негайно приводить до відображення на моніторі необхідного результату.

В представленому прикладі (рис. 10.7) отримана залежність енергії, що розсіюється однією краплею води (коефіцієнт заломлення речовини

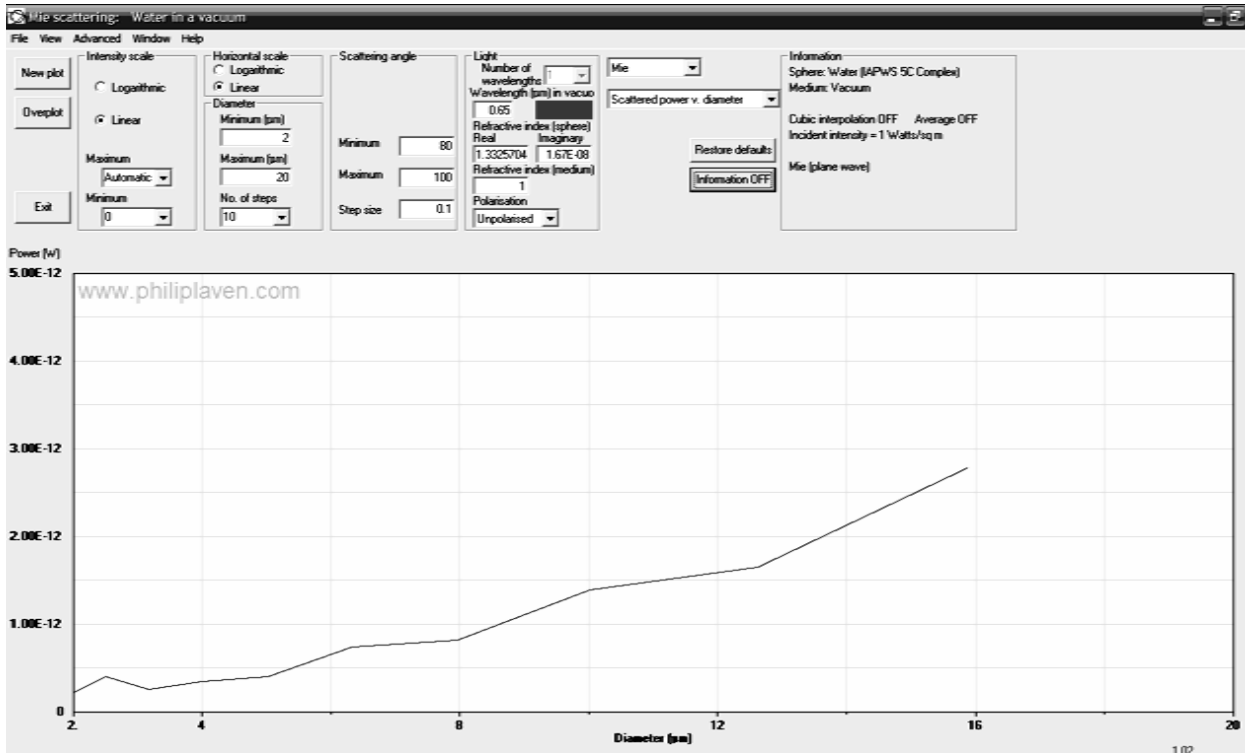


Рис. 10.7. Залежність енергії розсіяного світла від параметрів системи

частинок – 1.3325704) при падінні на неї червоного світла (довжина хвилі світла – 0.65 мкм) в діапазоні розмірів від 2 до 20 мкм в тілесному куті від 80 до 100 градусів (тобто приблизно під 90° від напрямку падаючого світла). Число кроків при розрахунку – 10. Світло неполяризоване (unpolarised), значення на осях представлені в лінійному вигляді.

Завдання. Отримати диференціальну функцію розподілу частинок диму, вважаючи його логарифмічно-нормальним розподілом. Результати вимірювань, отримані лазерним лічильником, представлені в таблиці:

інтервали діаметрів частинок, $[d_{i-1}, d_i]$, мкм	0,3–1	1–2.5	2.5–5
число частинок, $n_i, 10^7 \text{ см}^{-3}$	480	150	20

Використовується лічильник з наступними характеристиками:

- 1) діапазон вимірюваних розмірів в мкм: три фракції 0.3 – 1, 1 – 3, 3 – 5.
- 2) точність вимірювання 10%,
- 3) швидкість аспірації, 0.1 – 0.5 л/хв
- 4) час вимірювання 10 – 60 с.

Розв'язок. Спершу по 4 точках, що маємо, будемо інтегральну функцію розподілу по розмірах частинок $F^-(d) = n_i / n$, вважаючи, що частинок нижче 0.3 і вище 5 мкм у димі немає (рис.10.8а, чорні кола). Тут n – загальне число частинок. Дана крива немає екстремумів. Тому на неї мало впливають флуктуації.

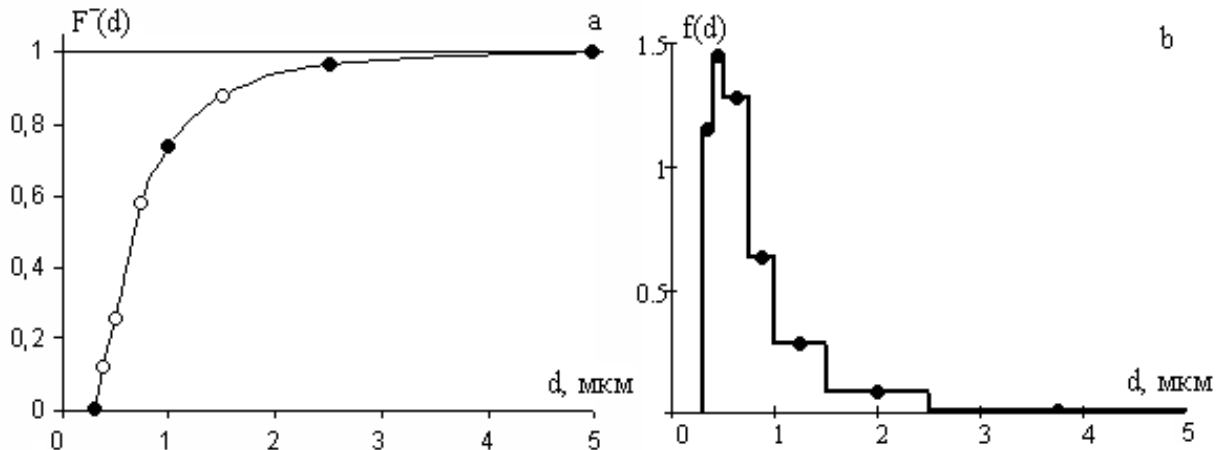


Рис. 10.8. Інтегральна і диференціальна функція розподілу частинок диму

Таблиця 10.1

Результати обчислень

I	d	F^-	d^* , мкм	n_i/n	Δd_i	$f(d^*)$, мкм ⁻¹
0	0.2	0	0.25	0	0.1	0
1	0.3	0	0.35	0.115	0.1	1.15
2	0.4	0.115	0.45	0.145	0.1	1.45
3	0.5	0.260	0.625	0.320	0.25	1.28
4	0.75	0.580	0.875	0.158	0.25	0.632
5	1.0	0.738	1.25	0.142	0.5	0.284
6	1.5	0.880	2	0.089	1.0	0.089
7	2.5	0.969	3.75	0.031	2.5	0.012
8	5	1.000				

Використовуючи отриману криву $F^-(d)$ визначаємо значення інтегральної функції розподілу для проміжних діаметрів (рис. 10.8а, білі кола). Для прикладу, це 0.4, 0.5, 0.75 та 1.5 мкм.

В кожному отриманому інтервалі визначаємо відповідну частку частинок і диференціальну функцію розподілу $f(d_{i*})$ (табл. 10.1):

$$\frac{n_i}{n} = F^-(d_i) - F^-(d_{i-1}), \quad f(d_{i*}) = \frac{n_i}{n \Delta d_i}, \quad d_{i*} = 0.5(d_i + d_{i-1}).$$

Параметри розподілу визначаються з рис. 10.8b. Так, середній геометричний діаметр відповідає $F^-(d_{0.5}) = 0.5$ і $d_{0.5} = 0.68$ мкм.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ І РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. *Калинчак В. В., Контуш С. М., Черненко А. С., Щекатолина С. А.* Прикладная физика аэрозолей. – Одесса: ОНУ, 2015. – 128 с.
2. *Райст П.* Аэрозоли. Введение в теорию: пер. с англ. – М.: Мир, 1987. – 280 с.
3. *Ремизов А. Н.* Медицинская и биологическая физика. – М.: Высшая школа, 1987. – 638 с.
4. *Фукс Н. А.* Механика аэрозолей. – М.: Изд. АН СССР, 1955. – 352 с.
5. *Грин Х., Лейн В.* Аэрозоли – дымы, пыли и туманы. Л.: Химия, 1972. – 428 с.
6. *Sheldon K. Friedlander* Smoke, dust and haze. Fundamentals of aerosol Dynamics. – New York, Oxford, 2000. – 431 p.
7. *Береснев С. А., Грязин В. И.* Физика атмосферных аэрозолей: Курс лекций. – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2008. – 228 с.
8. *Фукс Н. А.* Испарение и рост капель в газообразной среде. – М.: Изд-во АН СССР, 1958. – 92 с.
9. *Швыдкий В. С., Ладыгичев М. Г., Швыдкий Д. В.* Теоретические основы очистки газов / учебник для вузов. – М.: Машиностроение-1, 2001. – 502 с.
10. *Ивлев Л. С., Довгалюк Ю. А.* Физика атмосферных аэрозольных систем. – Санкт-Петербург, 1999. – 194 с.
11. *Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В.* Атмосферный аэрозоль. – Л.: Гидрометеиздат, 1983. – 212 с.
12. *Ветошкин А. Г.* Процессы и аппараты пылеочистки. Учебное пособие. – Пенза: Изд-во Пенз. гос. ун-та, 2005. – 210 с.
13. *Williams M. M., Sudarshan K. Loyalka* Aerosol science theory and practice. Pen-gamon press, 1991. – 463 p.
14. *Андреев С. Е., Перов В. А., Зверевич В. В.* Дробление, измельчение и грохочение полезных ископаемых. – М.: Недра, 1980. – 415 с.
15. *Белоусов В. В.* Теоретические основы процессов газоочистки. Учебник для вузов. – М.: Металлургия. – 1988. – 256 с.
16. *Беляев С. П., Никифоров Н. К., Смирнов В. В. Щелчков Г. И.* Оптико-электронные методы изучения аэрозолей. – М.: Энергоиздат, 1981. – 232 с.
17. *Пажжи Д. Г., Галустов В. С.* Основы техники распыливания жидкостей. – М.: Химия, 1984. – 256 с.
18. *Маецкий А. В.* Обзор расчетных методов исследования качества распыливания топлива дизельной форсункой и анализ факторов, влияющих на качество распыливания // Молодой ученый. – 2012. – №3. – С. 61-70.
19. *Страус В.* Промышленная очистка газов: пер. с англ. – М., Химия, 1981. – 616 с.
20. *Козлов П. А.* Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов. – Л.: Химия, 1971. – 280 с.
21. *Чуешов В. И. и др.* Промышленная технология лекарств. Т 2. – Харьков: МТК-Книга; Издательство НФАУ, 2002. – 716 с.
22. *Кондратьева Т. С., Иванова Л. А.* (ред) Технология лекарственных форм. В 2 томах. Том 2. – М.: Медицина, 1991. – 544 с.

23. *Лившиц М. Н., Моисеев В. М.* Электрические явления в аэрозолях и их применение. – Ленинград: Изд-во Энергия, 1965. – 224 с.
24. *Дитякин Ю. Ф., Клячко Л. А., Новиков Б. В.* Распыливание жидкостей. – М.: Машиностроение, 1977. – 207 с.
25. *Алиев Г.М.-А.* Техника пылеулавливания и очистки промышленных газов. – М.: Metallurgy, 1986. – 544 с.
26. *Басманов П. И., Кириченко В. Н., Филатов Ю. Н., Юров Ю. Л.* Высокоэффективная очистка газов от аэрозолей фильтрами Петрянова. – М.: 2002. – 193 с.
27. *Амелин А. Г.* Теоретические основы образование тумана при конденсации пара / *Под ред. Б. В. Дерягина.* – М.: Химия, 1966. – 296 с.
28. *Братута Э. Г.* Диагностика капельных потоков при внешних воздействиях. – Харьков, Высшая школа, 1987. – 144 с.
29. *Коузов П. А., Скрябина Л. Я.* Методы определения физико-химических свойств промышленных пылей. – Л.: Химия, 1983. – 143 с.
30. *Чекман И. С., Сыровая А.О., Андреева С. В., Макаров В. А.* Аэрозоли – дисперсные системы: Монография. – Х: «Цифрова друкарня №1», 2013. – 100 с.
31. *Vecellio L.* The mesh nebulizer: a recent technical innovation for aerosol delivery // *Breathe*, 2006. – Vol. 2. – P. 253–260.
32. *Knoch M., Keller M.* The customised electronic nebuliser: a new category of liquid aerosol drug delivery systems // *Expert Opin Drug Deliver.* – 2005. – Vol. 2. – P. 377-390.
33. <http://www.fritsch.com.ru/>
34. *Стётин П. А.* Сопротивление материалов. М.: Высшая школа, 1988. – 367 с.
35. *Беляев Н. М.* Сопротивление материалов.– М.: Наука, 1976.– 607 с.
36. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. Т.І. Механика. – М.: Наука, 1989. – 576 с.
37. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. Т.ІІ. Термодинамика и молекулярная физика. – М.: Наука, 1990. – 592 с.
38. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. Т.ІІІ. Электричество. – М.: Наука, 1983. – 687 с.
39. *Ваксман Ю. Ф.* Оптика: Навчальний посібник. – Одеса.: Астропринт, 2001. – 320 с.
40. *Черненко А. С., Контуш С. М., Зинченко Ю. А., Калинин В. В., Калугин В. В.* Определение гранулометрического состава порошков пылеугольного топлива автоматизированной системой // *Приборы и методы измерений.* – 2015. – № 1. – С. 87 - 93.
41. *Черненко А. С., Зинченко А. С., Калинин В. В., Косолап Н. В.* Определение дисперсного состава и формы частиц пыли методом цифровой микроскопии // *Физика аэродисперсных систем.* – 2014. – № 51. – С. 109 - 117.
42. *Бретшнайдер С.* Свойства газов и жидкостей. – Л.: Химия, 1966. – 536 с.

Навчальне видання

Калінчак Валерій Володимирович
Черненко Олександр Сергійович
Контуш Сергій Михайлович

ФІЗИКА МЕДИЧНИХ АЕРОЗОЛІВ

НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК

В авторській редакції

Підп. до друку 3.06.2019 р. Формат 60x84/16.
Ум.-друк. арк. 12,9. Тираж 100 пр.
Зам. № 1926.

Видавець і виготовлювач
Одеський національний університет
імені І. І. Мечникова

Україна, 65082, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12
Тел.: (048) 723 28 39. E-mail: druk@onu.edu.ua

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4215 від 22.11.2011 р.