

**ТЕОРІЯ БІОТЕХНІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ.**  
**Том 3. Зони присутності**  
**об'єктів**



Міністерство освіти і науки України  
Національний технічний університет України  
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

**Г. Тимчик, В. Скицюк, Т. Ключко**

**Теорія біотехнічних об'єктів.  
Том 3. Зони присутності об'єктів**

*Монографія*

*Рекомендовано Вченою радою КПІ ім. Ігоря Сікорського*

**Київ**

**ТОВ «Інтердрук»**

**2019**

Рекомендовано Вченою радою КПІ ім. Ігоря Сікорського  
(протокол № 8 від 09.2019 р.)

**Рецензенти:**

Маслов В. П., д-р техн. наук, проф., ІФН ім. В. Є. Лашкарьова НАН України

Приміський В. П., канд. техн. наук, ст. наук. співроб., Заслужений винахідник України,  
Генеральний директор ТОВ «АВТОЕКОПРИЛАД»

Тимчик Г.С., Скицюк В.І., Клочко Т.Р.

Т41 Теорія біотехнічних об'єктів. Том 3. Зони присутності об'єктів: монографія. Київ:  
ТОВ «Інтердрук», 2019. 386 с., іл.

ISBN 978-617-7431-17-5

Наведені результати досліджень є підґрунтям для створення нових інформаційних технологій надточного приладобудування. Розглянуто основні закономірності утворення різних типів зон присутності абстрактного об'єкта, властивості сукупності об'єктів, зокрема біологічних і технічних, що утворюють біотехнічні взаємодії на рівні польових структур. Визначено умови формування дискретних твердотільних зон присутності технологічних об'єктів, просторово-часові координати розташування їх дискретних елементів поблизу поверхні об'єкта, що створює підґрунтя його надточної реєстрації та подальшого аналізу його змінення у часі. Запропоновано фізичні та математичні моделі зон присутності різного типу, що може надати можливість створення контрольно-вимірювальної техніки для потреб реального приладобудівного виробництва.

Книгу розраховано на наукових та інженерно-технічних працівників, фахівців приладобудівної галузі промисловості, студентів старших курсів вищих навчальних закладів з технологічного та інженерно-медичного напрямку комп'ютерно-інтегрованих технологій.

ISBN 978-617-7431-17-5

УДК 621.317:615.47

© Тимчик Г.С., Скицюк В.І.,  
Клочко Т.Р., 2019

**ЗМІСТ**

<b>ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ</b>	5
<b>ВСТУП</b>	6
<b>РОЗДІЛ 1. ЗАГАЛЬНІ ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ІСНУВАННЯ ЗОНИ ПРИСУТНОСТІ БІОТЕХНІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ</b>	7
1.1. Зона присутності абстрактного об'єкта	8
1.2. Визначення розташування критичної поверхні розподілу між зоною присутності та панданною зоною абстрактної сутності	21
1.3. Панданна зона зони присутності абстрактного об'єкта	27
1.4. Засади взаємодії польових структур у зоні присутності об'єкта	35
<i>Перелік посилань до розділу 1</i>	55
<b>РОЗДІЛ 2. ПЕРВИННІ ЗОНИ ПРИСУТНОСТІ АБСТРАКТНИХ БІОТЕХНІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ</b>	57
2.1. Твердотільна зона присутності абстрактного об'єкта	57
2.1.1. Структура розташування макроелементів у дискретній твердотільній зоні присутності	65
2.1.2. Процеси подрібнення у твердотільній зоні присутності	81
2.1.3. Мілкодисперсна твердотільна зона присутності абстрактного об'єкта	99
2.1.4. Сили взаємодії у дискретній твердотільній зоні присутності об'єктів	110
2.2. Поняття середовища та його основні властивості	134
2.3. Кінематичний рух дискретних твердотільних часточок у зоні присутності	141
2.4. Зона присутності хімічних речовин у просторі	154
2.5. Гравітаційна зона присутності абстрактного об'єкта	185

Наукове видання

Тимчик Григорій Семінович  
Скицюк Володимир Іванович  
Ключко Тетяна Реджинальдівна

**Теорія біотехнічних об'єктів.  
Том 3. Зони присутності об'єктів**

*Монографія*

*Рекомендовано Вченою радою КНУ ім. Ігоря Сікорського*

*В авторській редакції  
Надруковано з оригінал-макету замовника*

Друк ТОВ «Інтердрук»  
03148, м. Київ, вул. Пшенична, 2 тел. (044) 495-01-54  
Номер і дата запису в Єдиному державному реєстрі юридичних осіб та осіб-підприємців  
про проведення державної реєстрації № 1 072 102 0000 029235 від 29.08.2013 р.  
Ідентифікатор видавця у системі ISBN №97384

---

Підл. до друку 25.09.2019 р. Формат. 60 x 84 1/16. Папір офсетний.

Гарнітура Times.

Спосіб друку – ризографічний. Ум. друк. арк. 22,44

Наклад 100 прим. Зам. № 356/19.

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	5
ВСТУП	6
 РОЗДІЛ 1. ЗАГАЛЬНІ ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ІСНУВАННЯ ЗОНИ ПРИСУТНОСТІ БІОТЕХНІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ	 7
1.1. Зона присутності абстрактного об'єкта	8
1.2. Визначення розташування критичної поверхні розподілу між зоною присутності та панданною зоною абстрактної сутності	21
1.3. Панданна зона зони присутності абстрактного об'єкта	27
1.4. Засади взаємодії польових структур у зоні присутності об'єкта	35
<i>Перелік посилань до розділу 1</i>	55
 РОЗДІЛ 2. ПЕРВИННІ ЗОНИ ПРИСУТНОСТІ АБСТРАКТНИХ БІОТЕХНІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ	 57
2.1. Твердотільна зона присутності абстрактного об'єкта	57
2.1.1. Структура розташування макроелементів у дискретній твердотільній зоні присутності	65
2.1.2. Процеси подрібнення у твердотільній зоні присутності	81
2.1.3. Мілкодисперсна твердотільна зона присутності абстрактного об'єкта	99
2.1.4. Сили взаємодії у дискретній твердотільній зоні присутності об'єктів	110
2.2. Поняття середовища та його основні властивості	134
2.3. Кінематичний рух дискретних твердотільних часточок у зоні присутності	141
2.4. Зона присутності хімічних речовин у просторі	154
2.5. Гравітаційна зона присутності абстрактного об'єкта	185

2.6. Електрична зона присутності біотехнічних об'єктів	196
<i>Перелік посилань до розділу 2</i>	216
РОЗДІЛ 3. ВТОРИННІ ЗОНИ ПРИСУТНОСТІ БІОТЕХНІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ	219
3.1. Магнітне поле зони присутності абстрактного об'єкта	219
3.2. Електромагнітне поле зони присутності	240
3.2.1. Оптична зона присутності абстрактних біотехнічних об'єктів	263
3.3. Акустична зона присутності об'єкта	289
3.4. Радіоактивна зона присутності об'єкта	319
<i>Перелік посилань до розділу 3</i>	330
РОЗДІЛ 4. ПАРАЗИТУЮЧІ ЗОНИ ПРИСУТНОСТІ ТА ЇХ СУПУТНІ ЗОНИ	334
4.1. Біологічна зона присутності	337
4.2. Біогенна та біокосна зона присутності об'єктів	363
4.3. Технічна зона присутності абстрактних об'єктів	370
4.4. Біоакустична зона присутності абстрактних об'єктів	375
<i>Перелік посилань до розділу 4</i>	383

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ ТА ПОЗНАЧЕНЬ

АЗП	– акустична зона присутності.
АО	– абстрактний об’єкт
АС	– абстрактна сутність
БО	– біологічний об’єкт
БТО	– біотехнічний об’єкт
ДТТЗ	– дискретна твердотільна зона
ЕМП	– електромагнітне поле.
ЕМВ	– електромагнітне випромінювання.
ЕРС	– електрорушійна сила
ЗП	– зона присутності.
ОЗП	– оптична зона присутності.
ПЗ	– панданна зона.
СТЗ	– суцільна твердотільна зона
СЕМЧ	– силова електромагнітна елементарна частка
ТО	– технологічний об’єкт.
ТФ	– технологічний фантом

## ВСТУП

Біотехнічні об'єкти як сукупність технічних та біологічних об'єктів утворюють інтегровані польові структури, які є залежними від параметрів навколишнього середовища. Зона присутності об'єкта є основним принципом його існування та взаємодії з навколишнім середовищем. Отже, просторово-часові характеристики будь-якого об'єкта або сукупності об'єктів, що поєднані загальною функцією існування та діяльності, утворюють різні зони присутності, зокрема основні, вторинні та паразитуючі. Тому необхідно розглянути базові польові структури, у яких перебуває будь-який об'єкт. До подібних основних зон можна віднести твердотільну, зокрема суцільну та дискретну, хімічну, гравітаційну, електричну зони присутності. Вторинні зони присутності мають утворення від магнітних, електромагнітних, оптичних, радіоактивних, акустичних явищ. Параметри внутрішньої структури, формотворення об'єкта (або сукупності об'єктів, зокрема інтегрованих польових структур) впливають на характеристики зон присутності.

Зони присутності формуються від поверхні абстрактного об'єкта і, таким чином, залежать від координат розташування у просторі, а також від внутрішньої структури об'єкта. При цьому вторинні зони є наслідком існування первинних зон, а паразитуючі зони існування виникають як похідні від взаємодії існуючих абстрактних об'єктів та їх функціонування. Так, наприклад, розглянуто властивості паразитних зон, як біологічна та біокосна з деякими зонами другорядного значення. Водночас, взаємодія внутрішніх і зовнішніх польових структур відносно системи координат об'єкта у просторі призводить до того, що цьому об'єкту необхідно певним чином реагувати на зміни зовнішніх польових структур інших чинників. Отже, всі об'єкти знаходяться у зоні присутності земної кулі і, як наслідок, взаємодіють із її польовими структурами. Таким чином, урахування цих параметрів впливає на метрологічні характеристики приладів реєстрації, контролю та вимірювання технічних параметрів абстрактних об'єктів.



## РОЗДІЛ 1

### ЗАГАЛЬНІ ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ІСНУВАННЯ ЗОНИ ПРИСУТНОСТІ БІОТЕХНІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ

У зв'язку із поширенням різновидів технічних засобів, які мають контрольно-вимірювальні функції, функції активної дії в сполученні з біологічними об'єктами, поширюються різновиди біотехнічних об'єктів та їх поєднань. Подібні типи інтегрованих сполучень формують відповідні зони існування, які взаємодіють між собою згідно просторово-часових залежностей, що визначають їх спільні характеристики. Так, існують теорії, які присвячені біологічній філософії техніки [1, 2], тобто формуванню технічних об'єктів, посиляючись на структури і функції організмів, а також біологічно обґрунтований спосіб діяльності. Окрім того, створення нових біотехнічних об'єктів базується на певних аналогіях [3] між біологічними та технічними об'єктами з огляду на їх конструкційні складові, фізичні засади руху [4], що призводить до підвищення точності функціонування об'єктів.

Існування абстрактних біотехнічних об'єктів створюють засади формування зон, в межах яких має бути безпечні умови їх функціонування, наприклад зони існування біологічних об'єктів в їх природних ареалах [5], технічних об'єктів, пов'язаних із застосуванням технологічних процесів виробництва тощо. Так, наприклад, розглянуті основні питання стосовно аспектів взаємодії в системі людина – життєве середовище в цілому та в її підсистемах з огляду на технічні та технологічні особливості їх функціонування [6, 7]. Існують наразі випадки класифікації промислових зон, які мають відображати ймовірність виникнення вибухонебезпечної атмосфери [8], зон, необхідних для полегшення вибору відповідних електричних пристроїв, а також для проектування відповідних електричних установок та обладнання. Існують також промислові коди та національні стандарти, які надають можливість керування або приклади класифікації територій [9]. При створенні класифікації небезпечних зон та

визначенні необхідних захисних зон та вживання відповідних заходів повинен бути врахований максимальний потенціал ризику.

Проте, існуючі наразі варіанти класифікації зон існування абстрактних об'єктів не є узагальненими, які враховують особливості певного об'єкта у взаємодії з іншими типами та їх сполученнями.

Будь-яка АС для того, щоб сповістити про своє існування, повинна створювати у навколишньому середовищі відповідні інформаційні сигнали. На відміну від ПЗ зона присутності має польовий характер, тобто вона створюється АС від своєї поверхні. Як наслідок, поверхня АС є координатою відліку ЗП, тобто всі польові структури навколо неї насичені інформацією про об'єкт. Характер цих структур суто польовий, і є інформаційною «опорою» АС у навколишньому середовищі. Саме у цьому об'ємі відбувається активний обмін інформаційними повідомленнями про можливості та вади кожного з взаємодіючих об'єктів. На відміну від панданної зони це не є потужна силова взаємодія, яка призводить до імпульсної або поступової руйнації того чи іншого з взаємодіючих АС. Вона має лише попереджувальний характер, який інформує навколишнє середовище про можливі наслідки взаємодії як позитивної, так і негативної.

### **1.1. Зона присутності абстрактного об'єкта**

У роботах [10, 11, 12] було розглянуто поведінку абстрактної сутності (АС) у класичному вигляді, які довели можливі варіанти життєдіяльності маси об'єкта у межах своєї панданної зони (ПЗ) [10]. Тим не менш, АС як об'єкт завжди має просторово-часові властивості, тобто вона сповіщає про свою присутність. Виконується це у кілька способів.

Зона присутності має низку законів загального застосування, які є характерними для неї, та низку другорядних, які стосуються кожної з зон. Для загальних законів характерно, що вони виправдовуються для всіх зон без виключень у будь-яких випадках. Другорядні закони є характеристикою

існування та дії конкретно визначеного типу зони присутності.

Першим з законів зони присутності слід вважати закон генезису, який вказує на однозначність походження. Цей закон можна виразити наступним чином: *кожна абстрактна сутність виробляє тільки таку зону присутності, на яку вона здатна.*

Для прикладу візьмемо дві АС, а саме ряду хижих підряду псовидих та підряду котоподібних, порівняємо їх зони присутності [5]. Характер зони присутності кожного підряду здебільшого визначає характер поведінки в оточуючому середовищі та взаємодії з іншими сутностями. Наприклад, оптична зона їх відрізняється; зона запаху у них різна за смаком та розмірами. Таких особливостей попри зовнішню схожість безліч. Прикладів можна наводити велику кількість, які по зонам присутності дозволяють нам визначитися з первинною АС.

Другий закон присутності вказує на обов'язковість існування ЗП при абстрактній сутності і формулюється наступним чином: *кожна з абстрактних сутностей має свою зону присутності, а кожна зона присутності має свою абстрактну сутність.* З цього закону існує наслідок, а саме: *знищити зону присутності можливо лише знищивши абстрактну сутність.* Цей закон разом з наслідком є умовою спільного існування абстрактної сутності та зони присутності.

Третій закон характеризує властивість зони присутності до взаємодії з навколишнім середовищем та АС і формулюється наступним чином: *жодна абстрактна сутність не створює зону присутності, яка не взаємодіє з оточуючим середовищем та об'єктами, які її оточують.* З цього закону є наслідок, який наголошує: *зони присутності, яка не взаємодіє з оточуючим середовищем не існує, оскільки таку не може виробити абстрактна сутність.* Так, наприклад, це пояснює, чому існує електричний опір. Виробити зону присутності, яка ні з чим не реагує, абстрактна сутність не може, оскільки треба утворити поверхні, які реагують із визначеною зоною присутності, а це неможливо за початкових умов.

Отже, така інформація, яку розсилає навколо себе АС, створює відповідну зону її присутності у просторі і є додатковими координатами її опору, що дозволяють їй дистанціюватися від інших АС.

Розглядаючи питання дистанціювання АС від інших, необхідно обумовити той факт, що всі ці взаємодії мають фізичний опис, який дуже добре піддається математичній обробці. В основі подібних ситуацій покладено принцип взаємодії між сусідніми АС. Отже, експериментальне спостереження взаємодії АС між собою призводить до того висновку, що у межах контакту на відстані двох АС існує реакція на інформаційний сигнал.

Таким чином, під зоною присутності необхідно розуміти всі фізичні ефекти, які створює навколо себе АС як абстрактний об'єкт (АО). До того ж, неважливо, яку саме фізичну сутність являє собою АО: і тверде тіло, і рідина, тощо. Головне, що вона піддається опису через загальновідомі фізичні закони. Тобто АС має закінчений об'єм, який, хоч і може змінюватися у часі, але всі ці процеси піддаються опису з погляду класичної фізики.

Отже, розглянемо, яким чином може утворюватися зона присутності АС. Для цього необхідно чітко визначитися з межею між панданною зоною та зоною присутності. Наразі такою межею є перехід між фізичними станами, які притаманні цим межам поверхні АС і простору, що її оточує, та можуть бути описані відповідними фізичними законами. Як було показано у [10], такою межею переходу може бути бар'єр де змінюється хоча б один з низки об'єднуючих фізичних законів.

Оскільки всі процеси ЗП відрховуються від поверхні, то можна навести низку фізичних явищ, які підтверджують ці теоретичні засади у [11, 12, 13].

При широкому розгляді явища зони присутності від поверхні АС до нескінченності можна виділити кілька фізико-хімічних градацій загальної зони присутності. По-перше, необхідно виділити твердотільну зону присутності, яка щільно контактує з хімічною. У цьому випадку зону присутності створюють тверді тіла, які групуються навколо АС силами гравітації, тобто гравітаційною

ЗП. Твердотільна ЗП може утворюватися і іншими польовими структурами – електричними, магнітними, тощо. Як наслідок такого генезису хімічна зона присутності є найменшою фракцією твердої речовини, тобто молекула зі своїми хімічними властивостями. Особливістю такої зони, є те, що вона може мати різну щільність в залежності від відстані до поверхні. Тобто йдеться про пісок, який лежить на поверхні та пил, який літає над ним. При цьому, оскільки класична фізика не дає пояснення чи є атом твердим тілом, то надалі будемо вважати, що він є найменшим елементом твердого тіла.

По-друге, це умовно-статичні поля. Під цим слід розуміти поля, які не можуть існувати без АС, які їх виробляє, та не мають модуляцій по частоті та амплітуді. Найбільш відомі поля такого типу це електричні, магнітні та гравітаційні. Звісно, що існують інші поля подібного типу, але вони менш відомі. Саме три вище означені польові структури мають властивості притягування та відштовхування, що є підґрунтям утворення твердотільної зони присутності.

По-третє, це поля, які мають властивість самопідтримки, тобто власного існування у середовищі. Найкращим прикладом тут може бути електромагнітне випромінювання, яке лінійно розповсюджується в усі боки. Зазвичай це імпульсні сигнали, які створює АС при своєму русі. Водночас, АС вже відійшла від координати подачі імпульсу, але він існує у просторі самостійно. Ще одним прикладом може бути камінь, кинутий в воду і який вже потонув, проте хвиля у формі кільця розкочується у всі боки тобто АС вже немає, а хвильова зона присутності є.

АС на близьких відстанях повністю повторює її форму поверхні. За віддаленням форма зони присутності все більше наближається до кулястої аж поки не зникає у шумовому тлі. На самому низькому рівні математичний опис поля ЗП може мати вигляд площини, циліндра або кулі [13, 14].

Одразу необхідно собі зятати, що зовнішня поверхня такої зони є елементом взаємодії між чутливістю відчутника та потужністю фізичного закону, за яким

реєструється близьке розташування до АС. Так, наприклад, якщо АС має властивості випромінювання в оптичному та акустичному діапазоні, то виникає цілком слушне питання: яка з цих двох зон буде більшою? Вочевидь, що випромінюючий об'єкт має наступні властивості скалярного поля [10, 11, 15].

1. Пласке поле, яке не залежить від координати  $z$

$$U=U(x, y), \quad (1.1)$$

тобто  $U$  є залежним тільки від  $x$  та  $y$ .

Така ситуація характерна для АС, які мають пласку форму, тобто мають стабільну товщину за будь-якої подовженості та конфігурацію за координатами  $x$  та  $y$ . У технологічно-виробничій практиці це здебільшого стрічковий або листовий матеріал. Особливістю цієї польової структури є те, що товщина матеріалу є набагато меншою за його геометричні розміри у площині. Особливо ефективно ця ситуація використовується при діагностиці об'єктів, які визначаються за зовнішніми ознаками (на поверхні: плями, зміна кольору, структури площини тощо). Водночас, будь-яка площина виконує функцію інформаційного повідомлення про свої можливості.

2. Циліндричне або осьове поле, яке має опис [14]

$$U = U\left(\sqrt{x^2 + y^2}\right). \quad (1.2)$$

У цьому випадку функція  $U$  залежна лише від відстані до осі  $z$ . Такі поля є характерними для об'єктів циліндричної форми.

3. Центральнo-симетричне джерело, яке випромінює за принципом

$$U = U\left(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}\right). \quad (1.3)$$

Прикладом подібної зони присутності є точковані джерела випромінювання, які, наприклад, застосовані у деяких оптичних приладах. У природі використання таких джерел випромінювання значно ширше, оскільки використовуються як інформаційний чинник. Як наслідок, будь-яка польова структура має властивість силової дії, то вона має і векторну спрямованість [10, 11, 12]. Оскільки властивістю скалярного поля є споріднене з ним векторне

поле, яке показує напрямок дії силової структури поля [15], то відповідні споріднені векторні поля мають наступний опис:

- для плаского векторного поля

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}(x, y), \mathbf{V}_z = 0. \quad (1.4)$$

Водночас,  $\mathbf{V}$  є незалежним від  $z$ , а вектори  $\mathbf{V}(x, y)$  знаходяться у площині  $(x, y)$  або у паралельній їй площині;

- для циліндричного векторного поля:

$$\mathbf{V} = F(\rho)\mathbf{r}, \rho = \sqrt{x^2 + y^2}, \mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j}. \quad (1.5)$$

Якщо розглянути фрагментарно АС циліндричної форми з віссю  $z$  та радіусом  $\rho$ , то у кожній поверхні такого циліндра вектор  $\mathbf{V}$  має одну і ту ж довжину і паралельний до нормалі циліндра у визначеній точці його поверхні.

Прикладом подібного ТО може бути заструмлений насадок, дріт або інше струмопровідне подовжене тіло, який створює навколо себе магнітне поле згідно закону Біо-Савара-Лапласа. Як наслідок, подібні властивості притаманні і деталям циліндричної форми;

- для сферичного векторного поля

$$\mathbf{V} = F(\rho)\mathbf{r}, \rho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}. \quad (1.6)$$

Тобто, якщо розглянути АС у вигляді сфери радіусом  $\rho$  з центром у початку координат, то  $\mathbf{V}(\mathbf{r})$  у кожній точці сфери матиме одну й ту ж довжину та паралельний нормалі у визначеній точці поверхні.

Оскільки об'єкт має закінчену форму, то його енергія випромінювання має загальний опис векторного поля у вигляді

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}(x, y, z). \quad (1.7)$$

Але найбільшою проблемою, яка виникає при реєстрації польової структури АО, є нестабільність його координат у просторі.

Таких прикладів можна наводити безліч. Отже, якщо об'єкт має подовжену форму (циліндр), то тенденція центроспрямованості зберігається для кожного діаметрального перерізу. При збереженні загальної тенденції тим не менш

кожна польова структура має свої особливості, які визначаються принципом фізичної взаємодії та потужністю потенціальної енергії для кожної точки координат. Саме ці два фактори утворюють все різнобарв'я взаємодій у зоні присутності, що дозволяє провести досить вагому межу між панданною зоною та зоною присутності.

У [10, 11] вже був даний попередній опис зони присутності як такої та показано її складові. Всі ці складові утримуються навколо АС завдяки низки законів, які об'єднують їх у одне ціле. Окрім того, ці закони за своєю суттю є законами польових структур, що мають яскраво окреслену силову дію, тобто елементи ЗП або притягуються, або відштовхуються один від одного та АС. Водночас, наприклад, тверді частинки та рідина мають більші властивості створювати угруповання ніж газ або поля різного типу. Яскравим прикладом тут може бути сонячна система. Якщо Сонце сприймати як АО, то вся планетарна система повинна сприйматися як його зона присутності. Вся ця тверда маса, рідина, гази та ЕМ - випромінювання обертається навколо Сонця за відомими законами фізики. Звісно на першому місці є закон всесвітнього тяжіння, який утримує всю цю масу навколо центра обертання. Таких прикладів можна знайти безліч, коли певна польова структура утворює навколо АС явище «кокона» із загальним центром обертання. Для того, щоб утриматися у межах зони присутності елемент цієї зони повинен знаходитися під дією низки сил, які або утримують, або відштовхують. При взаємодії з АС сучасна фізика спирається на дві основні сили: це центроспрямована та центробіжна [13].

Центроспрямованою силою є сила, яка діє по лінії (прямій), проведеній через центри мас АС та елементарної частки.

Відцентровою або центробіжною є сила, яка має спрямування по тій же прямій, але у протилежний бік. Ця сила відштовхує елементарну частку від АО. Зазвичай ця сила пов'язана з обертальними процесами. Для того, щоб полегшити розгляд, вважатимемо, що центри відліку геометрії та польових



структур співпадають. Таким чином, якщо ми маємо певний об'єкт у межах ЗП, то рухатися він буде за пласкою кривою, площа розташування якої буде співпадати з загальним центром відліку. Якщо прийняти цю площину за координатну і, користуючись полярними координатами  $\rho, \varphi$ , отримуємо рівняння руху центру маси елементарної частки у вигляді:

$$m \left[ \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \rho \left( \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 \right] = F, \quad \frac{\partial}{\partial t} \left( \rho^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = 0, \quad (1.8)$$

де  $\mathbf{F}$  є проекція алгебраїчної величини центроспрямованої сили на полярний радіус-вектор. Звідсіля

$$\rho^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = C, \quad (1.9)$$

де  $\rho^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 2 \frac{\partial S}{\partial t}$  – являє собою подвоєну секторну швидкість частки, то рух під дією центроспрямованої сили векторна швидкість відносно центра руху залишається постійною.

Якщо рівняння траєкторії у полярних координатах має вигляд  $r = \frac{1}{\rho} = f(\varphi)$ , то за допомогою сталої  $C$  можна визначити швидкість  $\mathbf{V}$  та силу  $\mathbf{F}$  за формулами Бине:

$$V^2 = C^2 \left[ r^2 + \left( \frac{\partial r}{\partial \varphi} \right)^2 \right], \quad F = -C^2 m r^2 \left[ r + \frac{\partial^2 r}{\partial \varphi^2} \right]. \quad (1.10)$$

Фактично рівняння (1.10) надають опис руху елементарної частки навколо основної маси АС під дією центроспрямованої без урахування інших силових полів. Будь-яка АС може утворювати навколо себе стаціонарні силові поля, такі як гравітаційне, електричне, звукове тощо. Стаціонарними або незалежними від часу їх можна назвати з певною мірою відносності, тобто на якомусь інтервалі часу. У такому разі діюча сила  $\mathbf{F}$  є позиційною, тобто визначається виключно координатами розташування. Основною особливістю такої сили є те, що вона незалежна від швидкості, а залежна від координати та часу (1.8). Рух

елементарних часток у зоні присутності почасти нагадує броунівський, різниця лише у масштабах цього явища. Ми маємо можливість уявити такий дискретний рух, як відтінок ( $dl$ ), на якому визначена сила виконує деяку елементарну роботу. Для стаціонарного поля проекції сили  $F_x, F_y, F_z$  є функціями виключно координат  $x, y, z$  точки дії. Тоді елементарну роботу можна відобразити як:

$$dA = X(x, y, z)dx + Y(x, y, z)dy + Z(x, y, z)dz, \quad (1.11)$$

де  $X = F_x, Y = F_y, Z = F_z$ .

Водночас, якщо права частина (1.11) є повним диференціалом функції координат  $E(x, y, z)$ , то поле є потенціальним, а функція силова, тобто:

$$dE = F_x(x, y, z)dx + F_y(x, y, z)dy + F_z(x, y, z)dz.$$

У випадку потенційного силового поля проекції  $F_x, F_y, F_z$  можна знайти через силові функції за наступними формулами:

$$F_x = \frac{dE}{dx}, F_y = \frac{dE}{dy}, F_z = \frac{dE}{dz}. \quad (1.12)$$

З математичного погляду ознакою того, що силове поле є потенційним маємо ознаку виконання рівностей:

$$\frac{dY}{dx} = \frac{dX}{dy}, \frac{dZ}{dy} = \frac{dY}{dz}, \frac{dX}{dz} = \frac{dZ}{dx}. \quad (1.13)$$

Як приклад потенційних силових полів маємо гравітаційне поле тяжіння. У такому випадку, якщо вісь  $z$  спрямована вертикально доверху, то  $X = Y = 0, Z = -F_r$ ,  $dA = F_r dz = d(-F_r z)$ . Тобто для сили тяжіння силова функція може бути уявлена як:  $E = -F_r z$ .

Поле центральної сили величина якої є залежною тільки від відстані у системі «точка дії - центр сили». Якщо проекція сили  $F_r$  на радіус-вектор визначається формулою

$$F_r = f(r), \quad (1.14)$$

то

$$X = f(r)\frac{x}{r}, Y = f(r)\frac{y}{r}, Z = f(r)\frac{z}{r}. \quad (1.15)$$

$$dA = \frac{f(r)}{r}(x dx + y dy + z dz) = f(r) dr \quad (1.16)$$

$$E = \int f(r) dr. \quad (1.17)$$

Для пружної сили  $f(r) = -kr$ , а тому:

$$E = -\frac{kr^2}{r}.$$

Для сили ньютонівського тяжіння, якщо  $f(r) = -\frac{\eta}{r}$ , де  $\eta$  - сталий коефіцієнт

$$E = -\frac{\eta}{r}. \quad (1.18)$$

Звісно це все центральносиметричні поля, але за бажанням можна аналогічно розглянути пласкі та циліндричні поля, які притаманні електричним і магнітним полям.

Отже все вищерозглянуте стосується загальних фізико-математичних тез розповсюдження польових структур зони присутності АО. Існування великої кількості ЗП висуває вимогу створення певної класифікації за фізичними та природними властивостями. Наразі існує можливість створити первинну класифікацію за ступінню фундаментальності, тобто за принципом обов'язкової необхідності та супутнього фізико-хімічного явища або ефекту.

Таким чином, серед усіх існуючих ЗП, а їх велика кількість, розглянемо низку основних, на засадах яких утворюються інші.

По-перше, необхідно зауважити, що зони присутності мають низку градацій, які надають можливість первинної класифікації. Такі градації та, як наслідок, класифікаційні ознаки є залежними від фундаментальних фізико-хімічних законів, які працюють у будь-якій зоні незалежно від координат простору та часу в будь-якій обмеженій системі координат. У такому випадку ми маємо можливість визначити наступні градації всіх зон, не зважаючи на їх

фізичний принцип. Наразі ми маємо можливість створити наступну низку узагальнених градацій стосовно зони присутності.

Таким чином, маємо наступні градації (рис. 1.1):

- первинні зони, які є основою існування абстрактної сутності;
- похідні зони, які є наслідком фізичного руху первинних зон;
- первинні паразитуючі зони є наслідком взаємодії первинних та їх похідних зон;
- вторинні похідні є похідними від взаємодії попередніх зон;
- похідні комбіновані є наслідком низки комбінаційних зв'язків між попередньо згаданими зонами присутності.

Кожна з цих градацій складається з низки польових структур, якими є наступні польові зони, що мають фундаментальний характер і є наслідком для існування всіх інших:

- зона присутності панданної зони яка є наслідком властивостей руху форми АС;
- гравітаційна зона присутності, яка є наслідком властивостей маси при створенні АС;
- електрична зона присутності, яка утворюється електричними полями, притаманними АС;
- зона присутності сил міжядерної взаємодії, які є наслідком атомарних властивостей АС.

Наслідком первинних зон є вторинні, які утворюються на їх засадах. До таких зон слід віднести наступні різновиди зон:

- твердотільна зона присутності, яка є продуктом скупчення твердих тіл на поверхні АС або в її масі (у межах панданного вакууму)
- магнітна зона присутності, яка утворюється магнітними полями притаманними АС;
- електромагнітна зона присутності, яка утворюється електромагнітними властивостями притаманними АС;

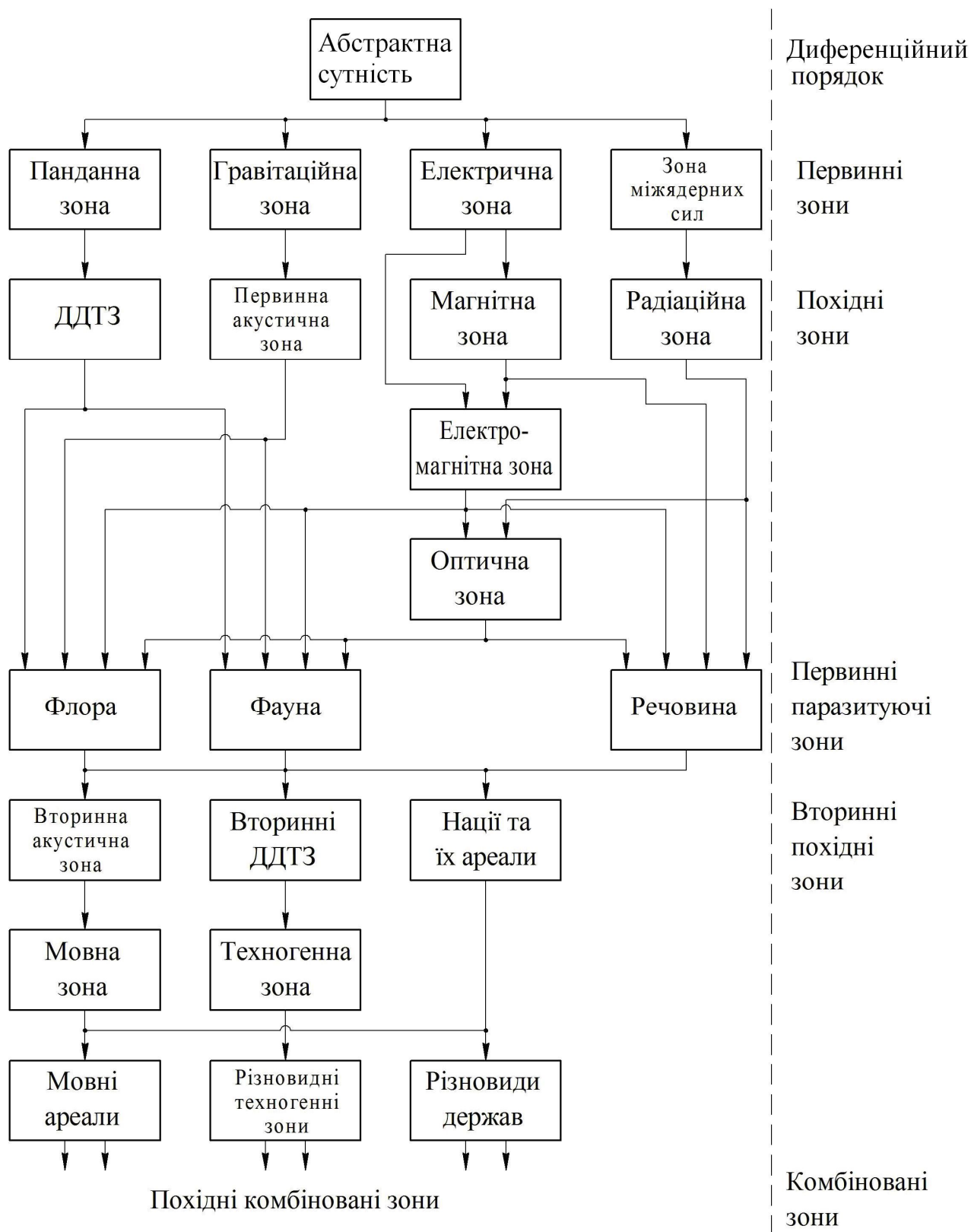


Рис. 1.1. Класифікація типів зон присутності абстрактних сутностей різного походження

- оптична зона присутності, яка утворюється оптичними властивостями, притаманними АС;
- первинна акустична зона присутності, яка утворюється на засадах вібраційних та акустичних властивостей АС;
- хімічна зона присутності, яка утворюється завдяки хімічній активності АС;
- радіаційна зона присутності, яка утворюється завдяки властивості радіаційного розпаду складових АС.

Всі вторинні зони взаємодіють між собою і створюють цілу низку специфічних зон, серед яких особливо виразними є наступні три зони:

- вторинна акустична зона присутності, яка утворюється на засадах вібраційних та акустичних властивостей АС;
- зона присутності рослин (флора), яка має низку своїх класифікацій за розмірами та умовами існування;
- зона присутності тварин (фауна), яка теж має низку своїх класифікацій за розмірами та умовами існування;
- кліматичні зони, які тісно пов'язані з попередніми і які за походженням є продуктом існування водних ресурсів та суходолу.

Існує ще кілька різновидів зон присутності, але поки нема фундаментального розгляду теорії кроків та теорії рівня, які є основою їх побудови (ці різновиди не розглядаються). Отже, на засадах вищезначеного маємо можливість створити класифікацію (рис. 1.1), яка надає уявлення про загальні зв'язки між різними зонами присутності.

З усього вище сказаного можна зробити висновок, що будь-яка АС, а тим більше БТО, мають свою зону присутності і не одну. У цьому випадку саме пандання зона буде основним носієм зони присутності, за якою визначаються ті чи інші параметри ТО. При будь-яких вимірюваннях відчутник, у першу чергу, зустрічається із ЗП і за її потужністю формує сигнал, який спочатку сповіщає про наближення до об'єкту і вже потім про його фізичні параметри. Ці фізичні явища характерні при здобуванні та обробці інформації технологічним

об'єктом (ТО) від біологічного (БО) та БТО для того, щоб дійти висновку про подальші дії залежно від навколишніх процесів, які впливають на створення зони присутності об'єктів та їх основні фізичні характеристики.

Окрім вище розглянутих властивостей розповсюдження та форми польових структур специфічні властивості кожної з ЗП буде розглянуто окремо. Отже, особливу увагу необхідно звертати на залежність потужності від координати відносно поверхні АО.

## **1.2. Визначення розташування критичної поверхні розподілу між зоною присутності та панданною зоною абстрактної сутності**

Ми вже зробили низку теоретичних розвідок стосовно побудови панданної зони, тому необхідно звернути увагу на зону присутності, яка утворюється навколо АС. Водночас, необхідно мати чітке уявлення, де і з якого моменту починає утворюватися зона присутності, і де знаходиться критична поверхня, відносно якої можна починати відлік. Серед усіх можливих чинників, які вказують на наявність такої поверхні може бути зміна властивостей АС на засадах певного фізико-хімічного закону. Така різка зміна для зони присутності повинна починатися з цілої низки параметрів, основним з яких є атомарні зв'язки.

Наразі таким чинником розподілу між зоною присутності та панданною зоною взаємодіючих АС, може бути розрив атомарних та молекулярних зв'язків, коли між двома сутностями опиняється третя [16, 17, 18].

З класичної фізики відомі наступні типи міжмолекулярних та атомарних зв'язків.

По-перше, це сили Ван-дер-Ваальса, які, у свою чергу, мають три складових енергетичної взаємодії, а саме

$$E = E_d + E_{op} + E_{in}, \quad (1.19)$$

де  $E_d$  - дисперсійна енергія,  $E_{op}$  - орієнтаційна енергія,  $E_{in}$  - індукційна енергія.

Серед цих типів енергії найбільший вплив на об'єкти мають дисперсійна та орієнтаційна складові. Водночас, дисперсійна енергія станове

$$E_d = -\frac{e^4 h \nu_0}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 k^2} \cdot \frac{1}{r_m^6}, \quad (1.20)$$

а енергія орієнтації

$$E_{op} = -\frac{M^4}{24 \pi^2 \epsilon_0^2 k T} \cdot \frac{1}{r_m^6}, \quad (1.21)$$

для індукційної енергії

$$E_{in} = -\frac{\alpha M^2}{8 \pi^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{r_m^6}, \quad (1.22)$$

де  $\alpha$  - поляризуємість молекули,  $M$  - дипольний момент,  $T$  - абсолютна температура,  $\epsilon_0$  - діелектрична стала,  $h$  - стала Планка,  $k$  - хвильове число,  $\nu_0$  - частота осцилятора,  $r_m$  - відстань між молекулами.

Відповідна сила взаємодії між молекулами визначається як

$$F_d = -\frac{\partial E_d}{\partial r_m} = -\frac{3e^4 h \nu_0}{16 \pi^2 \epsilon_0^2 k^2} \cdot \frac{1}{r_m^7}. \quad (1.23)$$

Наразі необхідно зауважити, що ступінь при величині  $r_m$  вказує на потужність взаємодії між абстрактними сутностями.

Ще одним типом зв'язку є іонний, в основі якого полягає закон Кулона [18]. Загальна енергія зв'язку в цьому випадку складається з енергії притягування  $E_p$  та енергії відштовхування  $E_B$ , тобто

$$E = E_p + E_B, \quad (1.24)$$

$$E_p = -\frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 r_m}, \quad (1.25)$$

$$E_B = \frac{B}{r_m^n}, \quad (1.26)$$

де  $B$  та  $n$  - сталі величини.

Водночас, сила тяжіння



$$F_p = -\frac{\partial E_p}{\partial r_m} = -\frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 r_m^2}, \quad (1.27)$$

$$F_B = -\frac{\partial E_B}{\partial r_m} = \frac{nB}{r_m^{n+1}}. \quad (1.28)$$

На рівноваговій відстані  $r_0$  ці сили є рівними між собою, тобто

$$\frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 r_m^2} = \frac{nB}{r_m^{n+1}}, \text{ звідкіля } B = \frac{e^2 r_0^{n-1}}{4\pi \varepsilon_0 n} \quad (1.29)$$

При підстановці у вираз (1.24) отримуємо

$$E = -\frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 r_0^{n-1}} \left(1 - \frac{1}{n}\right), \quad (1.30)$$

що є енергією взаємодії іонів у молекулі.

Наступний тип зв'язку є атомарний або валентний, який пояснює такі сполуки, як  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  тощо. В основі цього зв'язку полягає обмінний ефект, тобто обмін атомів електронами і має квантове походження. Наразі за цим зв'язком розраховано енергію двох атомів водню, яка має два значення:

$$E_s = 2E_0 + \frac{K + A}{1 + S^2} \quad (1.31)$$

та 
$$E_a = 2E_0 + \frac{K - A}{1 - S^2}, \quad (1.32)$$

де  $2E_0$  – сумарна енергія двох ізольованих атомів водню,  $K$  – енергія електростатичної взаємодії електронів з ядрами електронів між собою та ядер між собою, тобто кулонівської енергії,  $A$  – обмінна енергія взаємодії електронів, атомів,  $S$  – інтеграл неортогональності.

Різниця між виразами (1.31) та (1.32) полягає в енергетичному стані. Так,  $E_s$  є симетричним, а  $E_a$  – антисиметричним енергетичним станом. Симетричний стан виникає тоді, коли спіни узагальнених електронів спрямовані у протилежні боки, а антисиметричний стан – за паралельного розташування спінів.

Таким чином, валентний зв'язок утворюється у напрямку найбільшої потужності електронної хмари, яка відповідає валентним електронам. Водночас виконується максимальне перекриття хмар відповідних валентних електронів. Це означає, що валентний зв'язок має спрямований характер.

Ще одним типом зв'язку є металева взаємодія. Зв'язок у ґратці металу утворюється внаслідок взаємодії позитивних іонів з електронним газом. Водночас електрони, які знаходяться між іонами, «стягують» їх, намагаючись врівноважити сили відштовхування, котрі діють між однойменно зарядженими іонами. При зменшенні відстані між іонами збільшується щільність електронного газу, внаслідок чого зростає сила стягування іонів. З іншого боку, зменшення відстані між іонами призводить до збільшення сил відштовхування, що намагаються віддалити іони між собою. Як наслідок, при досягненні визначеної відстані між іонами, при якій обидві сили врівноважуються, металева ґратка стабілізується.

Отже, у підсумку порівняємо різні види зв'язку. Таким чином, найбільш універсальним видом є зв'язок Ван-дер-Ваальса [19, 20], що виникає у всіх випадках без виключення. Між тим це є найбільш слабкий зв'язок, який має енергію, що не перевищує одиниць  $\cdot 10^3$  Дж/моль. Цей зв'язок виявляє себе для нейтральних атомів та молекул із заповненими внутрішніми електронним оболонками. Ці сили пояснюють зв'язок при існуванні рідких та твердих станів інертних газів, водню, кисню, азоту та інших органічних та неорганічних сполук, забезпечують зв'язок у великій групі валентно-молекулярних кристалів. Оскільки енергія цього зв'язку низька, всі структури, обумовлені цим зв'язком, малостійкі, легко летючі, мають низькі температури плавлення.

Йонний зв'язок є типовим хімічним зв'язком, характерним для неорганічних сполук, до яких відносяться з'єднання металів із галогенами, окисли металів, сульфідів та інші полярні з'єднання. Йонний зв'язок є притаманним багатьом інтерметалічним сполукам (карбіди, селеніди тощо). Енергія зв'язку, значно вища за енергію Ван-дер-Ваальса, але має коливання приблизно від  $6,7 \cdot 10^5$

Дж/моль до  $1,5 \cdot 10^7$  Дж/моль для  $\text{Al}_2\text{O}_3$  та хрому. Тому тверді тіла з йонним зв'язком мають високі значення теплоти сублімації та плавлення.

Валентний зв'язок є превалюючим для органічних сполук, хоч і зустрічається у неорганічних та інтерметалічних сполуках. Цей тип зв'язку обумовлює утворення валентних кристалів типу алмазу, германію тощо. Енергія зв'язку дуже висока: одинарний зв'язок вуглець – вуглець (C-C) в органічних сполуках має енергію близько  $3 \cdot 10^5$  Дж/моль. Таку ж енергію зв'язку маємо у ґратці алмазу, що підтверджується високою теплою сублімації та плавлення.

Енергія металевго зв'язку за порядком величини може бути порівняна з енергією валентного зв'язку.

Порівняльний аналіз та досліди доводять, що у реальних твердих тілах кожний з цих зв'язків практично не зустрічається у чистому вигляді: є ситуація, коли йде комплекс із двох та більше зв'язків, а самий потужний з них визначає структуру та властивості тіла.

Отже, як наслідок, всього наведеного вище, необхідно констатувати, що умовно поверхня розподілу зони присутності та панданної зони має вигляд тонкої поверхні, яка вкриває об'єм твердого тіла. Товщина цієї поверхні для кожного випадку може коливатися від одного до кількох діаметрів атомів або молекул. Окрім того, ця поверхня є нестабільною. Так, в одному випадку, коли АС само руйнується, йде відторгнення матеріалу з поверхні, змінюється конфігурація її панданної зони у бік зменшення. Але водночас збільшується розмір зони присутності внаслідок відторгнення матеріалу (речовини). У протилежному випадку на поверхню панданної зони випадає (притягується) деяка кількість речовини з навколишнього середовища. Ця речовина лише у деяких випадках входить у хімічний контакт з АО, коли має агресивні властивості. Як наслідок, подібні нашарування утворюють проблеми з вимірюванням дійсної величини панданної зони. Цей прошарок твердого матеріалу відкладається згідно еквіпотенційним лініям полів, які утворює навколо себе АО. Водночас геометрія

прошарку від зовнішньої речовини повністю відтворює конфігурацію польової структури, якою б вона не була. Звідсіля можна дійти висновку про те, що ЗП повинна захищати панданну зону АО.

Сутність системи захисту полягає у двох чинниках. По-перше, це імітація панданної зони, яка у випадку агресивних дій є джерелом фіктивної інформації, для оточуючих АС. По-друге, це є буферний (силовий) захист ПЗ. Тобто для будь-якої АС, а особливо біологічного походження, це є першочергова задача. Визначитися з розмірами цього прошарку вкрай важко, оскільки він має лише одну певну координату, тобто поверхню панданної зони. Для верхньої межі ця ситуація є вкрай непевною, тому що щільність прошарку змінюється пропорційно потужності від поверхні. Мало того, силові структури поля визначають нюанси зони присутності. Водночас, фрагменти пилової зони вилаштовуються вздовж силових ліній польових структур АС, хоча і те, і інше, є одним і тим же. Більш легкі елементи у цьому випадку утворюють нижнє підшарування, на яке складається більш важке.

Окрім того, необхідно зважити на те, що зовнішні подразники (середовище) завжди здійснюють тиск на АО з огляду на хімічні реакції. Водночас на поверхні ПЗ є можливість утворення хімічних сполук різного типу. Зазвичай це низка окислів, які здебільшого утворюють газову компоненту ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{NO}_2$  тощо). У наступному терміні часу ці окисли мають можливість утворювати лужні та кислотні з'єднання, які є занадто агресивними. Як наслідок цих процесів є збільшення панданної зони.

З усього наведеного вище, маємо можливість дійти низки висновків, які дають фундаментальні поняття стосовно зони присутності АО, а саме:

- зоною присутності є простір, який оточує АО;
- зона присутності відділяється від АО на межі прошарку в кілька атомарних нашарувань;
- зона присутності за своєю структурою є складова твердих елементів та польових структур, які утворює навколо себе АО;

- прошарок розподілу є нестабільним, оскільки знаходиться у постійній динамічній взаємодії із зовнішніми подразниками (навколишнє середовище та інші чинники);
- кожному АО притаманні зони «слабкої» та «силової» взаємодії з навколишнім середовищем;
- зона «слабкої» взаємодії повністю підкорюється законам фізики – взаємодії полів електромагнітного, акустичного походження тощо;
- зона «силової» взаємодії утворює прошарок мілкої твердої речовини, яка вкриває поверхню АС, і є одним з елементів її захисту;
- основним чинником виникнення подібних зон (присутності) є те, що кожна АС повинна сповіщати про свою сутність і отримувати відповідну координату опори;
- зона присутності має градацію за інформаційними ознаками, якщо починати із зовнішнього охоплення об'єму, який займає АС з усіма своїми зонами, а розмір кожної зони визначається чутливістю чутника, котрий на неї реагує. Наразі існує можливість виокремити три таких зони. Перша з них найбільш дальня, лише реєструє факт існування об'єкту за його зоною присутності як такого. Друга зона надійно визначає факт існування АС, але має занадто малі відомості про нього. Третя зона є ближньою, яка знаходиться у безпосередній близькості до панданної зони АС, надає максимальну, але не повну інформацію про АС.

### **1.3. Панданна зона зони присутності абстрактного об'єкта**

Отже, будь-яка АС створює навколо себе зону присутності (ЗП). Приймаючи за основу закони фундаментальної фізики, маємо можливість стверджувати, що зона присутності АС створюється на засадах трьох основних чинників, а саме: сталої польової структури; змінної польової структури; модуляції двох попередніх завдяки нестабільності центру мас тобто просторового руху.

Особливістю утворення цих польових структур є те, що їх силова дія у просторі навколо АС є не стільки залежною від фізичного закону, який полягає у їх основі, скільки у його взаємодії з структурами навколишнього середовища. Для того, щоб не ускладнювати задачу, розглянемо спрощений варіант, коли навколишнє середовище має властивість підтримувати зону присутності за обраним фізичним законом. Кожний з фізичних законів, які використовує АС, може бути або статичним, або змінним у навколишньому просторі. Якщо АС створює навколо себе за визначеним фізичним законом ЗП, то ця зона завжди буде мати як статичну, так і змінну складову. У супротивному випадку ця ЗП просто не індукується АС за непотрібністю, оскільки це призводить до невинуватених енергетичних втрат.

Як наслідок, статично розташована АС продукує навколо себе статичну та змінну зону присутності за обраним фізичним законом. Отже, підсумкова зона присутності може мати наступний опис:

$$\sum F(x) = \sum F_{\text{ст}}(x) + \sum F_{\text{зм}}(x), \quad (1.33)$$

де  $\sum F(x)$  - кількість координат, які створює навколо себе АС в оточуючому просторі;

$\sum F_{\text{ст}}(x)$  - кількість сталих координат, які створює навколо себе АС в оточуючому просторі;

$\sum F_{\text{зм}}(x)$  - кількість змінних координат, які створює навколо себе АС у оточуючому просторі.

Вираз (1.33) є справедливим лише у тому випадку, коли центр мас АС є абсолютно стабільним у відносній системі координат, а сама по собі АС не відтворює будь-яких рухів у визначеному об'ємі простору. Фактично, подібна ситуація є суто теоретичною і ніколи не зможе бути реалізованою, оскільки буде мати жорстке протиріччя із законами фундаментальної фізики [18, 20, 21, 22]. У реальності будь-яка АС може бути лише уявно стабільною і, як наслідок,

уявно стабільними є його панданні зони. Оскільки польова структура є жорстко пов'язаною з геометрією АС, то і їй притаманні всі властивості цієї поверхні і, як наслідок, панданні властивості. Тобто, у кінцевому випадку ми повинні розглядати більш складну польову структуру, що складається з низки фізичних законів, які можуть навіть не взаємодіяти між собою. У такому випадку рівняння статичної зони присутності необхідно розглядати як комплекс модуляційних складових, де навіть стала складова модулюється панданною зоною АС.

В узагальненому випадку будь-яке АС має можливість модулювати навколишню польову структуру в три способи:

- модулювати через зміну своєї геометрії, тобто за функцією  $\mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(x, y, z)$ ;
- модулювати зовнішню польову структуру у часі, тобто за функцією  $\mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(t)$ ;
- відтворювати комплексну модуляцію навколишнього простору за допомогою двох попередніх чинників, тобто функція модуляції матиме вигляд:  $\mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(x, y, z) \cdot \mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(t)$ .

Отже, рівняння (1.33) для реального АС необхідно розглядати, як

$$\sum F(x) = [\mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(x, y, z) + \mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(x, y, z)\mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(t) + \mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(t)] \cdot [\sum F_{\text{=}}(x) + \sum F_{\text{~}}(x)], \quad (1.34)$$

або

$$\begin{aligned} \sum F(x) = & \mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(x, y, z) \cdot \sum F_{\text{=}}(x) + \mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(x, y, z)\mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(t) \cdot \sum F_{\text{=}}(x) + \mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(t) \sum F_{\text{=}}(x) + \\ & + \mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(x, y, z) \cdot \sum F_{\text{~}}(x) + \mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(x, y, z)\mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(t) \sum F_{\text{~}}(x) + \mathbf{V}_{\text{ПЗ}}(t) \sum F_{\text{~}}(x). \end{aligned} \quad (1.35)$$

З виразу (1.35) можна зробити висновок, що навколо АС взагалі не може існувати статична польова структура, оскільки навіть сталі поля піддаються модуляції через рухливу поверхню панданної зони АС. Одночасно з цим є можливість визначитися з первинною градацією зони присутності. Основним чинником тут є те, що будь-який відчутник, у першу чергу, буде реагувати на динамічну складову у виразі (1.35), тобто:

- дальнодіючу зону присутності необхідно визначати, коли модуляція виконується за законом  $V_{ПЗ}(t)$ ;
- зону середньої дальності присутності необхідно визначати за законом модуляції  $V_{ПЗ}(x, y, z) \cdot V_{ПЗ}(t)$ ;
- зона близької ЗП буде визначатися за законом модуляції  $V_{ПЗ}(x, y, z)$ .

Подібна градація вказує на те, що кількість інформації про АС може бути отримана лише у три способи, тобто, якщо дальнодіюча ЗП дає лише факт наявності об'єкту, то близькодійюча зона дає максимум інформації про нього. Середня ЗП у цьому випадку має властивості посиленої дальнодіючої та слабкої ближньої. Сутність цього явища полягає у тому, що на цих відстанях модуляція від  $V_{ПЗ}(t)$  переважає за своєю потужністю модуляцію  $V_{ПЗ}(x, y, z)$ . У ближній зоні модуляційні властивості функції  $V_{ПЗ}(x, y, z)$  переважають за своєю потужністю модуляції  $V_{ПЗ}(t)$ .

У загальному випадку потужність сталих польових структур навколо АС можна описати виразом, який має комплексний характер, тобто:

$$\sum_{m=1}^{m=\infty} F_{\approx}(x)_m = \sum_{n=1}^{n=\infty} \left[ \sum_{b=2}^{b=16} F_{\approx}(1/x^{b-1}) \right]_n. \quad (1.36)$$

Для змінної складової, побудованої за тими ж параметрами польових структур, це буде:

$$\sum_{m=1}^{m=\infty} F_{\approx}(x)_m = \sum_{n=1}^{n=\infty} \left[ \sum_{b=2}^{b=16} F_{\approx}(1/x^{b-1}) \right]_n. \quad (1.37)$$

З теоретичного погляду функція типу  $F(1/x^{b-1})$  є необмеженою у просторі, якщо нічого не протидіє її розповсюдженню. Тобто ЗП має нескінченний об'єм у розповсюдженні по будь-якій координаті. Але у реальності вона зміщується з навколишнім шумовим тлом і відокремити її з цього тла вкрай важко. Тому, ЗП АС може бути визначена лише за її перевищення цього тла.

Отже, зовнішні межі ЗП будуть визначатися за величиною шумового тла



навколишнього середовища. Розглянемо узагальнений випадок реєстрації панданної зони ЗП на рис. 1.2. Для цього проведемо дослідження поведінки ЗП на межі шумового тла, вважаючи, що воно є стабільне у часі, або принаймні квазістабільне, з рівнем  $U_{\text{ш}}$ .

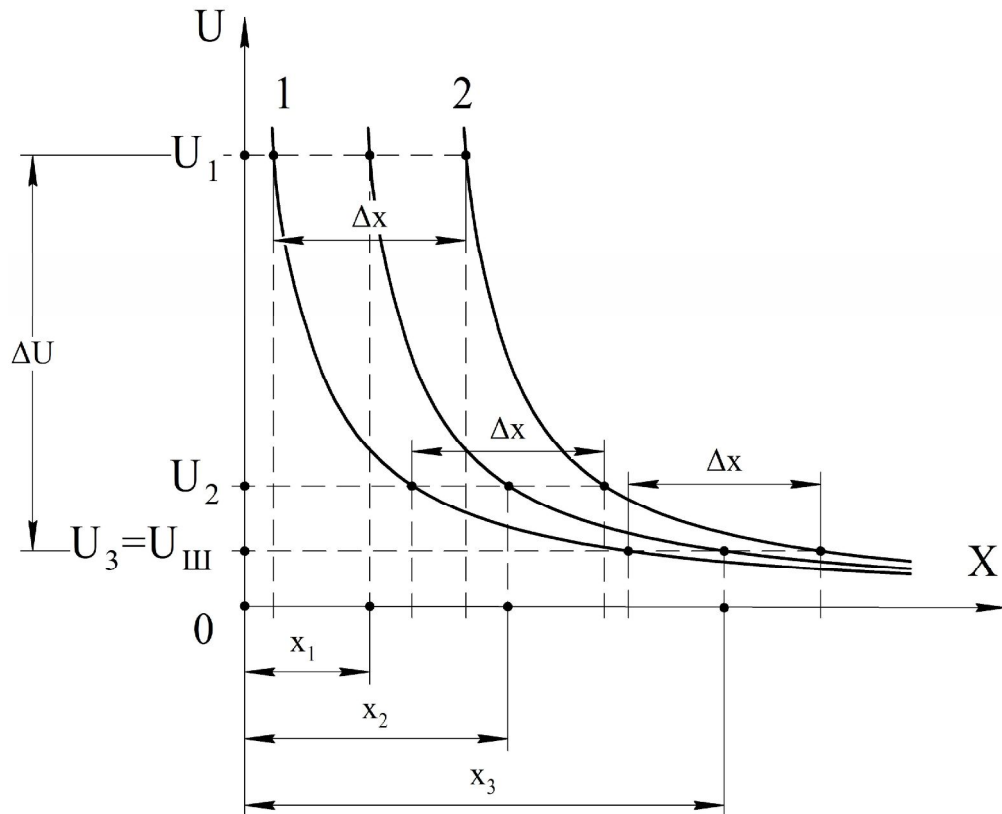


Рис. 1.2. Коливання потужності на межі зони присутності у її панданній зоні

У цьому випадку залежно від величини функцій  $V_{\text{ПЗ}}(x, y, z)$  та  $V_{\text{ПЗ}}(t)$ , тобто їх максимальних та мінімальних значень функції  $F_{\text{—}}(1/x^{b-1})$  та  $F_{\text{~}}(1/x^{b-1})$  будуть коливатися у своїй потужності від позиції 2 до позиції 1 і навпаки (рис. 1.2). Як наслідок таких коливань утворюється панданна зона ЗП, оскільки будь-який АС є матеріальним, то і його ЗП теж є матеріальна і має свою масу, яка буде коливатися у навколишньому просторі. Середня координата подібних коливань буде у межах  $X_3$  при розмаху амплітуди у  $\Delta X$  за використання центральносиметричного способу торкання, як найбільш точного з погляду

отримання високоточної координати. Якщо при визначенні ЗП для АС використовується один і той же фізичний закон, АС неважливо якого рівня буде шумове тло, оскільки величина  $\Delta X$  у всіх випадках буде однакою, як, наприклад, для координат  $x_2$  та  $x_1$ .

Величина  $\Delta X$  для всіх трьох випадків буде однаковою за чинником апаратного рішення чутника, тобто, маючи стабільну характеристику визначення «торкання-неторкання», ми просто керуємо діапазоном чутливості чутника.

З попереднього достатньо неупередженого погляду, щоб зрозуміти, що панданна зона ЗП має ступеневий характер, залежний від величини коефіцієнта  $b$  у функції потужності фізичного закону, покладеного в основу утворення зони присутності. Якщо ми розглянемо ситуацію зі збільшенням коефіцієнту [23], то дуже добре видно, що у цьому випадку точність визначення координати ЗП різко зростає, але в такому випадку втрачається чинник відстані до поверхні АС.

Зменшення визначення відстані є більш гірша ситуація, ніж мала точність визначення координати. Основним чинником тут є те, що рухливий відчутник на великій відстані має можливість отримати більше інформації про АС, ніж з малої. Тобто, чим пізніше зареєстрована ЗП, тим вищою повинна бути швидкодія чутника, як системи обробки інформації, що надходить.

З цих тез маємо три основні методи визначення (та зменшення) похибок у визначенні розмірів відстані ( $x_1, x_2, x_3$ ).

Перший метод полягає у ступеневій зміні елементарного фізичного закону. При такій зміні ступінь закону зростає, і, як наслідок, відбувається зменшення похибок [23, 24]. За можливості досягнення за цим методом надвисоких точностей реєстрації плинного значення відстані існує досі нерозв'язана проблема полівідчутника, який реагував би на кілька елементарних фізичних законів.

Другий метод полягає в тому, що використовується один з елементарних фізичних законів з моновідчутником, але з плинними рівнями спрацювання ( $U_1$ ,

$U_2, U_3$ ). Така система торкання дає можливість на відміну від попереднього методу керувати необхідною точністю процесу торкання, яка може досягати перепаду у кілька ступенів ( $10^{-7} \div 10^{-1}$  м).

Як наслідок, з двох попередніх методів утворюється третій (комбінований), який полягає в тому, що є дуальний чутник, який спрацьовує на два елементарні фізичні закони, які мають досить велику різницю у своїх ступенях  $b$ . У такому випадку об'єднуються найкращі якості двох попередніх методів. Для цього за законом з меншим значенням ступеня  $b$  приблизно визначається розмір відстані, після чого по переході до другого закону (зі значно більшим значенням  $b$ ) її розмір уточнюється та відбувається процес торкання.

З огляду на практичну значущість задача знаходження координати торкання зводиться до пошуку такої функції  $F_i(x)$ , притаманної об'єктам ОВ та ЧЕ, яка б задовольняла умовам отримання необхідної точності.

До підсумку вищесказаному є можливість стверджувати, що електромагнітні структури поля притаманні всім металевим виробам, але чисто технічною задачею є визначення співвідношення їх потужності до чутливості відчутника. За таких обставин задача чутливості є задачею якості електромагнітного відчутника.

Окрім задачі чутливості відчутника, існують технологічні задачі входження ЧЕ у торкання з ОВ, тобто:

- фізичний процес, покладений у основу роботи системи торкання, повинен мати чіткий математичний опис, оскільки це має безпосередній вплив на точність визначення координати;
- сигнал, який формує відчутник, необхідно обробити, а саме визначити його корисну складову та утворити відповідні команди до системи керування;
- при підході ЧЕ до ОВ необхідно створити сигнал «присутність», який є фактично сигналом про існування ОВ у технологічному просторі

обладнання;

- при торканні ЧЕ до ОВ необхідно з максимальною швидкістю створити сигнал «торкання».

Перш ніж будувати модель подібного процесу, необхідно вказати умови ідеальності технологічних об'єктів, які будуть застосовані у визначеній технологічній схемі реєстрації торкання зони присутності об'єкту вимірювання (ОВ). Оскільки у роботі [23] вже були визначені основні засади щодо магнітних властивостей АС, то стосовно ідеалізованого АС необхідно обумовити наступне:

- АС має ідеальну циліндричну форму, яка задовольняє висунутим умовам і відхилення від геометрії не реєструються ніякими відомими способами;
- АС має ідеальні електромагнітні властивості, які підкоряються всім відомим електрофізичним законам у їх класичному використанні.

Тобто, як підсумок до всього вищесказаного, необхідно звернути увагу на поведінку панданної зони АО як основного носія зони присутності.

Оскільки йдеться про структуру твердотільної зони (СТЗ), де всі без виключень елементи технологічного процесу є твердотільними, які мають досить гарні електрофізичні властивості, то і зона присутності, яка ними створюється, у першу чергу має потужну електромагнітну складову і тільки потім усі інші (за фізичними властивостями). Оскільки, класична електродинаміка стверджує [25], що конфігурація польової структури абстрактної сутності (об'єкту) і, як наслідок, технологічного об'єкту, то необхідно розглянути властивості поверхні АО як основного ОВ. Як ми визначили, відлік польової структури кожного АО починається від властивостей його поверхні. Наприклад, проблема криється у тому, що різальний інструмент перш, ніж торкнутися поверхні ОВ, проходить крізь польову структуру ОВ.

Водночас, на великих відстанях реєструється сам факт наявності ОВ та середніх елементів форми. На мінімальних відстанях, коли ще не відбулося

торкання мікроелементів геометрії поверхні спрацьовує ближня зона присутності (1.35) та рис. 1.1 (зона  $x_1$ ). На самому важливому етапі, коли необхідно зареєструвати момент торкання і визначитися з координатою поверхні виявляється, що поверхня ОВ у цьому проміжку простору нестабільна. Цей факт є дуже впливовим на точність визначення координати поверхні ОВ. Оскільки це дуже важлива проблема, то її розгляд почнемо з взаємодії АС з чутником при найпростіших випадках.

#### **1.4. Засади взаємодії польових структур у зоні присутності**

У попередніх п.р. 1.2, 1.3 ми розглянули цілу низку властивостей польових структур, які оточують абстрактну сутність. Наразі було показано, що кожна польова структура ЗП має відповідний потенціал у кожній точці оточуючого простору. Такий потенціал має силову дію на будь який АС, який потрапляє до її ЗП. Потенціал, хоч і є наслідком утворення АС навколо себе статичної польової структури, тим не менш є плинним за своїм характером. Достеменний розгляд його стабільності доводить, що його можна розділити на статичну та динамічну складові. Отже, у будь якій польовій структурі завжди присутня статична складова, відносно якої спостерігаються коливання динамічної складової. У такому випадку за силової дії поля у кожній крапці простору ми маємо уявний вектор сили, який знову таки складається з двох складових: сталої та динамічної. У цьому випадку стала складова є суто уявною у відношенні до сторонньої АС, яка потрапила у цю ЗП. Як наслідок, у координаті об'єкту (центру мас) формується динамічна складова поля, що складається з двох взаємодіючих величин, які є наслідком руху і первинної, і вторинної АС. Оскільки ми маємо другий закон Ньютона та закон агресії, то будь-яка АС суто автоматично виробляє протидію таким чином, щоб скомпенсувати зовнішній вплив. За своєю сутністю ця протидія є силова, яка створює векторне поле, що компенсує вплив середовища. Тому в цьому розділі розглянемо зведену векторну діаграму різних за походженням полів, які

впливають на існування АС як абстрактної сутності. Оскільки ми маємо цілу низку польових структур різних за своїми походженням, то для реального розуміння результату необхідно зробити кілька припущень, які не зіпсують цю уяву про загальну ситуацію. Для цього приймаємо низку наступних умов та припущень.

По-перше, довжина кожного вектора поля, яка характеризує його потужність у тому чи іншому напрямку є умовною, оскільки зробити це згідно реального масштабування нереально.

По-друге, напрямок дії вектора є максимально наближеним до відповідної системи координат АС.

По-третє, для АС приймаємо систему координат, як на рис. 3.1 відносно земної кулі, тобто

- координата  $Y$  спрямована на північ, а координата  $Y$  – на південь;
- координата  $X$  спрямована на схід, а координата  $X$  – на захід;
- координата  $Z$  спрямована до центру мас Землі, а координата  $Z$  – вертикально вгору від центру Землі.

По-четверте, початки всіх польових структур, тобто координат зводиться до центру мас абстрактної сутності.

По п'яте, всі координати приведених польових структур співпадають з загальним центром мас АС.

У нашому випадку дослідження ця система координат є цілком доречною, оскільки всі випадки, які ми розглядаємо відбуваються у межах реального простору панданної зони земної кулі.

Таким чином, для побудови загальної концепції впливу польових структур у межах АС та критеріїв оцінювання перехресних зв'язків сумісних ЗП об'єктів будемо орієнтуватися на діаграму (рис. 1.3).

У першу чергу розглянемо найбільш потужну польову структуру, а саме гравітаційне поле [26]. Згідно загальноприйнятої тези та умов, гравітаційне поле розглядаємо, як низку векторів (рис. 1.4).

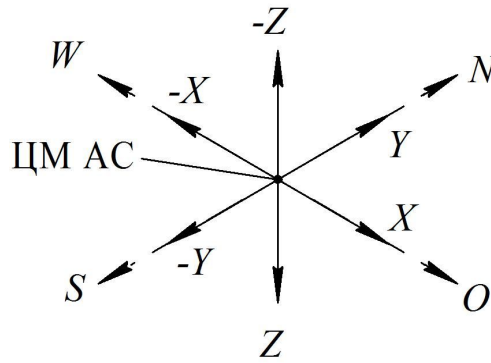


Рис. 1.3. Опорна система координат абстрактної сутності БТО

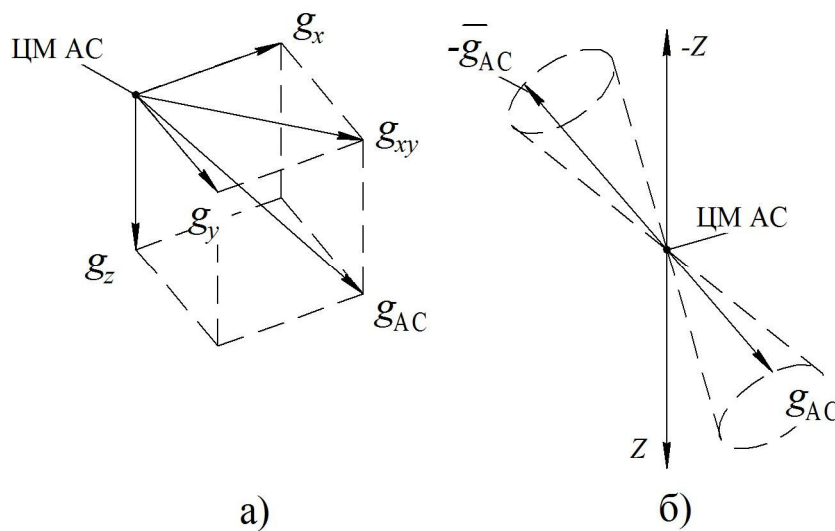


Рис. 1.4. Загальні векторні діаграми взаємодії гравітаційного поля АС та земної кулі, де: а) Загальна діаграма векторного поля, б) діаграма вектора тяжіння і вектора протидії АС (БТО)

Через специфіку вимірювання цієї польової структури за основу приймаємо вектор прискорення земного тяжіння Землі:  $\mathbf{g}_x$  - східна проекція вектора тяжіння;  $\mathbf{g}_y$  - північна проекція вектора тяжіння;  $\mathbf{g}_z$  - вертикальна складова вектора тяжіння;  $\mathbf{g}_{AC}$  - узагальнена складова вектора тяжіння від земної кулі;  $\bar{\mathbf{g}}_{AC}$  - узагальнений вектор протидії абстрактної сутності.

Оскільки згідно другого закону Ньютона всяка дія викликає протидію, то для стабілізації існування АС виникає вектор протидії  $\bar{\mathbf{g}}_{AC}$ . Для АС цей вектор має дуже важливе значення, оскільки всі її частини перелаштовуються під його

дією. Кількість прикладів тут досить велика. Для широкого кола матеріалів йде перебудова руху електронів на своїх орбітах, на засадах чого будуються прилади контролю та вимірювання величини гравітаційного поля. У суспензіях відбувається процес розшарування по фракціях. Для БО це є дуже важливим фактором. Так усі внутрішні органи тварин, риб, комах, тощо, розташовані у межах організму таким чином, що створюють максимум опору вектору тяжіння. До того ж, кожний з органів виробляє свою систему протидії. Як наслідок, ми не можемо впевнено говорити про ступінь взаємодії, і як наслідок розглядаємо лише комплексний вектор протидії  $\bar{g}_{AC}$ . Оскільки вектор  $\bar{g}_{AC}$  є нестабільним у просторі, а тим більше центр мас сутності, то у наслідок подібної взаємодії отримуємо плинний у просторі вектор  $\bar{g}_{AC}$ . Як наслідок подібної ситуації, обидва вектори описують (утворюють) у просторі криволінійний двоконус (рис. 1.4,б). Обидва конуси є криволінійні і за звичайною логікою повинні були б співпадати за своєю конфігурацією (перерізом) у просторі (принцип подоби). Тим не менш, цього не відбувається з тої причини, що кожна частина, яка входить до складу вектора  $\bar{g}_{AC}$ , реагує по своєму на вектор  $g_{AC}$ . Таким чином, оскільки кожна система має інерційність, то спочатку йде зовнішня дія, потім її оцінка, і лише потім зворотна реакція. Тобто, якщо функція  $\bar{g}_{AC} \in \text{rot } \bar{g}_{AC}$ , а функція  $g_{AC} \in \text{rot } g_{AC}$ , то у підсумку отримуємо

$$\text{rot}(g_{AC} + \bar{g}_{AC}). \quad (1.38)$$

Якщо дуже сильно спростити розглядаєму задачу, тобто уявити, що взаємодія векторів може мати опис як двох синусоїдальних, то маємо можливість відобразити це наступним чином

$$g_{AC} + \bar{g}_{AC} = \sqrt{g_{AC}^2 + \bar{g}_{AC}^2 + 2g_{AC}\bar{g}_{AC}\cos(\varphi_2 - \varphi_1)} \quad (1.39)$$

$$\text{де} \quad \text{tg}\varphi = \frac{g_{AC}\sin\varphi_1 + \bar{g}_{AC}\sin\varphi_2}{g_{AC}\cos\varphi_1 + \bar{g}_{AC}\cos\varphi_2} \quad (1.40)$$



$$\begin{aligned}\varphi_1 &= \arccos \frac{1}{2}(e^{i\tau_1} + e^{-i\tau_1}) \\ \varphi_2 &= \arccos \frac{1}{2}(e^{i\tau_2} + e^{-i\tau_2})\end{aligned}\tag{1.41}$$

де  $\tau_1$ - стала часу побудовчого фантому, який протидіє зовнішнім руйнуючим процесам,  $\tau_2$ - стала часу зовнішнього руйнуючого фантому, тобто фантому брухту від гравітаційного поля.

Водночас, необхідно зауважити, що  $\tau_1$  та  $\tau_2$  відрізняються на величину реакції АС на зовнішню дію. Наразі величина  $\tau_2$  прийнята за сталу часу зовнішнього руйнуючого фантому. Під цим необхідно розуміти зміну напрямку вектора  $\mathbf{g}_{AC}$ , який діє на АС. Як наслідок вектор  $\bar{\mathbf{g}}_{AC}$  має певне запізнення, тобто різниця між  $\varphi_2$  та  $\varphi_1$  завжди негативна. Отже, як наслідок, рух векторів створює просторовий конус, який має різні різновиди. Таким чином, рух векторів  $\mathbf{g}_{AC}$  та  $\bar{\mathbf{g}}_{AC}$  у просторі утворює двопорожнистий гіперболоїд, який має наступний математичний опис [19, 27]:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{z^2}{c^2} = 1,\tag{1.42}$$

де  $a$  та  $b$  – дійсні напіввісі,  $c$  – уявна напіввісь.

Тобто, звертаючи увагу на залежність центру мас від руху АС, у перерізі утворюється еліпсоїдальна фігура. У випадку повної ідеалізації, тобто виродження еліпса у крапку отримується двоконусна фігура

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{z^2}{c^2} = 0.\tag{1.43}$$

Звідкіля на відстані  $C$  від центру координат переріз має форму еліпса з піввісями  $a$  та  $b$ . У випадку рівності, тобто  $a = b$ , отримується прямий круговий конус. При розгляді АС як джерела випромінювання, необхідно зауважити, що в більшості випадків джерелом випромінювання необхідно сприймати комплекс окремих об'єктів, які складають одну реальну сутність. Такий

комплекс призводить до такого об'єднання, коли АС отримує єдину ПЗ. Як наслідок дивергенція, яка дає опис випромінюючих здібностей АС, має вигляд

$$\operatorname{div} \bar{\mathbf{g}}_{AC} = V_{pz} . \quad (1.44)$$

Водночас,  $V_{pz}$  необхідно розглядати як межу, до якої є можливість реакції АС на зовнішній вектор гравітації. Будь який об'єкт за кутом нахилу падає, оскільки порушуються умови (1.39) та (1.44) . Така ситуація особливо важлива для біологічних об'єктів, які мають можливість змінювати свою геометричну форму в широкому діапазоні. Саме вони мають можливість перелаштування, але у межах своїх можливостей. Так, наприклад, будь який біологічний об'єкт у наслідку збільшення своєї маси намагається розташуватися таким чином, щоб гравітаційна дія Землі була оптимальною, тобто займають горизонтальне розташування у просторі. Як наслідок маємо широкий спектр біологічних об'єктів, які залежно від умов існування виробляють відповідні реакції у просторі стосовно свого розташування відносно вектора гравітації.

Наступну польову структуру, яку ми розглянемо, є магнітне поле Землі та його вплив на АС. Отже, знаючі всі властивості магнітного поля Землі, виконаємо операцію нормалізації згідно вище означених умов. Таким чином, магнітне поле, яке діє на АС у векторній діаграмі, може бути відображено, як на рис. 1.5. Вплив магнітного поля Землі на АО незалежно від походження є досить суттєвим. Так наприклад явище палеомагнітизму, яке частково спотворює конфігурацію магнітного поля Землі. Як наслідок, сезонна міграція птахів та тварин відбувається саме за магнітними силовими лініями.

Особливо це стосується птахів, які мають надчутливі магнітні відчутники до поля, дозволяючи реєструвати не тільки сталі складові, а й диференціальні. Вплив магнітного поля є дуже потужним при магнітних бурях, коли напруженість поля підвищується в кілька разів. Водночас, АС, які існують в квазістатичному магнітному полі, тобто їхня система реакції, налаштована на досить вузький діапазон, виходять з ладу. Оскільки занадто великі значення  $\mathbf{H}_{AC}$  вимагають адекватної реакції величини  $\bar{\mathbf{H}}_{AC}$ , але система неспроможна

відпрацювати подібні реакційні навантаження. Як наслідок, у АС виникає низка збоїв у системах керування організмом і, як наслідок, численні неадекватні дії.

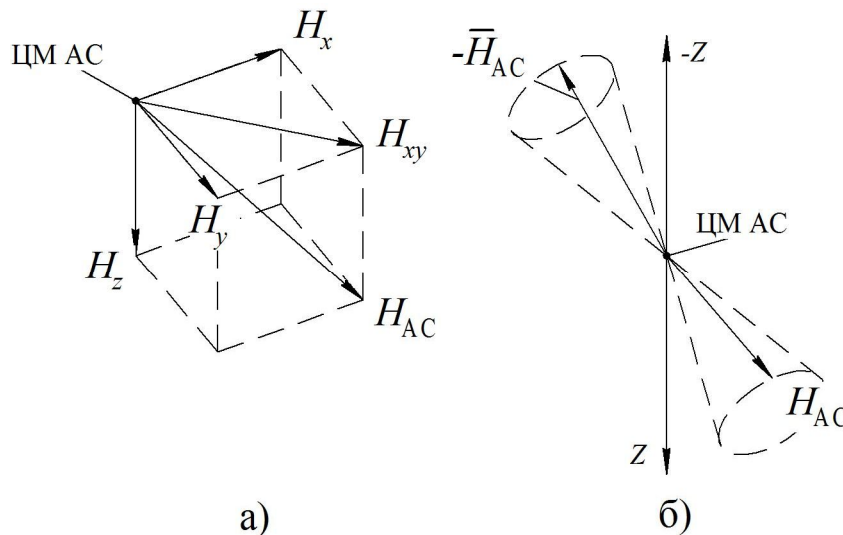


Рис. 1.5. Векторні діаграми взаємодії векторного поля магнітної напруженості Землі з абстрактним об'єктом, де: а) загальна векторна діаграма напруженості магнітного поля, яке діє на АС, б) векторна діаграма протидії внутрішнього поля та поля Землі

Магнітне поле має властивість дрейфу за напрямком та величиною у межах доби та року, не кажучи вже про загальносвітові тенденції. Тому йому властива функція ротора, тобто

$$rot(\mathbf{H}_{AC} + \bar{\mathbf{H}}_{AC})$$

За своєю природою АС має різні магнітні властивості від дуже потужних до повного не сприйняття зовнішнього поля. Тому між величинами  $\mathbf{H}_{AC}$  та  $\bar{\mathbf{H}}_{AC}$  існує певна різниця яка є залежна від властивостей речовини АС. Отже, якщо є зовнішнє магнітне поле  $\mathbf{H}_{AC}$ , яке діє на АС, то у її середині виникає протидіюче поле, яке намагається компенсувати зовнішнє.

Як наслідок внутрішнє магнітне поле АС, тобто  $\mathbf{H}'_{AC}$  визначається як

$$\mathbf{H}'_{AC} = \mathbf{H}_{AC} - \bar{\mathbf{H}}_{AC}, \quad (1.45)$$

де  $\mathbf{H}_{AC}$  - напруга зовнішнього магнітного поля,  $\bar{\mathbf{H}}_{AC}$  - напруга внутрішнього магнітного поля, протидії зовнішньому.

Знов таки за дуже сильного спрощення розглядаємої ситуації руху векторів  $\mathbf{H}_{AC}$  та  $\bar{\mathbf{H}}_{AC}$  у вигляді синусоїдальних функцій є можливість відобразити це наступним чином.

$$\mathbf{H}_{AC} + \bar{\mathbf{H}}_{AC} = \sqrt{H_{AC}^2 + \bar{H}_{AC}^2 + 2H_{AC}\bar{H}_{AC}\cos(\phi_2 - \phi_1)}, \quad (1.46)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{H_{AC} \sin \varphi + \bar{H}_{AC} \sin \varphi_2}{H_{AC} \cos \varphi_1 + \bar{H}_{AC} \cos \varphi_2}, \quad (1.47)$$

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \arccos \frac{1}{2} (e^{i\tau_1} + e^{-i\tau_1}) \\ \varphi_2 &= \arccos \frac{1}{2} (e^{i\tau_2} + e^{-i\tau_2}) \end{aligned} \quad (1.48)$$

При цьому  $\tau_1$  - стала часу побудовчого фантому, який протидіє зовнішнім руйнуючим процесам, а  $\tau_2$  – стала часу зовнішнього руйнуючого фантому тобто фантому брукху від магнітного поля Землі.

Рух обох векторів у просторі в цьому випадку утворює таку саму геометричну фігуру, як і у випадках (1.42) та (1.43).

При розгляді АС як джерела випромінювання магнітного поля, необхідно зауважити, що це є комплекс окремих частин об'єднаних у одне ціле, тобто має об'єднану ПЗ. Таким чином дивергенція, як міра випромінювання буде мати опис як

$$\operatorname{div} \bar{\mathbf{H}}_{AC} = \mathbf{H}'_{AC} \quad (1.49)$$

Знов-таки ця ситуація є найбільш важливою для АС, які намагаються розташуватися таким чином, щоб мати мінімальні енергетичні втрати стосовно протидії.

Наступну польову структуру, яку ми розглядаємо, це електричне поле, та його вплив на АО. Виконаємо операцію нормалізації електричні поля згідно вище означених умов. У електричного поля є одна особливість, а саме,

властивість рівномірного розповсюдження по поверхні об'єкту таким чином, що питома щільність заряду в усіх частинах однакова, змінюється лише напруження полів залежно від геометрії об'єкту.

Тому векторна діаграма (рис. 1.6) надає вельми спрощену ситуацію.

Вплив електричного поля на АО викликає у неї відповідну реакцію. У більшості випадків для неживих об'єктів це явище (поляризація, струм) притаманне на природному рівні. Це зазвичай виникнення випадків статичної електрики, характерних для низки природних об'єктів, тобто мінералів, тварин, риб тощо, які у той чи інший спосіб її виробляють.

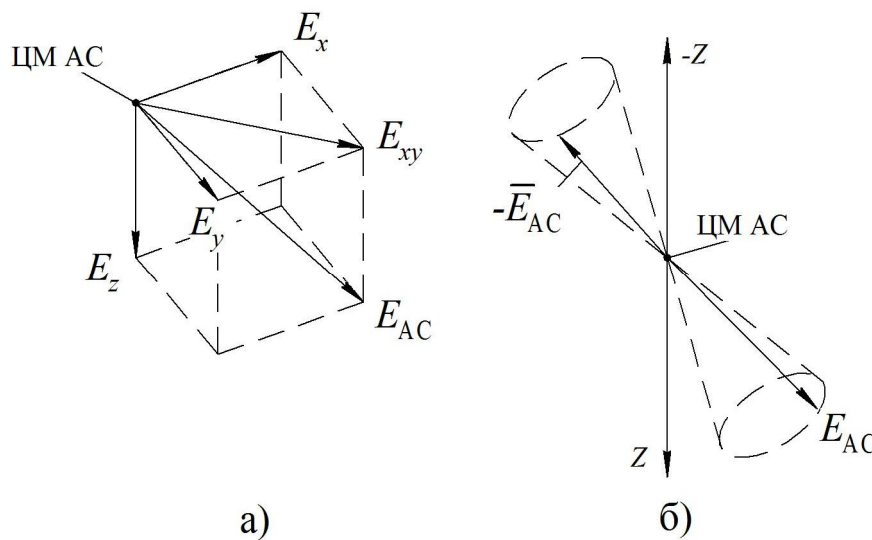


Рис. 1.6. Векторні діаграми взаємодії електричних полів із абстрактною сутністю (БТО), де: а) загальна векторна діаграма електричної напруженості поля Землі яке діє на АО, б) векторна діаграма протидії внутрішнього поля та поля Землі

Окрім того, існує ціла низка природних гальванічних елементів, які виробляють відповідну поляризацію. Особливо статичну електрику використовують БО. Практично всі тварини мають статичний електричний заряд, який притаманний всім БО з волоссяним покриттям. Так для людини цей заряд становить  $(1 \div 3)$  мкК з потенціалом у кілька сотень вольт. У тваринному

світі такі явища більш поширені, оскільки мають досить широке застосування. Ці властивості використовуються як засоби ближньої локації та пошуку їжі, так і засоби захисту від хижаків, або полювання на здобич, тобто діапазон використання цього виду енергії є досить широким. Як наслідок з усього вищесказаного, маємо можливість стверджувати, що існує роторна функція

$$\text{rot}(\mathbf{E}_{AC} + \bar{\mathbf{E}}_{AC}). \quad (1.50)$$

Отже, зважаючи на внутрішню протидію між  $\mathbf{E}_{AC}$  та  $\bar{\mathbf{E}}_{AC}$ , існує досить вагома різниця, яка полягає у властивостях речовини АС. Як наслідок існує велика кількість різновидів речовин з різними діелектричними властивостями. У такому випадку внутрішнє поле  $\mathbf{E}'_{AC}$  у середині АС визначається як

$$\mathbf{E}'_{AC} = \mathbf{E}_{AC} - \bar{\mathbf{E}}_{AC}, \quad (1.51)$$

де  $\mathbf{E}_{AC}$  - напруженість зовнішнього електричного поля, а  $\bar{\mathbf{E}}_{AC}$  - напруженість внутрішнього електричного поля.

Зважаючи на дуже складний рух векторів у просторі, розглянемо цю задачу в спрощеному вигляді, коли обидві функції при взаємодії мають синусоїдальний характер. Спираючись на попередні приклади, маємо наступні математичні залежності.

$$\mathbf{E}_{AC} + \bar{\mathbf{E}}_{AC} = \sqrt{E_{AC}^2 + \bar{E}_{AC}^2 + 2E_{AC}\bar{E}_{AC}\cos(\varphi_2 - \varphi_1)}, \quad (1.52)$$

$$\text{tg}\varphi = \frac{E_{AC}\sin\varphi_1 + \bar{E}_{AC}\sin\varphi_2}{E_{AC}\cos\varphi_1 + \bar{E}_{AC}\cos\varphi_2}, \quad (1.53)$$

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \arccos \frac{1}{2}(e^{i\tau_1} + e^{-i\tau_1}) \\ \varphi_2 &= \arccos \frac{1}{2}(e^{i\tau_2} + e^{-i\tau_2}), \end{aligned} \quad (1.54)$$

де  $\tau_1$ -стала часу побудовного фантому, який протидіє зовнішнім руйнуючим процесам,  $\tau_2$ - стала часу зовнішнього руйнуючого фантому, тобто фантому брухту від електричного поля Землі.

Рух обох векторів у просторі в цьому випадку утворює таку саму геометричну фігуру, як і у випадках (1.42) та (1.43).

При розгляді АО як джерела випромінювання електричного поля, необхідно зауважити, що всі елементи, які виробляють електричний потенціал у АО знаходяться у межах ПЗ, тому

$$\operatorname{div} \bar{\mathbf{E}}_{AC} = \mathbf{E}'_{AC}. \quad (1.55)$$

Знов таки, як і у попередніх випадках, необхідно констатувати той факт, що біологічні об'єкти, які активно використовують явище електростатики та біологічних струмів намагаються розташуватися у просторі таким чином, що вплив на саму сутність був мінімальним.

Наступна польова структура, яку необхідно розглянути, це електромагнітне випромінювання (ЕМВ), яке є комбінацією магнітного та електричного полів, пов'язаними між собою згідно законів Максвелла. На відміну від попередніх полів, електромагнітне поле (ЕМП) є дуже динамічним. Частота цих полів змінюється у дуже широкому діапазоні від одиниць герц до терагерц, охоплюючи теплові, оптичні та гамма промені. Наразі будемо мати на увазі самі ці обмеження діапазонів випромінювання. Для діапазону до 1 МГц характерна перевага магнітного поля над електричним. Окрім того, ЕМВ може мати кілька видів модуляції. В основному, це амплітудна та частотна модуляції та їх поєднання.

У підсумку ми маємо широкий частотний спектр  $S(\omega)$ . Оскільки ЕМП має широкий спектр та невизначений напрямок, то векторна діаграма взаємодії з АС має доволі умовний вигляд (рис. 1.7).

Вплив ЕМП на АС має цілу низку наслідків. Приймаючи до уваги низку спрощень, які застосовувалися у попередніх розглядах польових структур, маємо певне спрощення за припущення синусоїдальності всіх процесів, тобто

$$\mathbf{S}(\omega) + \bar{\mathbf{S}}(\omega) = \sqrt{S(\omega)^2 + \bar{S}(\omega)^2 + 2S(\omega)\bar{S}(\omega)\cos(\varphi_2 - \varphi_1)} \quad (1.56)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{S(\omega) \sin \varphi_1 + \bar{S}(\omega) \sin \varphi_2}{S(\omega) \cos \varphi_1 + \bar{S}(\omega) \cos \varphi_2} \quad (1.57)$$

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \arccos \frac{1}{2} (e^{i\tau_1} + e^{-i\tau_1}) \\ \varphi_2 &= \arccos \frac{1}{2} (e^{i\tau_2} + e^{-i\tau_2}) \end{aligned} \quad (1.58)$$

де  $\tau_1$  - стала часу побудовчого фантому, який протидіє зовнішнім руйнуючим процесам,  $\tau_2$  - стала часу зовнішнього руйнуючого фантому, тобто фантому брукхту від ЕМП Землі.

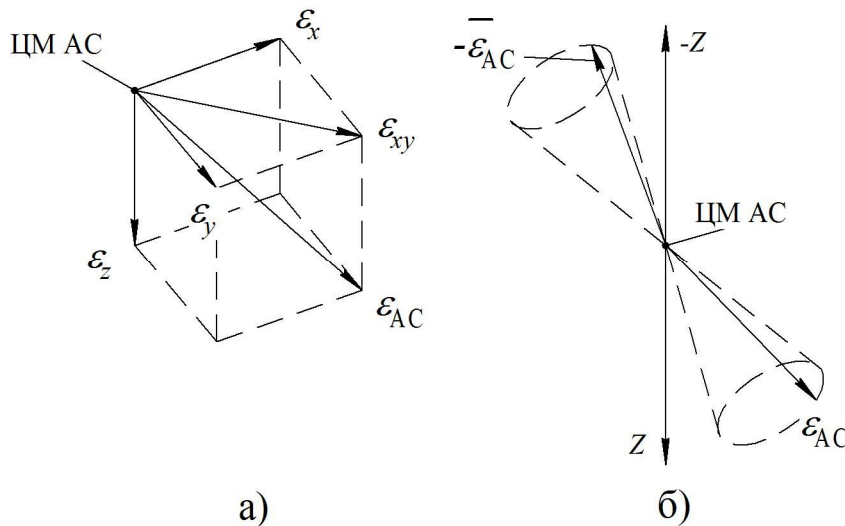


Рис. 1.7. Векторні діаграми електромагнітного поля абстрактної сутності (БТО) у зовнішньому полі, де: а) загальна векторна діаграма потужності ЕМП, яка діє на АС, б) векторна діаграма протидії внутрішнього поля АС проти зовнішнього ЕМП

Рух векторів  $\mathbf{S}(\omega)$  та  $\bar{\mathbf{S}}(\omega)$  у просторі утворює фігуру у вигляді двопорожнистого конуса, як і у попередньо розглядаємих випадках, тобто це є наслідок взаємодії двох векторів

$$\operatorname{rot}(\mathbf{S}(\omega) + \bar{\mathbf{S}}(\omega)). \quad (1.59)$$



БТО протидіє зовнішньому випромінюванню у той спосіб, що частково його поглинає, а частково виробляє своє для підтримки своєї зони присутності тому

$$\operatorname{div} \bar{\mathbf{S}}(\omega) = \mathbf{S}'(\omega). \quad (1.60)$$

де  $\mathbf{S}'(\omega) = \mathbf{S}(\omega) - \bar{\mathbf{S}}(\omega)$  - спектральна різниця завдяки якій ми розрізняємо колір.

Оскільки ЕМП має досить широкий спектр, то має сенс зупинити свою увагу на одній окремій частині його спектру, тепловому та світловому випромінюванні. Як і у попередніх випадках, теплове випромінювання має свій особливий спектр у діапазоні хвиль до кількох десятків мікрометрів.

Як наслідок, АО утворює навколо себе ЗП, при якій використовує, як особисту енергетику, так і зовнішнє енергетичне поле. Тому із прийнятих умов розгляду все можна звести до взаємодії внутрішньої протидії  $\overline{Q_{AC}}$  зовнішньому  $Q_{AC}$ , тобто

$$Q_{AC} + \overline{Q_{AC}} = \sqrt{Q_{AC}^2 + \overline{Q_{AC}}^2 + 2Q_{AC}\overline{Q_{AC}}\cos(\varphi_2 - \varphi_1)} \quad (1.61)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{Q_{AC} \sin \varphi_1 + \overline{Q_{AC}} \sin \varphi_2}{Q_{AC} \cos \varphi_1 + \overline{Q_{AC}} \cos \varphi_2} \quad (1.62)$$

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \arccos \frac{1}{2} (e^{i\tau_1} + e^{-i\tau_1}) \\ \varphi_2 &= \arccos \frac{1}{2} (e^{i\tau_2} + e^{-i\tau_2}) \end{aligned} \quad (1.63)$$

де  $\tau_1$  - стала часу побудовчого фантому, який протидіє зовнішньому впливу потоку теплового та оптичного випромінювання,  $\tau_2$  - стала часу зовнішнього руйнуючого фантому, тобто фантому брухту.

Стосовно БО це випромінювання є найбільш яскравим прикладом між опромінюванням та реакцією на нього, оскільки на це наочно показує розходження між величинами  $\tau_1$  і  $\tau_2$ .

Особливо це стосується кольору шкіри людини, яка від особливо чорного на екваторі поступово світлішає з зростанням широти. Інтенсивність

зовнішнього опромінення є більш швидкісною, а протидія більш повільнішою, тобто  $\tau_1 > \tau_2$ . Для того, щоб пристосуватися в цьому світі, тварини виробляють захисний покрив у вигляді хутра, а очі перекривають досить великий діапазон світлового потоку. Тобто як і у попередніх випадках

$$\text{rot}(\mathbf{Q}_{AC} + \overline{\mathbf{Q}}_{AC}), \quad (1.64)$$

а дивергенція

$$\text{div} \overline{\mathbf{Q}}_{AC} = \mathbf{Q}'_{AC}. \quad (1.65)$$

де  $\mathbf{Q}'_{AC} = \mathbf{Q}_{AC} - \overline{\mathbf{Q}}_{AC}$  - різниця у тепловому випромінюванні.

Ще одна польова структура, під дією якої перебуває будь яка АС, є звукове поле. Це поле є не тільки як випромінююче об'єкту, а і як поглинаюче. У загальному вигляді діаграму можна відобразити як на рис. 1.8.

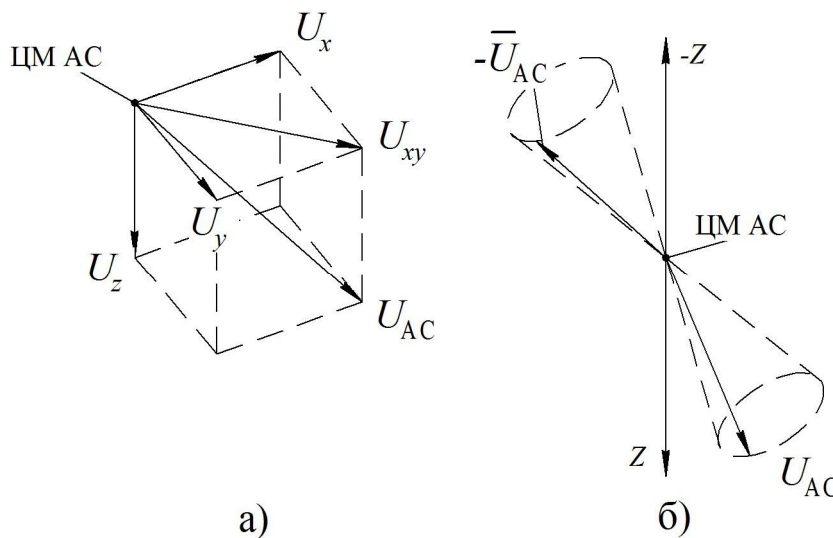


Рис. 1.8. Векторні діаграми звукового поля АС (БТО), де: а) загальна векторна діаграма взаємодії звукового поля з АС, б) загально проведена діаграма впливу протидії в абстрактній сутності

За таких самих спрощень та умов, як і у попередніх випадках, приймаємо тезу стосовно синусоїдальної дії акустичного поля, тобто

$$U_{AC} + \overline{U}_{AC} = \sqrt{U_{AC}^2 + \overline{U}_{AC}^2 + 2U_{AC}\overline{U}_{AC}\cos(\varphi_2 - \varphi_1)} , \quad (1.66)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{U_{AC} \sin \varphi_1 + \overline{U}_{AC} \sin \varphi_2}{U_{AC} \cos \varphi_1 + \overline{U}_{AC} \cos \varphi_2} \quad (1.67)$$

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \arccos \frac{1}{2} (e^{i\tau_1} + e^{-i\tau_1}) \\ \varphi_2 &= \arccos \frac{1}{2} (e^{i\tau_2} + e^{-i\tau_2}) \end{aligned} \quad (1.68)$$

де  $\tau_1$  -стала часу побудовчого фантому, який протидіє зовнішньому впливу акустичного поля,

$\tau_2$ - стала часу зовнішнього руйнуючого фантому, тобто фантому брухту.

Рух векторів у просторі утворює геометричну фігуру у вигляді двопорожнистого конуса, що є наслідком їх взаємодії, тобто

$$\operatorname{rot}(U_{AC} + \overline{U}_{AC}). \quad (1.69)$$

Окрім того, звукова (акустична) структура (хвиля) є вагомим елементом утворення зони присутності. Особливо це є притаманним БО для яких акустична зона присутності є життєво необхідною. Так, наприклад всі тварини, риби, комахи, тощо і навіть рослини мають свій особистий діапазон частоти спілкування. Для цього, окрім звичайного звукового поля, використовуються різні принципи модуляції. Комахи використовують звуковий спектр для того, щоб відкрилася квітка рослини для опилення. Тварини взагалі виробляють низку звуків для визначення своїх дій та спілкування. Людина взагалі цю фізичну якість довела до досконалості. Тобто як на наслідок маємо

$$\operatorname{div} \overline{U}_{AC} = U'_{AC} , \quad (1.70)$$

де  $U'_{AC} = U_{AC} - \overline{U}_{AC}$  і є параметр, який визначає ступінь віброакустичного поглинання об'єкта абстрактної сутності.

До вищесказаного необхідно додати, що у тваринному світі чутливість до акустичних коливань є дуже розвиненою. Так, наприклад, скорпіон має атрофований слуховий апарат( вуха відсутні як такі), тим не менш, своїми

лапками відчують вібрації атомарного рівня. Звичайні домашні коти мають в своїх очах влаштовані звукові рецептори, які допомагають орієнтуватися у повній темряві.

Наразі ми вже розглянули цілу низку фізичних полів, які є характерними при існуванні АС. Але це є далеко не повний перелік полів, які діють на АС. Тому варто деякі з них коротко згадати для отримання повної картини. Одним з таким полів є радіоактивність, яка притаманна практично всім відомим об'єктам. Для цього існує відповідне визначення, яке має назву кларк. Фактично кларк визначає кількість радіоактивної речовини у масі АС. Так наприклад звичайний радіоактивний фон відкритої місцевості становить приблизно 7 мкР/год. Червоний граніт має коливання у межах  $(20 \div 30)$  мкР/год, а лабрадорит –  $(30 \div 50)$  мкР/год. Звичайно, що інтенсивність подібного випромінювання має значний вплив на різні АО, як на найменш стійкі до нього. Зазвичай у зонах підвищеної радіоактивності спостерігаються аномалії захворюваності на різні хвороби. Характер радіоактивності має параметри скалярного поля, тобто воно практично статичне по всій поверхні земної кулі. Отже, у широкому сенсі ми маємо цілу низку статичних (потенційних) полів.

Наразі ми маємо велику кількість польових ЗП, які у своїй взаємодії підкоряються вище означеним теоретичним засадам. Тому, оскільки всі ці взаємодії у тому чи іншому вигляді фігурують у формотворенні різних зон присутності, то наразі обмежимося скороченим розглядом цих зон.

Отже, ще одна структура - це газопилова, яка складається з твердих часток та різних газів. Зазвичай основу пилу в такій суміші становить кремній та його з'єднання та суміші, тобто силікати. Окрім того, у пилу значний відсоток становлять частки органічних з'єднань, які зазвичай є продуктами життєдіяльності флори та фауни, тобто складні вуглеводневі з'єднання. Основним параметром середовища є кількість часток пилу у одиниці об'єму ( $\text{м}^3$ ). Другим параметром пилогазової суміші є загазованість. Стосовно атмосфери Землі, яка складається з суміші азоту та кисню, дуже важливим

газом є двоокис вуглецю, який суттєво впливає на біологічні об'єкти та БТО. Так наприклад підвищення його концентрації до 0,5% призведе до масового вимирання тварин, а зменшення у два рази проти існуючої – до загибелі 95% всіх рослин. У повітрі також існують нейтральні гази, такі як гелій, аргон, криптон, тощо. Але вони теж мають дуже специфічний вплив на тварин та рослин. Так, наприклад, радон у малих концентраціях та дозах використовується як лікувальний засіб, а у великих є небезпечним. Особливу увагу необхідно звернути, коли пилогазова суміш знаходиться в стані руху. На першому місці тут стоять абразивні властивості. На другому – створення вибухових сумішей, які призводять до об'ємних вибухів, достатньо згадати вибухи на цукрових заводах і шахтах.

У завершення цього підрозділу необхідно зауважити, що існує ще одна польова структура, яка працює у будь-яких випадках, а саме як на поверхні Землі, та її надрах, так і у Всесвіті. Такою потужною польовою структурою є геохімія. Хімічний склад поверхні Землі досить різноманітний, який у своєму складі має не тільки всі відомі хімічні елементи, але і їх складові, які знаходяться у стані постійних хімічних реакцій. Оскільки ці польові структури є дуже об'ємні, то варто розглянути їх у окремому розділі.

Як видно з попереднього розгляду, внутрішня функція існування для АС (БТО) є залежною від потужності зовнішнього впливу та внутрішніх можливостей протидії. Якщо зважити на те, що АС перебуває під дією цілої низки зовнішніх польових структур, які мають властивість постійної динамічної дії, то внутрішнім силам протидії теж треба мати відповідні динамічні властивості. Як наслідок, це викликає низку вимог до побудови внутрішніх систем контролю. Такі системи контролю зовнішньої дії та вироблення протидії мають досить довершену конструкцію, особливо у БО, БТО. Тим не менш, якою б довершеною не була ця система контролю, вона завжди буде мати запізнення за фазою у своїх діях, тобто кути  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  ніколи не можуть бути рівними між собою, і ніколи не можуть дорівнювати нулю [28]. Це

означало б лише одне: об'єкту АС як такого просто не існує, оскільки тільки діючим об'єктам притаманні фазові кути.

Розглянемо можливі критичні ситуації, які виникають у цьому випадку на засадах векторних діаграм (рис. 1.9). Для цього позначимо вектор зовнішньої дії як  $\mathbf{r}$ , а вектор внутрішньої протидії як  $\bar{\mathbf{r}}$ .

Стосовно АС ми отримуємо три критичні випадки. Згідно першого (рис. 1.9, а) обидва вектори  $\mathbf{r}$  та  $\bar{\mathbf{r}}$  є максимально протилежними один одному. У такому випадку їх сума  $\mathbf{r} + \bar{\mathbf{r}}$  має мінімальне значення, виконуючи циркуляцію, у якій ведучим вектором є вектор  $\mathbf{r}$  зовнішньої дії. Ця ситуація є характерною для нормально діючої системи БО або БТО, коли  $\lim(\mathbf{r} + \bar{\mathbf{r}}) \rightarrow \min$ , тобто вона сягає свого мінімуму.

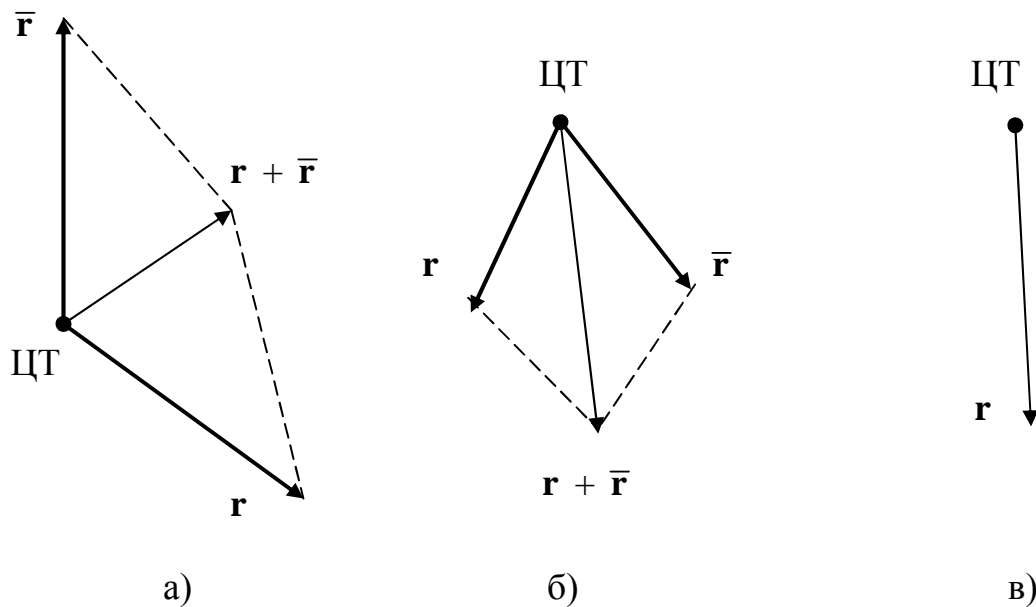


Рис. 1.9. Критичні випадки польової взаємодії в біотехнічних об'єктах, де:  
а) перший критичний випадок, б) другий критичний випадок, в)  
третій критичний випадок

У другому випадку (рис. 1.9, б) обидва вектори  $\mathbf{r}$  та  $\bar{\mathbf{r}}$  складаються таким чином, що їхня сума сягає максимуму, тобто внутрішня система контролю

покинуто можливості контролювати зовнішній процес, як наслідок,  $\lim(\mathbf{r} + \bar{\mathbf{r}}) \rightarrow \max$ . У такому випадку організм БО, БТО треба сприймати як неадекватний зовнішній дії, який не виконує своє функціональне призначення. Найпростіші приклади, які можна навести, це втрата орієнтації у просторі. Для ссавців це втрата чутливості до вертикалі відносно вектора тяжіння, а для птахів - втрата орієнтації у магнітному полі Землі. Для цього випадку є характерним те, що внутрішня протидія реагує на зовнішню таким чином, що замість її послаблення або компенсації навпаки підсилює до критичних меж.

У третьому випадку (рис. 1.9,в) внутрішня протидія настільки слабка, що вона ніяким чином не може захистити організм БТО від зовнішнього впливу. У такому разі організм БТО, якщо не виробляє у собі протидію ( $\bar{\mathbf{r}}$ ), наприклад, шляхом еволюції, то він приречений на загибель або сталу руйнацію. Така ситуація характерна для неживих АО, які не мають яскраво окреслених систем керування протидією.

### *Висновки до розділу I*

Розглянуто фізичну природу утворення зон присутності абстрактних об'єктів, що має опис як на рівні утворення твердотільної зони присутності, так і на рівні хвильових процесів. Отже, зони присутності абстрактних об'єктів мають різну природу існування, що відповідним чином мають фізичний та математичний опис.

Таким чином, визначені засади взаємодії польових структур у зоні присутності доводять характер зміни польових структур абстрактного об'єкту під час взаємодії з полями Землі та полями інших об'єктів. Наведено векторні діаграми електромагнітного поля абстрактної сутності, тобто біотехнічного об'єкту у зовнішньому полі. Отже, дуже важливою проблемою є фізичні та математичні моделі виявлення критичних випадків польових взаємодій в біотехнічних об'єктах, що має прикладне значення у різних сферах діяльності.

Отже, на підставі сказаного вище можна дійти висновку, що будь-яка абстрактна сутність, а тим більше біотехнічний об'єкт, має свою зону присутності і не одну, а декілька. У випадку наявності багатоступеневої структури зон присутності саме панданна зона буде основним носієм зони присутності, за якою визначаються ті чи інші параметри біотехнічного об'єкта. При будь-яких вимірюваннях відчутник, у першу чергу, зустрічається із зоною присутності, і за її потужністю формує сигнал, який спочатку сповіщає про наближення до об'єкту, і вже потім про його фізичні параметри. Ці фізичні явища характерні при здобуванні та обробці інформації технологічним об'єктом від біологічного та біотехнічного об'єкта для того, щоб дійти висновку про подальші дії залежно від навколишніх процесів, які впливають на створення зони присутності об'єктів та їх основні фізичні характеристики. Подібні дії виникають при взаємодії з будь-якою медичною апаратурою, а також лабораторним обладнанням.



## Перелік посилань до розділу 1

1. Gilbert Simondon. *On the mode of existence of technological objects*; transl. Fr. 1980, from Paris: Aubier, Editions Montaigne, 1958.
2. Henning Schmidgen. *Thinking technological and biological beings: Gilbert Simondon's philosophy of machines*. Rev. Dep. Psicol.,UFF, vol.17 no.2 Niterói July/Dec. 2005. DOI: 10.1590/S0104-80232005000200002.
3. Г.С. Тимчик, В.І. Скицюк, М.А. Вайнтрауб, Т.Р. Ключко. Чутники електромагнітного випромінювання для біотехнічних досліджень. Київ, Україна: МП "Леся", 2004.
4. J. Diedrichsen, R. Shadmehr, R.B. Ivry, "The coordination of movement: Optimal feedback control and beyond", *Trends Cogn. Sci.*, 14, 31–39, 2010.
5. Биологическое сигнальное поле млекопитающих. Коллективная монография; под ред. А.А. Никольского, В.В. Рожнова. Москва, Россия: Товарищество научных изданий КМК, 2013.
6. І. В. Севостьянов. Теорія технічних систем : підручник. Вінниця, Україна : ВНТУ, 2014.
7. Березюк О.В., Лемешев М.С. Безпека життєдіяльності. Вінниця, Україна: ВНТУ, 2011.
8. ДСТУ EN 60079-10-1:2018 Вибухонебезпечні середовища. Частина 10-1. Класифікація зон. Середовища газові вибухонебезпечні (EN 60079-10-1:2015, IDT; IEC 60079-10-1:2015, IDT).
9. Zone classification and equipment assignment according to their category or EPL protection level  
[https://www.leuze.de/media/resources/aktuelle\\_themen/ex\\_sensoren/pdf\\_1/31\\_Zone-Classification.pdf](https://www.leuze.de/media/resources/aktuelle_themen/ex_sensoren/pdf_1/31_Zone-Classification.pdf).
10. Г.С. Тимчик, В.І. Скицюк, Т.Р. Ключко. Теорія біотехнічних об'єктів. Том 1. Узагальнені фізичні властивості об'єкта: монографія. Київ, Україна : НТУУ «КПІ». 2016.
11. Grygorij S. Tymchyk, Volodymyr I. Skytsiouk, Tatiana R. Klotchko, Pawel Komada, Akmaral Tlesnova, Kanat Mussabekov, "Determination of the interaction of field structures in the presence area of abstract objects", *Optical Fibers and Their Applications*, 2018, vol. 11045, pp. 110450Y, International Society for Optics and Photonics, 2019/3/15.
12. V. I. Skytsiouk, T. R. Klotchko, "Determination of the coordinates of the pathological zones in the mass of the biological object", *Microwave & Telecommunication Technology*, (IEEE Xplore), vol. 2, pp. 1083-1084, 2013.
13. Richard Feynman, *The character of physical law*, A series of lectures recorded by the BBC at Cornell University USA, Cox and Wyman LTD London, 1965.
14. *Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers*. Von Erwin Madelung unter Mitarbeit von Karl Boehle und Siegfried Flügge. (Die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften, Band IV.) 3. Vermehrte und verbesserte

- Auflage. 381 S., 25 Fig. Verlag von Julius Springer, Berlin, (1936). Preis geh. RM 27, geb. RM 28.50. DOI: 10.1002/bbpc.19370430418.*
15. D. R. Koehler, *Geometric-distortions and physical structure modeling, Indian J Phys.* 87: 1029, 2013. DOI:10.1007/s12648-013-0321-51152.
  16. Скицюк В.І., Клочко Т.Р. *Фізика технології ТОНТОР: монографія. Саарбрюкен (Германия): ИД LAP Lambert Academic Publishing, 2015. 332 с.*
  17. Тимчик Г.С., Скицюк В.І., Клочко Т.Р. *Теоретичні засади технології ТОНТОР: монографія. Київ: НТУУ «КПІ». 2006. 234 с.*
  18. Яворский Б.М., Детлаф А.А. *Справочник по физике. Москва : Наука. 1968. 940 с.*
  19. Granino A. Korn, Theresa M. Korn. *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers: Definitions, Theorems, and Formulas for Reference and Review (Dover Civil and Mechanical Engineering). 2 Revised Edition, (2000), 1152.*
  20. Р. Кристи, А. Питти. *Строение вещества: введение в современную физику : монография. Москва : Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1969. 569 с.*
  21. Эберт Г. *Краткий справочник по физике. Москва : Физматгиз, 1963. 552 с.*
  22. Кузмичев В.Е. *Законы и формулы физики. Київ: Наук. думка, 1989. 864 с.*
  23. В.І. Скицюк. *Панданна зона мікро- та макроповерхні технологічних об'єктів. Частина 2, Вісник НТУУ «КПІ». Серія приладобудування, Вип. 42, с.85-91, 2011.*
  24. Тимчик Г.С., Скицюк В.І., Клочко Т.Р.. *Теорія біотехнічних об'єктів. Том 2. Динаміка польових взаємодій об'єктів. Київ: ТОВ «Інтердрук», 2017. 224 с., іл.*
  25. В. Смайт *Электростатика и электродинамика. Москва : Изд-во иностранной лит-ры, 1953. 604 с.*
  26. Ch. W. Misner, K. S. Thorne and J. A. Wheeler, *Gravitation (Freeman, San Francisco, 1973), 386.*
  27. Ефимов Н.В. *Высшая геометрия. Москва : Наука, 1978. 576 с.*
  28. В.І. Скицюк, Т.Р. Клочко. *Дослідження критичних випадків дії лікувальних засобів на біотехнічний об'єкт, Вісник НТУУ «КПІ». Серія приладобудування, Вип. 47(1), с. 182-192, 2014.*

## РОЗДІЛ 2

### ПЕРВИННІ ЗОНИ ПРИСУТНОСТІ АБСТРАКТНИХ БІОТЕХНІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ

Первинні зони присутності вже частково розглядалися у попередніх роботах [1, 2]. Отже, першою первинною зоною присутності АС є зона присутності її маси, тобто панданна зона. Оскільки панданну зону визначено [2] як фізичне явище, то в цьому розділі будуть розглядатися лише силові навантаження у межах панданної зони. У подальшому розглянемо дискретну твердотільну зону присутності та рух її окремих елементів. Утримує цю зону у вигляді польової структури навколо АО гравітаційна зона присутності. Аналогічно до неї утримує об'єкти твердотільної зони і електричне поле, яке створює свою зону присутності навколо АО. Також сили зони присутності міжмолекулярної та атомарної взаємодії частково вже розглядалися у [1, 2]. У цьому розділі вони розглядаються на рівні переходу твердотільної зони у атомарну та молекулярну.

#### **2.1. Твердотільна зона присутності абстрактного об'єкта**

Твердотільна зона присутності є самою силовою серед усіх можливих зон, оскільки її польові структури формуються на засадах властивостей твердого тіла. В основному, це властивість передачі силових дій без особливих особистих деформацій. Така властивість надає можливість створювати ефект передачі силових дій на відстань. Наразі існує можливість визначитися з двома різновидами твердотільної зони присутності: по-перше, це суцільна твердотільна зона, по-друге, дискретна або переривчаста. Для суцільної твердотільної зони (СТЗ) характерним є те, що вона існує у межах суцільного твердого тіла або твердотільного середовища. Таке середовище має властивість передачі на відстань дії того чи іншого фізико-хімічного закону. Для дискретної твердотільної зони (надалі ДТТЗ) [3, 4] характерним є те, що вона складається з окремих твердих тіл, об'єднаних загальною польовою структурою, наприклад,

гравітацією. Така ДТТЗ має можливість енергетичної передачі лише у межах окремого елемента або при груповому об'єднанні у одне ціле. Як наслідок подібного розмежування кожний з складових елементів цієї зони має своє особливе існування як АО з кінцевими фізичними властивостями. Так, наприклад, звичайний пісок, який у масштабах земної кулі є не більш ніж пил на її поверхні, сам по собі являє закінчену структуру регулярного розташування окремих елементів у просторі, кожний з яких є елементарним АО тощо.

Для початку розглянемо СТЗ. У цьому випадку ми маємо необмежене у розмірах тверде тіло, у середині якого відбувається певний крапкований процес з енергетичним викидом в усі боки. Водночас, ми маємо центральносиметричну польову структуру (розд. 1.1) з відповідними законами розповсюдження температур, нормальних та тангенціальних навантажень тощо. У цьому випадку нас найбільше цікавлять нормальні та тангенціальні навантаження, які мають відповідний опис у теорії опору матеріалів [4, 5, 6]. Водночас, надаються диференціальні рівняння рівноваги елемента у прямокутних координатах:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho X &= 0, \\ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho Y &= 0, \\ \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \rho Z &= 0.\end{aligned}\tag{2.1}$$

де  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ , - нормальні напруги за координатами  $x, y, z$ ,

$\tau_{xy}, \tau_{yx}, \tau_{zx}, \tau_{xz}, \tau_{yz}, \tau_{zy}$  - тангенціальні напруги за координатами  $x, y, z$ ;

$X, Y, Z$  – масова сила за відповідною координатою,  $\rho$  - питома маса твердого тіла.

Рівняння (2.1) можуть дати уявлення про внутрішні залишкові напруги. Такі напруги є наслідком дії технологічних процесів, дислокацій тощо. Тверде тіло є досить потужною АС, а тому внутрішні напруги досить сильно згасають, а з часом взагалі вирівнюються та зникають. Тим не менш, якщо ми маємо

відчутник, який здатен вимірювати нормальні та тангенціальні напруження, то можна визначитися з напрямком на дислокацій та її відстанню від координати збудження. СТЗ має досить обмежене застосування у порівнянні з ДТТЗ. На відміну від СТЗ, поле ДТТЗ складається з окремих часток твердого тіла, не об'єднаних між собою на молекулярному рівні. ДТТЗ мають практично всі АС без винятків.

Водночас, між окремими елементами ДТТЗ знаходиться середовище, в якому існує АС. Зазвичай ДТТЗ має спільний рух з поверхнею АС та захопленою частиною середовища. Оскільки ці частки ДТТЗ мають кінцеву масу, то, як наслідок, вони мають і відповідну форму, котра може мати будь-яку конфігурацію. У природньому середовищі це умовні об'єкти, що мають форму без форми (безформені) або чітко окреслену форму кристалів. Для ДТТЗ штучного походження різновиди форм можуть іноді приймати вигляд класичних геометричних фігур як то куля, циліндр, паралелепіпед тощо, що значно полегшує вивчення процесів у зоні. Як наслідок, така велика кількість форм та властивостей складає певний спектр. При однаковій питомій щільності всі елементи можливо впорядкувати за розмірами (об'єм, маса) у якийсь визначений груповий спектр (як приклад, у роботі [1] і при розкладенні числа  $e^x$  у ряд). Тим не менш у визначенні такого спектру за відстанню від поверхні АС отримуємо зовсім іншу ситуацію. У цьому випадку найкращий приклад це є Сонячна система, де планети, астероїди та інший космічний матеріал має нерівномірний розподіл за відстанню від Сонця. Тобто це однозначно вказує на те, що існує ще спектр об'єму та маси, залежний від відстані. Поки що у Сонячній системі ми маємо можливість спиратися, хіба що на закони Кеплера. За умови, що є розподіл по питомій щільності, будемо мати ще два додаткових спектри: один спектр щільності і ще один – зв'язку щільності з формою. Отже, виникає низка проблем, пов'язаних з ДТТЗ. Для того, щоб вирішити частково ці задачі, розглянемо елементарну частку ДТТЗ на засадах моделі СЕМЧ [7]. Така частка, окрім рівняння (2.1), повинна мати межові умови для своєї поверхні, яка

контактує або з зовнішнім середовищем, або з сусідніми частками. Водночас, по поверхні усієї частки розподілені навантаження (нормальні та тангенціальні). Тоді вектор напруги матиме вигляд:

$$P_v = (p_x, p_y, p_z),$$

де  $p_x, p_y, p_z$ - відповідні складові по осях  $x, y$  і  $z$ .

Елемент поверхні  $dS$  з нормаллю  $V$  можна розглядати як косу площинку, що записується співвідношенням:

$$\begin{aligned}\sigma_x l + \tau_{yx} m + \tau_{zx} n &= p_x \\ \tau_{xy} l + \sigma_y m + \tau_{zy} n &= p_y \\ \tau_{xz} l + \tau_{yz} m + \sigma_z n &= p_z,\end{aligned}\tag{2.2}$$

де  $l, m, n$  - складові одиничного вектора нормалі (спрямовуючі косинуси нормалі);  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{yx}, \tau_{zx}, \tau_{xz}, \tau_{yz}, \tau_{zy}$  - компоненти напруженого стану в крапках поверхні.

Якщо частина поверхні вільна від зовнішніх дій, то для цієї частини буде  $p_x = 0, p_y = 0, p_z = 0$ . Важливим аспектом взаємодії часток ДТТЗ є їх взаємний контакт. Водночас, частки знаходяться нібито під впливом броунівського руху. У теорії опору матеріалів існує принцип Сен-Венана для межових умов [8]. Сутність цього принципу полягає в тому, що, маючи певний комплекс сил, який діє у межах визначеної поверхні з площею  $S_0$ , то цю дію можна змодельовати як зосереджену силу  $P$ , яка діє на площі  $S_0 = 0$ .

Водночас, рівнодіюча сила визначається як

$$P = \int_{S_0} p dS_0.\tag{2.3}$$

Тут необхідно помітити, що з погляду технології ТОНТОР [9] подібний принцип сприймається як нонсенс. По-перше, торкання і, відповідно, прикладання сили може бути лише крапковане з площею діаметром не менш  $\sqrt{2S}$ . Водночас, ця величина при мінімальному значенні не може бути меншою за діаметр атома, і тільки потім збільшується до визначених розмірів. По-друге,

зосереджена сила створює такі навантаження ( $\delta, \tau$ ), що їх не витримає жоден матеріал. Тому руйнація відбувається до повної рівноваги сил дії та протидії на визначеній площі  $S_0$ . Тим не менш цей принцип застосовується у низці інженерних розрахунків при визначеній низці обмежень. В продовження цієї теми необхідно зауважити, що в межах нашого просторово-часового континууму щільність твердого тіла не може змінюватися. Тобто під тиском тверде тіло змінює форму, але не щільність, а отже, все зводиться до визначення довжини та кутів повороту елементів АС. На жаль, теорія опору матеріалів не вивчає час, швидкість та траєкторію руху елементів твердого тіла [5], а тому при розгляді класичних ситуацій деформацій будемо якимось чином компенсувати недоліки інформації.

Розглянемо прості деформації у тому вигляді, що їх пропонує теорія опору матеріалів [6, 10]. Так, наприклад, якщо ми маємо певний елемент ДТТЗ, який затиснуто між поверхнею АС та іншими елементами, то він, відповідно, деформується (рис. 2.1,а)

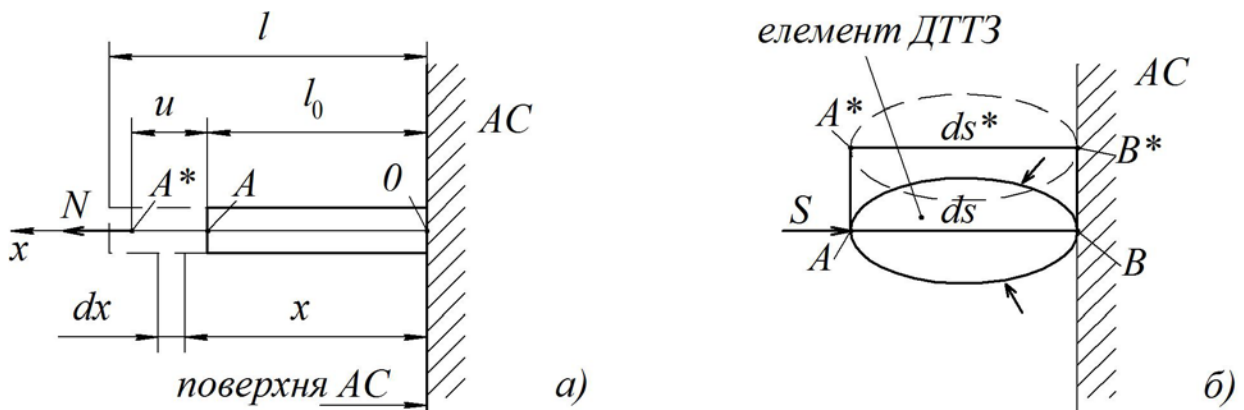


Рис. 2.1. Моделювання процесу деформації елемента у ДТТЗ (а – класична модель за [10], б – загальна модель деформації елемента ДТТЗ)

При цьому прикладання сторонньої сили  $N$  до елемента призводить до зміни його довжини на величину  $u$ , а деформацією вважається відношення приросту довжини до початкового стану  $l_0$ , тобто

$$\varepsilon = \frac{l - l_0}{l_0} = \frac{u}{l_0}. \quad (2.4)$$

Величина  $\varepsilon$  вважається безрозмірною і має назву лінійної деформації. При стисканні стрижня  $l < l_0$  та  $u < 0$  деформація негативна  $\varepsilon < 0$ . При розтягуванні  $l > l_0$  та  $u > 0$  деформація позитивна  $\varepsilon > 0$ .

Якщо у визначений момент часу подовження стрижня становить  $u$  і відбувається приріст на  $du$ , то приріст деформації буде становити

$$d\varepsilon = \frac{du}{l_0 + u}. \quad (2.5)$$

Повна деформація при зміні довжини від  $l_0$  до  $l$  складе

$$\varepsilon_p = \int_0^{l-l_0} \frac{du}{l_0 + u} = \int_{l_0}^l \frac{dx}{x} = \ln \frac{l}{l_0}. \quad (2.6)$$

У теорії опору матеріалів величина  $\varepsilon_p$  має назву істинної або логарифмічної деформації. Але, оскільки у ТОНТОР існують або уявні, або реальні функції та величини, то надалі ця величина буде мати назву реальної деформації з відповідною позначкою. Якщо вираз (2.6) розкласти у ряд, то отримаємо:

$$\varepsilon_p = \ln(1 + \varepsilon) = \frac{u}{l_0} - \frac{1}{2} \left( \frac{u}{l_0} \right)^2 + \dots = \varepsilon - \frac{1}{2} \varepsilon^2 + \frac{1}{3} \varepsilon^3 - \dots \quad (2.7)$$

За малих  $\varepsilon$  формули (2.4) та (2.6) співпадають з доволі високою точністю, але при більших навантаженнях розходження стають неприйнятними. Чинником цього явища є подовження  $u$  у рівнянні (2.4), яке відноситься до початкової довжини. Якщо брати співвідношення до середньої довжини, то будемо мати

$$\varepsilon_p \approx \frac{u}{l_0 + \frac{1}{2}u} \approx \varepsilon - \frac{1}{2} \varepsilon^2. \quad (2.8)$$

і співпадіння з реальною деформацією буде до квадратичних членів.



Для визначення загального випадку лінійної деформації скористаємося тією ж методикою, що у [11] (рис. 2.1,б). У цьому випадку деформація в крапці  $A$  буде різною, тому задаємо напрямком одиничним вектором  $S'$ . За вказаною прямою виділяється крапка  $B$  і досліджується зміна відтинку  $AB = ds$  у наслідок деформації. При наявності деформації крапка  $A$  має зсув до позиції  $A^*$ , а крапка  $B$  до позиції  $B^*$ . Лінійною деформацією за напрямком  $S$  слід вважати величину

$$\varepsilon_s = \frac{A^*B^* - AB}{AB} = \frac{ds^* - ds}{ds}, \quad (2.9)$$

де  $A^*B^* = ds^*$  довжина відтинку  $ds$  після деформації.

Уявимо, що існує система координат жорстко зведена з точками кріплення елемента ДТТЗ (рис. 2.2), певна вільна крапка  $A$  має координати  $x, y, z$ . Після деформації крапка  $A$  перейде до позиції  $A^*$ , а крапка  $B \rightarrow B^*$ . Водночас, вектори  $AA^*$  і  $BB^*$  відповідно являють собою переміщення крапок  $A$  та  $B^*$ .

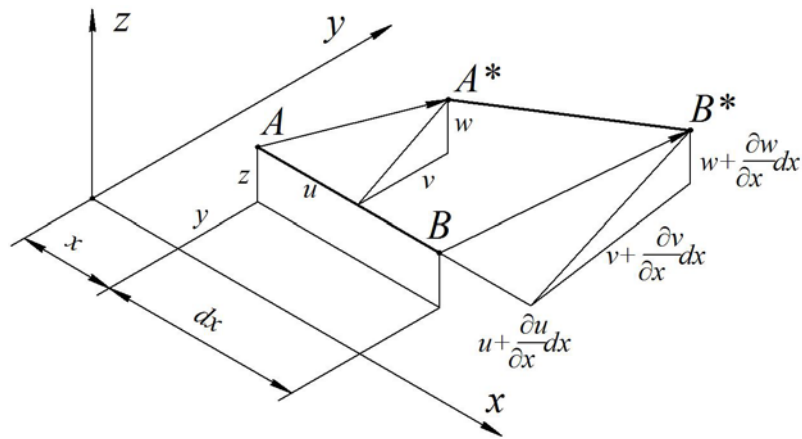


Рис. 2.2. Визначення деформації  $\varepsilon_x$

Складові переміщення крапки  $A$  по вісях  $x, y, z$  позначимо як  $u, v, w$ . Якщо довжину відтинку  $AB$  прийняти за  $dx$ , то крапка  $B$  буде мати координату  $x + dx$ , а складові переміщення будуть:

$$u + \frac{du}{dx} dx, \quad v + \frac{\partial v}{\partial x} dx, \quad w + \frac{\partial w}{\partial x} dx. \quad (2.10)$$

Загальні координати крапок  $A, A^*, B, B^*$  будуть наступні:

$$\begin{aligned} A(x, y, z), B(x + dx, y, z) \\ A^*(x + u, y + v, z + \omega) \\ B^*(x + dx + u + \frac{\partial u}{\partial x} dx, y + v + \frac{\partial v}{\partial x} dx, z + w + \frac{\partial w}{\partial x} dx). \end{aligned} \quad (2.11)$$

Знаючи координати крапок з (2.11), маємо можливість визначити довжину відтинку  $A^*B^*$ , тобто

$$A^*B^* = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}. \quad (2.12)$$

або

$$A^*B^* = dx \sqrt{\left(1 + \frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2}. \quad (2.13)$$

Вважаючи, що  $AB = dx$  з рівняння (2.9) знаходимо

$$\varepsilon_x = \sqrt{1 + 2 \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2} - 1. \quad (2.14)$$

При аналогічному розгляді деформації по координатах  $y$  та  $z$  отримаємо  $\varepsilon_y$  та  $\varepsilon_z$  аналогічно до  $\varepsilon_x$  (2.14).

У загальному випадку, коли напрямок  $S$  характеризується направляючими косинусами  $l, m$  та  $n$ , а крапка  $B$  має координати  $x+dx, y+dy, z+dz$ . у просторовому випадку будемо мати

$$\begin{aligned} \varepsilon_s = & \left( \frac{\partial u}{\partial x} \frac{dx}{ds} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{dy}{ds} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{dz}{ds} \right) l + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \frac{dx}{ds} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{dy}{ds} + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{dz}{ds} \right) m + \\ & + \left( \frac{\partial w}{\partial x} \frac{dx}{ds} + \frac{\partial w}{\partial y} \frac{dy}{ds} + \frac{\partial w}{\partial z} \frac{dz}{ds} \right) n. \end{aligned}$$

При врахуванні, що

$$\frac{dx}{ds} = l, \quad \frac{dy}{ds} = m, \quad \frac{dz}{ds} = n.$$

Отримуємо

$$\varepsilon_s = \varepsilon_x l^2 + \varepsilon_y m^2 + \varepsilon_z n^2 + \gamma_{xy} lm + \gamma_{yz} mn + \gamma_{zx} nl. \quad (2.15)$$

Одночасно з цим необхідно розглянути зміну об'єму елемента ДТТЗ. Початковий об'єм елемента буде

$$dV = dxdydz. \quad (2.16)$$

Після деформації пруги отримали деформації  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$ ,  $\varepsilon_z$ . Отже, новий об'єм маємо отримати, нехтуючи деформаціями зсуву. Тоді

$$dV = (1 + \varepsilon_x) (1 + \varepsilon_y) (1 + \varepsilon_z) dxdydz \quad (2.17)$$

Об'ємна деформація буде

$$\varepsilon_V = \frac{dV - dV_0}{dV_0} = (1 + \varepsilon_x)(1 + \varepsilon_y)(1 + \varepsilon_z) - 1, \quad (2.18)$$

або у межах малих деформацій

$$\varepsilon_V = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z. \quad (2.19)$$

Вище наведений фізико-математичний опис дає уяву про те, як відбуваються деформації у окремо взятому елементі ДТТЗ. Цей опис підходить лише до окремого елемента. Тим не менш, зазвичай не всі елементи знаходяться під тиском.

### **2.1.1. Структура розташування макроелементів у дискретній твердотільній зоні присутності**

З попереднього розгляду дуже добре видно, що поверхня АО весь час знаходиться під силовим тиском, що призводить до її певної руйнації. Як наслідок навколо АС утворюється прошарок з твердих елементів. Ці елементи лише часткові знаходяться у стані відносного спокою, а тому поступово утворюють певні прошарки.

Можливо виділити три нашарування навколо АС. Перше нашарування є щільним прошарком на поверхні об'єкту, при цьому в тісному контакті з поверхнею та між собою вони не мають міжмолекулярного зчеплення, хоч і знаходяться під тиском. У такому випадку вищенаведений фізико-

математичний опис цілком підходить до окремого елемента, але не для всього прошарку в цілому.

Другий прошарок характерний тим, що елементи ДТТЗ знаходяться у такій близькості один до одного, що будь-яка стороння сила може привести до ланцюгової реакції штовхання елементів. У такому випадку стороння сила, яка діє на окремо взятий елемент, призводить до його руху. Як наслідок, цей елемент виконує удар по сусідньому, той, у свою чергу, теж по сусідньому, і так далі.

Третій прошарок характерний тим, що окремий елемент може рухатись до нескінченності навколо АО, жодного разу не зустрічаючись з іншими елементами.

Усе вищесказане доводить, що існує задача розташування окремих за розмірами елементів у різних прошарках зони. При дослідженні існуючих технічних рішень виявилось, що спектр за розмірами є результат вирішення диференційного рівняння другого ступеню у аперіодичному вигляді [12]. Максимальним значенням такої аперіодичної функції є кількість елементів визначеного розміру, який отримано внаслідок певного технологічного процесу.

У загальному вигляді функція розподілу  $n(d)$  залежно від діаметру гранули  $d$  за своєю побудовою дуже схожа на функцію антьє від вирішення диференціального рівняння, тобто

$$n(d) = E(A_1 e^{k_1 d} - A_2 e^{-k_2 d}), \quad (2.20)$$

де  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $k_1$  та  $k_2$  – амплітуди кількості та потужності у технологічних та природних процесах.

Ця формула стає більш зрозумілою, якщо її результат уявити як наслідок взаємодії двох фантомів, а саме фантому утворення гранул та фантому брукху. Загальна ситуація з формою гранул (часток ДТТЗ) наразі має чисто суб'єктивний опис. Вважається, що чим довше сторонні сили діють на об'єкт, тим більше він наближається до кулястої форми, тобто навіть діаметр  $d$  у

виразі (2.20) необхідно сприймати як середньостатистичний. Класичний приклад – це форма пісчаних гранул, гальки тощо, які утворюються впродовж мільйонів років. Такі нашарування з об'єктів кулястої форми утворюють зону присутності земної кулі тощо. І, якщо зі спектром діаметрів можна ще якось орієнтуватися на засадах виразу (2.20), то спектр розподілу за розміром залежно від відстані до поверхні взагалі вкрай важко визначити. Якщо площинний варіант проєкцій цієї зони ще можна якось змодельовати, то з об'ємним вирішенням цієї задачі ситуація вкрай важка.

Отже, спробуємо змодельовати варіант пласкої задачі, яка імітує ДТТЗ. в основі цього моделювання покладено наступні умови.

По-перше, змодельовати на площині ДТТЗ можливо лише за тієї ситуації, коли базові елементи досить легко складаються до якоїсь визначеної форми кінцевого елемента. Наразі такими елементами маємо можливість вважати квадрат, рівносторонній та рівнобічний трикутник.

Межова панданна зона будь-якого АС – це куля, а проєкція кулі – це коло. Отже, у кожній елементарній ДТТЗ розміщується кінцева кількість кіл проєкцій кулі (рис. 2.3).

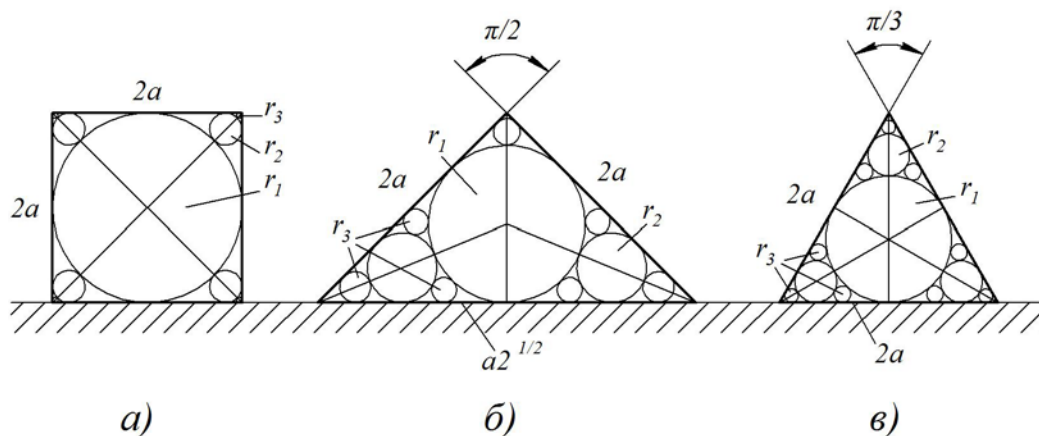


Рис. 2.3. Моделювання площинної задачі ДТТЗ, де: а) квадрат зі стороною  $2a$ ; б) прямокутний рівнобічний трикутник зі стороною  $2a$ ; в) рівносторонній трикутник зі стороною  $2a$

Наша задача полягає у визначенні площі, яка не задіяна у ДТТЗ. Ця задача має два варіанти вирішення, а саме прямий та зворотній. За умови прямої задачі ми орієнтуємось на фігури зі сторонами  $2a$  та кутами між сторонами яких маємо  $\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}$  або  $\frac{\pi}{3}$ . Водночас, ці фігури повинні бути найпростішими, щоб з них можна було складати прошарки ДТТЗ (рис. 2.3).

Оскільки межа панданної зони є куля, а її проекція на площину коло, то у межах закінченої геометричної фігури може бути розташована визначена кількість круглих об'єктів. До того ж, вони повинні займати максимальну за величиною площу. Отже, зворотньою задачею можна вважати визначення кількості та розмірів круглих об'єктів, які максимально заповнюють визначену площу поверхні. Ця задача дуже складна, оскільки вимагає вирішення рівняння (2.20), яке має багато невідомих. Тому обмежимося розглядом прямої задачі на засадах фігур (рис. 2.3,а).

Отже, нам необхідно з'ясувати принцип заповнення площини елементарної фігури. Для визначення такої залежності у відсотках можна використати наступну формулу

$$S_e(\%) = \frac{\Delta S}{S_e} 100\% = \frac{S_e - S_0}{S_e} 100\% , \quad (2.21)$$

де  $S_e$  – площа елементарної частки ДТТЗ,  $S_0$  – площа, вкрита колами.

Таким чином, якщо елементарна частка має форму квадрата (рис. 2.3,а), то отримуємо наступний результат: площа квадрату:  $S_k = 4a^2$ .

Площа круга радіусу  $r_1$ :  $S_{01} = \pi r_1^2 = \pi a^2$ .

$$\text{Площа круга радіусу } r_2: S_{02} = \pi r_2^2 = \pi r_1^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{4}}{1 + \sin \frac{\pi}{4}} \right)^2 = \pi a^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{4}}{1 + \sin \frac{\pi}{4}} \right)^2 .$$

Отже, відсоток непокритої площі становитиме:

$$S_k(\%) = \frac{S_k - S_{01} - 4S_{02}}{S_k} 100\% = \frac{4a^2 - \pi a^2 - 4\pi a^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{4}}{1 + \sin \frac{\pi}{4}} \right)^2}{4a^2} 100\% =$$

$$= \left[ 1 - \frac{\pi}{4} - \pi \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{4}}{1 + \sin \frac{\pi}{4}} \right)^2 \right] 100\% = 12,2\% \quad (2.22)$$

Площа рівностороннього прямокутного трикутника:  $S_{\Delta 1} = 2a^2$ .

Площа круга радіусу  $r_1$ :  $S_{01} = \pi r_1^2 = \pi a^2 \left( \frac{4 - \sqrt{2}}{4} \right)^2$ .

Площа круга радіусу  $r_2$ :  $S_{02} = \pi r_2^2 = \pi a^2 \left( \frac{4 - \sqrt{2}}{4} \right)^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{8}}{1 + \sin \frac{\pi}{8}} \right)^2$ .

Площа круга радіусу  $r_3$ :  $S_{03} = \pi a^2 \left( \frac{4 - \sqrt{2}}{4} \right)^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{4}}{1 + \sin \frac{\pi}{4}} \right)^2$ .

Отже, відсоток непокритої площі становитиме:

$$S_{\Delta 1}(\%) = \frac{S_{\Delta 1} - S_{01} - 2S_{02} - S_{03}}{S_{\Delta 1}} 100\% =$$

$$= \frac{2a^2 - \pi a^2 \left( \frac{4 - \sqrt{2}}{4} \right)^2 - 2\pi a^2 \left( \frac{4 - \sqrt{2}}{4} \right)^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{8}}{1 + \sin \frac{\pi}{8}} \right)^2 - \pi a^2 \left( \frac{4 - \sqrt{2}}{4} \right)^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{4}}{1 + \sin \frac{\pi}{4}} \right)^2}{2a^2} 100\% =$$

$$= \left[ 1 - \frac{\pi}{2} \left( \frac{4 - \sqrt{2}}{4} \right)^2 - \pi \left( \frac{4 - \sqrt{2}}{4} \right)^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{8}}{1 + \sin \frac{\pi}{8}} \right)^2 - \frac{\pi}{2} \left( \frac{4 - \sqrt{2}}{4} \right)^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{4}}{1 + \sin \frac{\pi}{4}} \right)^2 \right] 100\% =$$

$$= \left\{ 1 - \frac{\pi}{2} \left( \frac{4 - \sqrt{2}}{4} \right)^2 \left[ 1 + \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{8}}{1 + \sin \frac{\pi}{8}} \right)^2 + \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{4}}{1 + \sin \frac{\pi}{4}} \right)^2 \right] \right\} 100\% = 25,9\% \quad (2.23)$$

Окрім залежностей (2.22) та (2.23), де досить добре видно зв'язок між квадратом та прямокутним трикутником існує ще одна. Ця залежність показує зв'язок між радіусами вписаних тіл при прямому куті квадрату чи прямокутника, отже, це низка кіл, центри яких знаходяться на бісектрисі кута і які мають чотири дотичних точки. З них дві торкаються сторін прямого кута, а дві інші попереднього та наступного кола.

Радіус такого кола буде становити:

$$r_n = a \left( \frac{\sqrt{2} - 1}{\sqrt{2} + 1} \right)^n, \quad (2.24)$$

де  $n = 0, 1, 2, 3 \dots \infty$  і є порядковим номером кола від центру.

При цьому за нуль відліку приймається перше коло. У такому випадку площа кола

$$S_{0n} = \pi \left[ a \left( \frac{\sqrt{2} - 1}{\sqrt{2} + 1} \right)^n \right]^2. \quad (2.25)$$

Для рівностороннього трикутника будемо мати наступні співвідношення.

Площа трикутника:  $S_{\Delta 2} = a^2 \sqrt{3}$ .

Площа кола радіусу  $r_1$ :  $S_{01} = \frac{1}{3} \pi a^2$ .

Площа кола радіусу  $r_2$ :  $S_{02} = \pi \frac{a^2}{3} \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{6}}{1 + \sin \frac{\pi}{6}} \right)^2$ .

Відсоток непокриваємої площі буде:



$$\begin{aligned}
S_{\Delta 2}(\%) &= \frac{S_{\Delta 2} - S_{01} - 3S_{02}}{S_{\Delta 2}} 100\% = \frac{a^2\sqrt{3} - \frac{1}{3}\pi a^2 - \pi a^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{6}}{1 + \sin \frac{\pi}{6}} \right)^2}{a^2\sqrt{3}} 100\% = \\
&= 1 - \frac{\pi}{3\sqrt{3}} - \frac{\pi}{\sqrt{3}} \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{6}}{1 + \sin \frac{\pi}{6}} \right)^2 100\% = \left\{ 1 - \frac{\pi}{\sqrt{3}} \left[ \frac{1}{3} + \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{6}}{1 + \sin \frac{\pi}{6}} \right)^2 \right] \right\} 100\% = 19,4\%.
\end{aligned} \tag{2.26}$$

Отже, серед усіх цих фігур найбільш ефективно використовується квадрат і найменш ефективно прямокутний трикутник, хоча здавалося б, щільність використання площі у ньому повинна була б бути більшою. Зробимо ще один крок. Тобто введемо додаткові кола у всі фігури на рис. 2.3. Наразі вони можуть мати наступні розміри.

Для квадрату це можуть бути кола радіусу  $r_3$ , що розташовані по його кутам (4 штуки) (рис. 2.3,а).

Для прямокутного рівнобічного трикутника є можливість додати кола радіусу  $r_3$  у кількості шести штук (рис. 2.3,б).

Для рівнобічного трикутника маємо можливість додати дев'ять кіл радіусу  $r_3$ .

Таким чином загальне покриття площі має вигляд:

$$S_k \% = \frac{S_k - S_{01} - 4S_{02} - 4S_{03}}{S_k} 100\% = 11,9\%,$$

$$S_{\Delta 1} \% = \frac{S_{\Delta 1} - S_{01} - 2S_{02} - 7S_{03}}{S_{\Delta 1}} 100\% = 7,7\%,$$

$$S_{\Delta 2} \% = \frac{S_{\Delta 2} - S_{01} - 3S_{02} - 9S_{03}}{S_{\Delta 2}} 100\% = 12,67\%.$$

Як видно з попереднього розгляду можливість щодо покриття площі, найкращі у квадрата та його половинки. Слід зауважити, що відсоток непокриття площі зберігається незалежно від кількості обраних елементів ДТТЗ.

З попередніх виразів (2.22), (2.23), (2.25) та (2.26) можна приблизно уявити ряд залежності, яка дає відсоток непокритої площі:

$$S\% = \left\{ 1 - \pi k^2 \left[ a^2 + b^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{n}}{1 + \sin \frac{\pi}{n}} \right)^2 + c^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{2n}}{1 + \sin \frac{\pi}{2n}} \right)^2 + d^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{4n}}{1 + \sin \frac{\pi}{4n}} \right)^4 + \dots + m^2 \left( \frac{1 - \sin \frac{\pi}{mn}}{1 + \sin \frac{\pi}{mn}} \right)^{2m} \right] \right\} 100\% . \quad (2.27)$$

Вираз (2.27) дає лише уявлення про можливу кількість кіл на елементарній площі ДТТЗ. Наразі останній член цього ряду однозначно спирається на величину  $\sqrt{2S}$ . Ще раз нагадуємо, що всі елементарні частки ДТТЗ знаходяться у тісному контакті, як наприклад, пісок або галька на березі водойми. У випадку порушення цього стану цей прошарок переходить у новий стан. Цей новий прошарок, як ми вже згадували вище, у загальній класифікації нагадує суспензію широковідомою з колоїдної хімії [13, 14, 15]. Наразі під цим розуміється (*suspensio* – лат. підвішування) деяка кількість твердих часток визначеного розміру, які рухаються з однаковою швидкістю у визначеному напрямку. При цьому всі частки не виконують законів броунівського руху.

Третій прошарок ДТТЗ являє собою низку дискретних об'єктів, які рухаються навколо АС по певних замкнених орбітах. Такі об'єкти зазвичай рухаються у одному напрямку та з часом збираються у площину (диск). Прикладом цього прошарку є астрономічні явища, такі як, наприклад, галактики або сонячна планетарна система. Окрім цього, можна розглядати і таке явище, як електронна оболонка атома. Така оболонка має досить специфічний характер [16, 17], оскільки має дуальність поведінки як прошарку ДТТЗ.

Отже, атом має ядро та електричну оболонку. Наразі ядро складається з електрично нейтральних нейтронів та позитивно заряджених протонів. І

протони і нейтрони рухаються у середині ядра під дією ядерних сил. Електронна оболонка складається з електронів, які рухаються по "орбіталях", а не орбітах. Це явище дає опис квантовомеханічна теорія побудови атому. Згідно цієї теорії електрон має дуальну природу, тобто, з одного боку, він поводить як тверда частка, а з іншого, як хвиля. Наразі механічні властивості електрона пояснюються наявністю маси спокою та пов'язаними з цим визначеними властивостями. Тим не менш під час руху електрон поводить як хвиля, тобто має амплітуду, довжину хвилі, частоту коливань тощо. Але не зрозуміло, чому хвиля не має маси ? (авт.). Тому квантово-механічна теорія вважає, що неможна говорити про орбіту з якимось параметром, а лише про вірогідність знаходження електрона у тій чи іншій точці простору. Отже, за цією тезою під електронною орбітою слід розуміти не конкретну траєкторію руху, а прошарок навколо ядра, де вірогідність наявності електрона у визначений момент є найбільшою. Таким чином, електронна орбіта не характеризує переміщення електрона від точки до точки, а лише характеризує параметри прошарку, який визначає відстань його знаходження від ядра. Тому електрон не уявляють у вигляді матеріальної крапки, а якби електричної хмарки, яка огортає ядро атома, що має свої згущення та розрідження заряду. Однак треба мати на увазі, що ця хмарка не має різко визначених контурів, а тому на великих відстанях від ядра існує вірогідність знаходження електрону. Електронна хмарка не має чітко визначених границь. Пояснення на рівні атому водню, яке являє збою звичайну кулю. У цієї кулі є можливість визначити еквіпотенційні поверхні, на яких електронна щільність буде мати однакове значення. У випадку атому водню це концентричні кулі. У атомі водню на електрон діє тільки сила притягання позитивно зарядженого ядра. У багатоелектронному атомі діє тільки сила позитивного зарядженого ядра. Окрім того, у багатоелектронному атомі додаються сили взаємодії окремих електронів між собою [17], тобто маємо один з прикладів закону агресії [1]. Як наслідок маємо певне розшарування, а саме внутрішні нашарування послаблюють дію

поля ядра найбільш віддалені прошарки. До того ж, це екранування не має ізотропічного стану при взаємодії з кожною електричною хмаркою. Тому у багатоелектронних атомах енергія електрона залежить не тільки від головного квантового числа, але і від величини орбітального квантового числа, яке визначає форму електронної хмарки.

На відміну від мікросвіту ми маємо дещо інші фізичні явища у макросвіті. Отже, починаючи з деякого розміру часток, які значно більші за атом, маємо можливість пояснювати всі процеси руху у ДТТЗ на засадах аерогідродинаміки та астрономічних явищ [16]. Вище згадувалося, що всі частки ДТТЗ рухаються навколо АС за приблизно коловою орбітою. До того ж, подібна ситуація характерна практично для всіх АС незалежно від масштабування. Для цього звернемося до теоретичної астрономії як засобу пояснення подібного руху у просторі. Отже, у засадах опису подібного орбітального руху лежать закони Кеплера. Наразі найбільш важливим для нас є перший закон, тобто: орбіти планети за суттю еліпси у одному з фокусів, в яких знаходиться Сонце. Таким чином, якщо ми відкинемо всі вторинні ознаки (астрономічні), то маємо вважати, що будь-яка ДТТЗ, яка рухається навколо АС, має опис за канонічним рівнянням еліпсу, тобто:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad (2.28)$$

де  $a$  та  $b$  – велика та мала напіввісі еліпсу.

Ексцентриситет еліпса

$$e = \frac{c}{a}, \quad (2.29)$$

де  $c$  – відстань фокусів еліпса від його центру, звідкіля  $c = ae$ .

З іншого боку,

$$c = \sqrt{a^2 - b^2}, \quad (2.30)$$

або після підстановок та перетворень

$$b = a\sqrt{1 - e^2}. \quad (2.31)$$

Досить часто замість ексцентриситету  $e$  вводять кут  $\phi$  за співвідношенням

$$\sin \phi = e. \quad (2.32)$$

Як наслідок, попередні формули (2.29), (2.30), (2.31) та (2.32) є можливістю переписати у вигляді

$$\left. \begin{aligned} e &= a \sin \phi \\ b &= a \cos \phi \\ \cos \phi &= \sqrt{1 - e^2} \end{aligned} \right\}. \quad (2.33)$$

Досить часто використовується фокальне рівняння еліпса

$$r = \frac{P}{1 + e \cos V}, \quad (2.34)$$

де  $r$  – фокальний радіус вектор плинної точки еліпса,  $p$  – параметр еліпсу або фокальна координата,  $V$  – полярний кут плинної точки еліпсу.

Окрім законів Кеплера, в астрономії існують задачі про два, три та  $n$  тіл, які взаємодіють між собою завдяки силі тяжіння [18]. Якщо відкинути вторинні астрономічні ознаки, то будемо мати низку про  $n$  взаємодіючих АО. Наразі у розділі, присвяченому гравітаційній зоні присутності, показані найбільш узагальнені випадки взаємодії.

Отже, якщо ми маємо АС з масою  $m$ , яка рухається по орбіті згідно (2.33), (2.34), то на ділянці розмірами  $dl$  на неї діє сила тяжіння  $F$ , тобто:

$$m \frac{d^2 \bar{l}}{dt^2} = F. \quad (2.35)$$

Якщо зважити на те, що вектор сили  $F$  має проекції на вісі координат, то рівняння (2.35) можна переписати у наступному вигляді:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= F \cos \alpha \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= F \cos \beta \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= F \cos \phi \end{aligned} \right\}. \quad (2.36)$$

З іншого боку, якщо ми маємо дві АС з масами  $m$  та  $m_1$  на відстані  $\rho$  одна від одної, то згідно закону Ньютона вони взаємодіють з силою

$$F = \gamma \frac{mm_1}{\rho^2}, \quad (2.37)$$

де  $\gamma$  – стала тяжіння.

Отже, якщо ми оберемо нерухому систему координат, то координати для мас АС будуть:  $m - x, y, z$ ;  $m_1 - x_1, y_1, z_1$ . Користуючись цими координатами, маємо можливість записати

$$\left. \begin{aligned} r^2 &= x^2 + y^2 + z^2 \\ r_1^2 &= x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 \\ \rho^2 &= (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2 \end{aligned} \right\}, \quad (2.38)$$

де  $r$  та  $r_1$  відповідні радіус вектори  $m$  та  $m_1$ .

Аналогічно з (2.38) отримуємо

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{x_1 - x}{\rho} \\ \cos \beta &= \frac{y_1 - y}{\rho} \\ \cos \phi &= \frac{z_1 - z}{\rho} \end{aligned} \right\}. \quad (2.39)$$

Якщо отримані вирази (2.38) та (2.39) підставимо у (2.36), то отримуємо рівняння руху для мас  $m$  та  $m_1$ .

Отже, рівняння для руху АО з масою  $m$  мають вигляд

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= \gamma m m_1 \frac{x_1 - x}{\rho^3} \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= \gamma m m_1 \frac{y_1 - y}{\rho^3} \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= \gamma m m_1 \frac{z_1 - z}{\rho^3} \end{aligned} \right\}. \quad (2.40)$$

Рівняння рух для АО з масою  $m_1$  будуть мати вигляд

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= -\gamma m m_1 \frac{x_1 - x}{\rho^3} \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= -\gamma m m_1 \frac{y_1 - y}{\rho^3} \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= -\gamma m m_1 \frac{z_1 - z}{\rho^3} \end{aligned} \right\}. \quad (2.41)$$

Якщо ми проінтегруємо рівняння (2.40) та (2.41), то матимемо вирішення задачі руху двох АО під дією взаємного тяжіння. Для того, щоб вирішити цю задачу, робимо низку припущень, основне з яких – це розміщення маси  $m_1$  у початок координат, тобто  $x_1 = y_1 = z_1 = 0$ . Як наслідок, отримуємо

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} &= -\gamma(m_1 + m) \frac{x}{r^3} \\ \frac{d^2 y}{dt^2} &= -\gamma(m_1 + m) \frac{y}{r^3} \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= -\gamma(m_1 + m) \frac{z}{r^3} \end{aligned} \right\}. \quad (2.42)$$

В астрономії [16] рівняння (2.42) мають назву диференціальних рівнянь матеріальної точки з масою  $m$  навколо матеріальної точки з масою  $m_1$  (типовий нонсенс - маса має розмір, отже це крапка).

Рівняння (2.42) мають приватний випадок вирішення. Сутність цього рішення полягає у тому, що, якщо прийняти масу одної точки за  $M$  та розташувати її у початку координат, то рух точки з масою  $\mu$  навколо неї можна переписати рівняння (2.42) у наступному вигляді:

$$\left. \begin{aligned} \mu \frac{d^2 x}{dt^2} &= -\gamma \mu M \frac{x}{r^3} \\ \mu \frac{d^2 y}{dt^2} &= -\gamma \mu M \frac{y}{r^3} \\ \mu \frac{d^2 z}{dt^2} &= -\gamma \mu M \frac{z}{r^3} \end{aligned} \right\}. \quad (2.43)$$

Якщо (2.43) скоротити на  $\mu$ , то отримуємо

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} &= -\gamma M \frac{x}{r^3} \\ \frac{d^2 y}{dt^2} &= -\gamma M \frac{y}{r^3} \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= -\gamma M \frac{z}{r^3} \end{aligned} \right\}. \quad (2.44)$$

У випадку вирішення задачі трьох тіл приймаємо наступні вхідні дані:

Маса тіл АС:  $m, m_1, m_2$ ;

Координати мас:  $x, y, z$

$x_1, y_1, z_1$

$x_2, y_2, z_2$

Взаємні відстані:  $\rho_{01}, \rho_{12}, \rho_{02}$ .

За аналогією із попереднім випадком маємо наступні залежності:

$$\left. \begin{aligned} \rho_{01}^2 &= (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2 \\ \rho_{02}^2 &= (x_2 - x)^2 + (y_2 - y)^2 + (z_2 - z)^2 \\ \rho_{12}^2 &= (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 \end{aligned} \right\}. \quad (2.45)$$

Якщо вирішити цю задачу аналогічно попередній, то отримуємо низку рівнянь для мас  $m, m_1$  та  $m_2$

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= k^2 m m_1 \frac{x_1 - x}{\rho_{01}^3} + k^2 m m_2 \frac{x_2 - x}{\rho_{02}^3} \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= k^2 m m_1 \frac{y_1 - y}{\rho_{01}^3} + k^2 m m_2 \frac{y_2 - y}{\rho_{02}^3} \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= k^2 m m_1 \frac{z_1 - z}{\rho_{01}^3} + k^2 m m_2 \frac{z_2 - z}{\rho_{02}^3} \end{aligned} \right\},$$

$$\left. \begin{aligned} m_1 \frac{d^2 x_1}{dt^2} &= -k^2 m m_1 \frac{x_1 - x}{\rho_{01}^3} + k^2 m_1 m_2 \frac{x_2 - x_1}{\rho_{12}^3} \\ m_1 \frac{d^2 y_1}{dt^2} &= -k^2 m m_1 \frac{y_1 - y}{\rho_{01}^3} + k^2 m_1 m_2 \frac{y_2 - y_1}{\rho_{12}^3} \\ m_1 \frac{d^2 z_1}{dt^2} &= -k^2 m m_1 \frac{z_1 - z}{\rho_{01}^3} + k^2 m_1 m_2 \frac{z_2 - z_1}{\rho_{12}^3} \end{aligned} \right\}, \quad (2.46)$$



$$\left. \begin{aligned} m_2 \frac{d^2 x_2}{dt^2} &= -k^2 m m_2 \frac{x_2 - x}{\rho_{02}^3} - k^2 m_1 m_2 \frac{x_2 - x_1}{\rho_{12}^3} \\ m_2 \frac{d^2 y_2}{dt^2} &= -k^2 m m_2 \frac{y_2 - y}{\rho_{02}^3} - k^2 m_1 m_2 \frac{y_2 - y_1}{\rho_{12}^3} \\ m_2 \frac{d^2 z_2}{dt^2} &= -k^2 m m_2 \frac{z_2 - z}{\rho_{02}^3} - k^2 m_1 m_2 \frac{z_2 - z_1}{\rho_{12}^3} \end{aligned} \right\},$$

де  $k^2$  – гравітаційна стала в астрономічних одиницях.

Якщо у системі рівнянь почленно скласти рівняння, які вміщують  $x$ , потім три, які вміщують  $y$  та три, які вміщують  $z$ , а результат двічі проінтегрувати, то отримуємо наступну систему рівнянь

$$\left. \begin{aligned} m \frac{dx}{dt} + m_1 \frac{dx_1}{dt} + m_2 \frac{dx_2}{dt} &= \alpha \\ m \frac{dy}{dt} + m_1 \frac{dy_1}{dt} + m_2 \frac{dy_2}{dt} &= \alpha' \\ m \frac{dz}{dt} + m_1 \frac{dz_1}{dt} + m_2 \frac{dz_2}{dt} &= \alpha'' \end{aligned} \right\}. \quad (2.47)$$

Наступні перетворення дають

$$\left. \begin{aligned} mx + m_1 x_1 + m_2 x_2 &= \alpha t + \beta \\ my + m_1 y_1 + m_2 y_2 &= \alpha' t + \beta' \\ mz + m_1 z_1 + m_2 z_2 &= \alpha'' t + \beta'' \end{aligned} \right\}, \quad (2.48)$$

де  $\alpha, \alpha', \alpha'', \beta, \beta', \beta''$  – сталі інтегрування.

Досить часто рівняння (2.48) називають інтегралами руху центра мас. При такому способі руху дуже важливим є інтеграли площ, які отримуються схожим шляхом, як і попередні вирази

$$\left. \begin{aligned} \sum m \left( y \frac{dz}{dt} - z \frac{dy}{dt} \right) &= c_1 \\ \sum m \left( z \frac{dx}{dt} - x \frac{dz}{dt} \right) &= c_2 \\ \sum m \left( x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} \right) &= c_3 \end{aligned} \right\}. \quad (2.49)$$

Для вирішення задачі про взаємодію  $n$  тіл вводиться так звана потенційна

функція  $E_{\Pi}$ , яка визначається рівнянням

$$E_{\Pi} = k^2 \left( \frac{mm_1}{\rho_{01}} + \frac{mm_2}{\rho_{02}} + \frac{m_1m_2}{\rho_{12}} \right). \quad (2.50)$$

У загальному випадку, тобто задачі з  $n$  тілами у дужках повинно бути  $\frac{n(n-1)}{1 \cdot 2}$  членів, тобто кількості комбінацій по два з усіх тіл, що взаємно притягаються. Так, наприклад, для чотирьох тіл кількість членів буде  $\frac{4 \cdot 3}{2} = 6$ , для п'яти тіл  $\frac{5 \cdot 4}{2} = 10$ , для шести  $\frac{6 \cdot 5}{1 \cdot 2} = 15$  тощо. Надалі отримують вирази похідних в функції  $E_{\Pi}$  за кожною координатою.

У кінцевому випадку отримуємо рівняння

$$\frac{d}{dt} \sum m \left[ \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dz}{dt} \right)^2 \right] = 2 \frac{dE_{\Pi}}{dt}, \quad (2.51)$$

Це рівняння можна проінтегрувати та отримати:

$$\sum m \left[ \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dz}{dt} \right)^2 \right] = 2E_{\Pi} + h, \quad (2.52)$$

де  $h$  – стала інтегрування.

Оскільки лінійна швидкість  $V$  визначається як

$$\left( \frac{dx}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dz}{dt} \right)^2 = V^2, \quad (2.53)$$

то інтеграл (2.52) можна переписати у вигляді

$$\sum m V^2 = 2E_{\Pi} + h. \quad (2.54)$$

Вирази (2.52) та (2.54) мають назву інтегралів живої сили або інтегралів енергії. Необхідно підкреслити, що дослідити форму орбіт у задачі про три тіла суворо аналітично можливо лише при деяких приватних випадках. Тому у всіх інших випадках застосовуються методи часткового інтегрування.

З наведеного вище опису руху в дальньому прошарку зони ДТТЗ видно, що макропроцеси мають суттєву відмінність від мікропроцесів. Так, на рівні

побудови атому ДТТЗ, яку являє собою електронна хмара, має дуальний характер хвилі та корпускули.

На макрорівні ДТТЗ зовсім полишена властивостей хвилі. Об'єкти, які обертаються навколо своїх центрів мас, рухаються за еліпсоїдальними орбітами. Мало того, у процесі руху всі вільнорухомі елементи ДТТЗ вилаштовуються у одну площину з подальшим процесом утворення більш великих об'єктів. Найбільш яскравим приладом тут є Сатурн зі своїми кільцями (рис. 2.4).

Існує ще одна досить вагома відмінність, а саме – панданна зона атома має кулясту форму, а панданна зона макрооб'єкту суміш кулі та диску.



Рис. 2.4. Кільця Сатурну

Приблизна математична залежність має вигляд:

$$\left. \begin{aligned} y &= \frac{1}{ax^2 + bx + c} \\ y &= \frac{1}{-ax^2 - bx - c} \end{aligned} \right\}, \quad (2.55)$$

що являє собою дві криві, які обертаються відносно вертикальної вісі симетрії з координатою у точці  $x = -\frac{b}{2a}$  та мають максимум у розмірі  $\pm \frac{4a}{4ac - b^2}$ .

### 2.1.2. Процеси подріблення у твердотільній зоні

Однією зі специфічних властивостей твердотільної зони присутності є здібність до розповсюдження у просторі навколо АС. Для СТЗ ця властивість малопомітна, оскільки саме цей різновид зони здібний до утворення ДТТЗ на первинному етапі.

Про відсутність руху в прошарках ДТТЗ можна говорити лише з певним обмеженням, приймаючи тезу квазистатики. У реальності такий рух є на зразок броунівського. Водночас, співудари між елементами ДТТЗ призводять до того, що вони поступово набирають кулясту форму. До того ж, чим довший процес

тертя, тим менший розмір кінцевої кульки. Стосовно природніх процесів, то необхідно зауважити те, що існує велика кількість процесів подрібнення гірських порід, які становлять основу процесу утворення ДТТЗ Землі.

До таких процесів відносять роботу вітру, гідравлічні процеси, вивітрювання тощо [19]. Аналітичного апарату, який давав би опис цих процесів, наразі немає, існує лише первинна класифікація розмірів за принципом: великий, середній, малий тощо. У техніці теж існують технологічні процеси подрібнення з відповідним з фізико-математичним апаратом. До того ж, всі технологічні процеси мають негативний характер і лише у окремих випадках позитивний (злипання). У цьому разі ці технологічні процеси можна вважати ідеалізованим моделюванням природніх. Водночас, якість технологічного процесу визначається ступенем подрібнення

$$n = \frac{D}{d}, \quad (2.56)$$

де  $D$  – найбільший поперечний розмір уламків на початку процесу, а  $d$  в кінці.

Наразі існують кілька технологій подрібнення, хоч умовно їх можна поділити на дві великі групи, а саме тиском та обкатуванням. Дуже важливим параметром подрібнення є витрати енергії на подрібнення.

Існує дві тези стосовно енергії, необхідної для подрібнення матеріалу. Згідно першої тези, робота необхідна для подрібнення пропорцій на площі поверхні подрібненого матеріалу, який утворився у процесі подрібнення. Початковий шматок матеріалу має форму куба з кругом  $D$  і подрібнюється силами паралельними до його граней. Вважається, що легко можна довести співвідношення між ступенем подрібнення, числом площин розпаду та числом нових кубиків, а саме при ступені подрібнення числа площин розпаду  $3(n - 1)$  та числі кубиків  $n^3$ ; при цьому розміри площини розпаду залишаються рівними площі грані первинного кубу.

Отже, загальна площа знов утвореної поверхні

$$S = 3(n - 1)D^2. \quad (2.57)$$

Якщо ми прийнемо питомі витрати роботи на подрібнення одиниці площі дорівнює  $A$ , то загальні енергетичні витрати  $T_{\Pi}$  визначаються як

$$T_{\Pi} = 3AD^2(n-1). \quad (2.58)$$

При достатньо великому ступені подрібнення можна вважати, що  $n-1 \approx n$ , тобто вважати, що енергія витрачена на подрібнення, пропорційна ступеню подрібнення. Отже, для використання формули (2.58) необхідно знати величину  $AD^2$ , тобто роботу, необхідну для руйнування первинного куба за однієї площини. Це робота залежна від властивостей матеріалу і визначається дослідним шляхом. Але, як правило, необхідно руйнувати не ідеальний куб, а об'єкти неправильної форми. Це компенсується введенням у формулу корегуючого коефіцієнту форми  $K$ , як наслідок

$$T_{\Pi} = 3AKD^2(n-1). \quad (2.59)$$

При використанні формули (2.56) маємо можливість оцінити роботу, яка витрачається на подрібнення одиниці матеріалу  $AC$ , тобто

$$T_{\Pi} = 3AKD^2\left(\frac{D}{d}-1\right)\frac{1}{D^3} = 3AK\left(\frac{1}{d}-\frac{1}{D}\right). \quad (2.60)$$

Якщо прийняти питому вагу матеріалу  $AC$  за  $\rho$ , то можна визначити потужність, необхідну на руйнацію однієї маси речовини за негативною технологією

$$N = 3\frac{AK}{\rho}\left(\frac{1}{d}-\frac{1}{D}\right)\frac{1}{100}\cdot\frac{1}{102} = 1,06\frac{AK}{\rho}\left(\frac{1}{d}-\frac{1}{D}\right). \quad (2.61)$$

Використовувати вираз (2.58) можна лише за дослідного визначення величини  $AK$ . Згідно дослідних даних величина коефіцієнта  $K = 1,2 \div 1,7$ .

Згідно з другою версією утворення дрібних елементів робота необхідна для подрібнення пропорційна зміні (зменшенню) об'єму шматків матеріалу і визначається як робота сил деформації при роздавлюванні у відповідності до закону Гука [17, 20]:

$$T_{\Pi} = \frac{\sigma^2 \Delta V}{2E}, \quad (2.62)$$

де  $\sigma$  – руйнуюча напруга матеріалу при деформації;  $E$  – модуль пружності матеріалу;  $\Delta V$  – різниця об'ємів шматків матеріалу до та після подрібнення.

Формула (2.62) не є достатньо точною, оскільки застосована лише у межах напруг, які не перевищують межу пружності речовини АО. Тим не менш процеси руйнування відбуваються при значно більших навантаженнях. Отже, оскільки подрібнення прямопропорційно об'єму АО, то для двох подрібнених АО:

$$\frac{T_{\Pi 1}}{T_{\Pi 2}} = \frac{V_1}{V_2} . \quad (2.63)$$

Водночас вважається, що швидкість деформації у обох випадках однакова, хоча це не так, оскільки деформація для твердих тіл має більш швидкий характер, ніж, наприклад, для в'язких. Робота визначається як добуток сили руйнування на абсолютну деформацію АС, тобто (2.17).

Отже,

$$T_{\Pi} = FE_v . \quad (2.64)$$

Оскільки, згідно закону Гука деформація прямо пропорційна розмірам об'єкту, то

$$\frac{E_{v1}}{E_{v2}} = \frac{a_1}{a_2} \quad (2.65)$$

або після порівняння з попередніми виразами отримуємо

$$\frac{T_{\Pi 1}}{T_{\Pi 2}} = \frac{F_1 E_{v1}}{F_2 E_{v2}} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{a_1^3}{a_2^3} . \quad (2.66)$$

Таким чином, згідно другої тези робота подрібнення пропорційна кубам лінійних розмірів у той час, як з першою пропорційно площам перерізів. Обидві тези не мають повного узгодження з практикою. Друга теза практично співпадає за крупного подрібнення, в той час як перша за мілкового подрібнення. Поки що ці тези не дають головного, а саме швидкості формування. Наразі у техніці існує два технологічних процеси подрібнення, які досить сильно схожі на природні, а тому є можливість на засадах цих процесів створювати моделі утворення елементів ДТТЗ.

Найближче до того, що ми розглядали у цьому розділі (рис. 2.3) ця технологія подрібнена за допомогою бігунів (рис. 2.5).

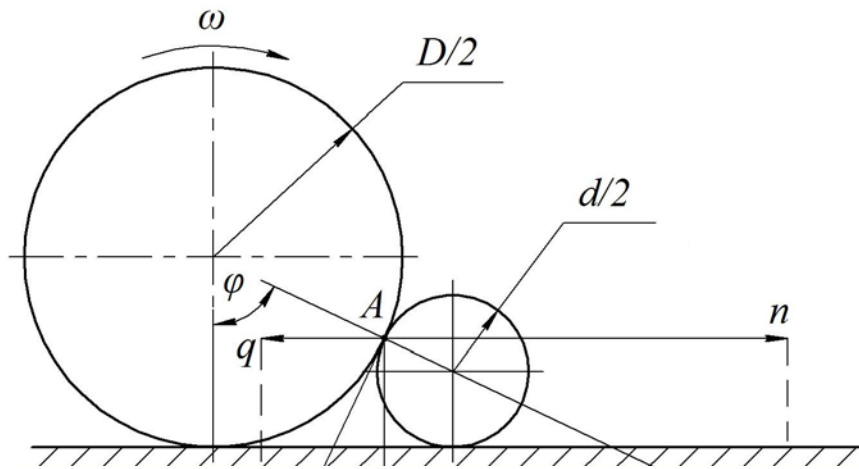


Рис. 2.5. Руйнування за допомогою бігунів

Технологічний процес у цьому випадку полягає у тому, що по колу котиться циліндр і розбиває грудки речовини АС. Принцип такого подрібнення показано на рис. 2.5. Для того, щоб відбувалося подрібнення, кут захоплення бігуна повинен бути менше кута тертя подрібненого матеріалу. Ця умова утворюється на засадах аналізу сил діючих на шматок речовини у точці А. У цій точці на речовину діють дві сили: радіальна  $r$  та тангенціальна  $t$ . Якщо обидві сили розкласти на складові, то отримуємо вектори  $m$ ,  $n$  та  $q$ ,  $p$ . Водночас, сила  $q$  намагається втягти шматок під циліндр, а сила  $n$  виштовхує його. Для подрібнення необхідно, щоб виконувалася умова  $q > n$ , або

$$t \cos \varphi > r \sin \varphi. \quad (2.67)$$

Підставивши значення  $t = kr = rtg\rho$ , де  $k = tg\rho$  коефіцієнт тертя, отримуємо

$$tg\rho > tg\varphi \text{ або } \varphi < \rho. \quad (2.68)$$

Зазвичай, кут зтягання  $25 \div 30^\circ$ , а з рис. 2.5 маємо можливість отримати

$$\frac{D}{2} - \frac{d}{2} = \left( \frac{D}{2} + \frac{d}{2} \right) \cos \varphi, \quad (2.69)$$

звідкіля отримуємо

$$\frac{D}{d} = \frac{1 + \cos \varphi}{1 - \cos \varphi} \quad (2.70)$$

або при  $\varphi = 25^\circ \div 30^\circ$ .

$$\frac{D}{d} = 15 \div 20. \quad (2.71)$$

Стосовно (2.71) необхідно зауважити, що ці числа значно більші, ніж за ідеальної упаковки (2.22), (2.23) та (2.26). Продуктивність такої технології подрібнення невелика, тобто близько 2% теоретичної кількості речовини. Визначити її, орієнтуючись на форму куба неможливо, тому в основі покладено форму кулі.

Користуючись тим припущенням, можна визначити кількість шматків матеріалу, які теоретично можуть бути подрібнені за годину:

$$x = \frac{2\pi r_c \cdot b}{d^2} 60ni, \quad (2.72)$$

де  $r_c$  – середній радіус обертання циліндрів;  $b$  – ширина циліндра;  $d$  – діаметр шматків матеріалу;  $n$  – число обертів циліндрів;  $i$  – число циліндрів.

Звідси теоретична продуктивність

$$G_{теор} = Z \frac{\pi d^3}{6} \rho_m = 20\pi^2 i r_c b d n \rho_m, \quad (2.73)$$

де  $\rho_m$  – питома вага матеріалу АО.

Зважаючи на продуктивність (2%) фактична буде

$$G = 0,02 G_{теор} \quad (2.74)$$

або

$$G \approx 4 i d b n r_c \rho_m.$$

Одночасно роботу на подрібнення можна приблизно визначити як суму робіт тертя та ковзання при коченні, отже, маємо можливість записати рівність

$$\frac{2\pi r_c n P}{60} = \frac{\pi n b f_1 G}{120}, \quad (2.75)$$

звідки



$$p = \frac{f_1 b G}{4 r_c}, \quad (2.76)$$

де  $P$  – корисна сила, яка діє по дотичній до кола радіусу  $r_c$  для здолання сил тертя,  $f_1$  – коефіцієнт тертя при ковзанні,  $G$  – вага одного циліндра.

Потужність у цьому випадку при ковзанні буде

$$N_1 = \frac{i P V_n}{102}, \quad (2.77)$$

де  $V_n$  – швидкість лінійного руху.

Потужність при коченні визначають за формулою

$$N_2 = \frac{i V_n f_2 G}{102 R}, \quad (2.78)$$

де  $f_2$  – коефіцієнт тертя при коченні, а  $R$  – радіус циліндра.

Наступний варіант подрібнення – це барабан з кулями, який обертається. Привабливість цієї моделі полягає у тому, що рух кульок у цьому барабані дуже схожий на рух піску під час дії на нього хвилі (рис. 2.6).

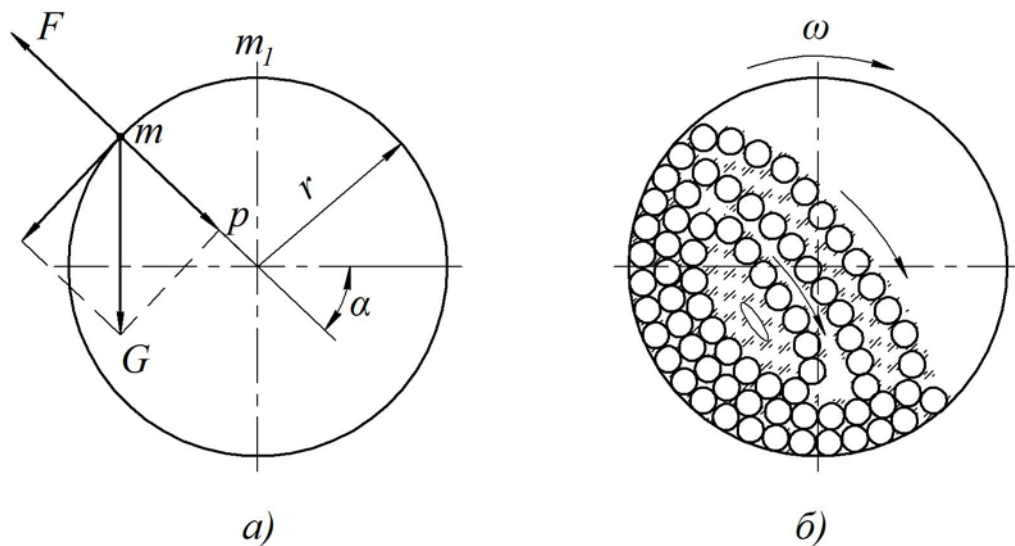


Рис. 2.6. Подрібнення у кульовому млині

Рух кульок у барабані відбувається під дією відцентрової сили та сили ваги (рис. 2.6,а).

Припустимо, що кулька знаходиться у точці  $m$  барабана з кутом підйому  $\alpha$ . Тоді на кульку діє відцентрова сила  $F$ , яка дорівнює

$$F = m\omega^2 r = \frac{G\omega^2 r}{g} \quad (2.79)$$

та сила ваги

$$P = G \sin \alpha, \quad (2.80)$$

де  $G$  – вага кулі,  $\omega$  – кутова швидкість обертання,  $D$  – діаметр барабана,  $n$  – число обертів,  $F$  – відцентрова сила.

Для того, щоб куля утримувалася у рівновазі, необхідно виконувати умову  $F \geq P$ , або

$$\frac{G}{g} \omega^2 r \geq G \sin \alpha. \quad (2.81)$$

При  $\alpha = 90^\circ$  кулька знаходиться у точці  $m_1$

$$\omega^2 r \geq g. \quad (2.82)$$

Якщо замість величини  $\omega$  підставити її значення  $\omega = \frac{d\pi n}{60}$ , то отримуємо

$$\left( \frac{2\pi n}{60} \right)^2 r \geq g, \quad (2.83)$$

звідки максимальне число обертів

$$n = \sqrt{\frac{60^2 g}{4\pi^2 r}} = \sqrt{\frac{60^2 \cdot 9,81}{4 \cdot 3,14^2 \frac{D}{2}}} \approx \frac{42,3}{\sqrt{D}}. \quad (2.84)$$

Величина  $n$  за виразом (2.84) є критичною, тому використовують вираз

$$n = \frac{32}{\sqrt{D}}, \quad (2.85)$$

хоча оптимальними вважаються значення

$$n = \frac{37,2}{\sqrt{D}}. \quad (2.86)$$

Така різноплановість у формулах пояснюється кількістю прошарків кульок, які досягають крапки  $m$  (рис. 2.6,а) та руху прошарків (рис. 2.6,б). Для правильної роботи млина необхідно витримувати співвідношення між діаметром кульок та шматками матеріалу.

Оскільки процес пов'язаний з продуктивністю, то необхідно визначити мінімальний розмір кульок, тобто

$$d_{\min} = d_{\max} \sqrt[3]{\frac{\sigma^2}{1,28 E \rho_{\text{ш}} D}}, \quad (2.87)$$

де  $d_{\max}$  – максимальний розмір шматка речовини;  $\sigma$  – межа міцності речовини до подрібнення;  $E$  – модуль пружності;  $\rho_{\text{ш}}$  – питома вага кулі;  $D$  – внутрішній діаметр барабана.

Продуктивність у цьому випадку

$$G = \frac{c \cdot B_{\text{н}}}{g^{0,4}} D^{2,4} \cdot L n^{0,8} \cdot k_3^{0,6}, \quad (2.88)$$

де  $c$  – коефіцієнт залежний від властивостей речовини АО (мілкота помолу, вологість, крупність тощо) і визначається дослідним шляхом;  $B_{\text{н}}$  – питома насипна вага кулі;  $D, L$  – внутрішній діаметр та довжина барабану;  $n$  – кількість обертів;  $K_3$  – ступінь заповнення барабана кулями;  $g$  – прискорення вільного падіння.

Отже, ми розглянули деякі аспекти отримання подрібненого матеріалу у технологічних процесах. Таким чином, необхідно з'ясувати, наскільки можуть бути застосовані ці аналітичні викладки до природніх процесів. По-перше, ми отримали критерій подрібнення (2.56), на засадах якого можемо більш-менш визначитися зі спектром подрібненого матеріалу. Під спектром подрібнення треба розуміти зв'язок кількості елементів ДТТЗ з їх масою. Тобто кількість елементів – це функція залежності від розмірів об'єму  $S(V)$  або зовнішньої площі  $S(S)$ .

З іншого боку, використовуючи залежність енергетичної подовженості, з тому можна утворити наступний логічний ланцюжок, а саме пов'язати в одне ціле лінійні розміри з (2.56) та енергетику окремих часток.

Отже,

$$D \equiv x_i = \sqrt[i-1]{\frac{ei!}{\xi}}, \quad d \equiv x_n = \sqrt[n-1]{\frac{en!}{\xi}}, \quad (2.89)$$

звідкіля

$$n = \frac{x_i}{x_n} = \frac{\sqrt[i-1]{\frac{ei!}{\xi}}}{\sqrt[n-1]{\frac{en!}{\xi}}} = \sqrt[i-n]{\frac{i!}{n!}}, \quad (2.90)$$

де  $i$  – приймає значення 2, 6, 24, 120, 720....

При цьому вираз (2.60) набуває вигляду

$$T_{\Pi} = 3AK \left( \frac{1}{x_n} - \frac{1}{x_i} \right) = 3AK \left( \frac{\sqrt[n-1]{\frac{en!}{\xi}} - \sqrt[i-1]{\frac{ei!}{\xi}}}{\sqrt[n+1-2]{\frac{e^2 i! n!}{\xi^2}}} \right). \quad (2.91)$$

Тобто, користуючись виразами (2.90) та (2.91), можна уявити процес подрібнення у більш теоретичному вигляді, ніж їх попередники, оскільки ці залежності можуть бути більш застосовувані, ніж їх прототипи.

Ситуація з другою версією більш проблематична, оскільки вираз (2.62) є недостатньо вірним, тому що енергія або робота не може дорівнювати об'єму. тобто у виразі під  $\Delta V$  необхідно розуміти енергію (роботу), яку треба витратити для отримання необхідної різниці в об'ємах. У цілому цей критерій є досить корисним та інформативним, тим не менш більш достеменним могло б бути застосування технологічного імпульсу [1, 2].

Застосування імпульсу призводить до того ж самого результату, що і у (2.63, 2.64, 2.65, 2.66), а тим більше це дає нам шлях для вирішення задачі з розподілом у просторі окремих елементів ДТТЗ.

Для природних явищ форма з великою кількістю пругів характерна лише на первинному етапі утворення елементів ДТТЗ. Зазвичай це первинні етапи руйнування гірських порід. У таких випадках утворюються форми ДТТЗ, які

мають багато кутів, пругів та їх комбінацій. У подальшому ці елементи завдяки негативній технології втрачають масу поступово, наближаючи свою форму до кулястої. Під негативними технологічними процесами у цьому випадку слід розуміти вивітрювання, роботу вітру, терморуїнації, гідродинамічні процеси. Водночас, руйнування ДТТЗ здебільшого відбувається по поверхні малими часточками, а не поступовим подрібненням. Як наслідок, отримуються форми, які наближаються до геометрії тривісного еліпсоїду і вже потім до кулі. Процес триває весь час, поки елемент не набуде мінімальних розмірів, до того ж більші за розмірами кульки будуть впливати своїм тиском на менші. У цих природніх процесах існує певна закономірність, яка проглядається, якщо розглянути технічні та теоретичні процеси, які відображено на рис. 2.3, 2.5, 2.6. На рис. 2.3 ми маємо статичну картину проекцій куль у діаметральній площині, а на рис. 2.5 та 2.6 принцип подрібнення ДТТЗ від більшого до меншого розміру. Достатньо спрощеного погляду, щоб зрозуміти, що рис. 2.3 та 2.5 поєднані між собою на фізико-математичних засадах. Уявимо, що ми маємо площину, на якій рівномірно розміщено велику кількість геометрично правильних за формою куль однакового діаметру та невелика кількість кульок меншого діаметру. Якщо велика кулька притуляється до стінки, то між нею та стінкою може прослизнути менша кулька з радіусом не більше за  $r_2$  (рис. 2.3,а). Більші за розмірами не пройдуть, бо будуть стиратися до розмірів за радіусом  $r_2$  і менше. У випадку, якщо маємо дві зімкнуті кулі на площині, то маленька кулька, яка зможе пройти між ними, буде мати діаметр не більший за  $d/3$ . Якщо це три зімкнені кулі, то маленька кулька, яка замкнена їхніми поверхнями буде мати радіус не більший за  $a/3$ . Але, окрім такого наповнення, все одно залишиться ще вільний простір, який може бути заповнений або за законом (2.27) або іншим. Якщо всі кулі рухаються по плоскій поверхні, то за умови (2.70), тобто існування критичного кута  $\varphi = 25^\circ \div 30^\circ$  всі елементи ДТТЗ, що створюють цей кут менший – руйнуються, а ті, що більший обкатуються до кулі. Як наслідок ми отримуємо послідовність

$$\frac{D}{d_1} = \frac{a}{b}; \quad \frac{d_1}{d_2} = \frac{a}{b}; \quad \frac{d_2}{d_3} = \frac{a}{b}; \quad \dots \quad \frac{d_n}{d_{n+1}} = \frac{a}{b} \quad (2.92)$$

або у підсумку

$$D = \left( \frac{a}{b} \right)^n d_{n+1}, \quad (2.93)$$

де  $a = 1 + \cos\varphi$ ,  $b = 1 - \cos\varphi$ .

У загальному випадку ми можемо прийняти наступну залежність

$$D = f_D \cdot d \quad (2.94)$$

як варіант спектрального подрібнення за який може бути прийнятий з одного боку для технологічних процесів, а іншого – природніх.

У цьому випадку функція  $f_D$  повинна сприйматися як функція руйнування ДТТЗ за визначеним законом

$$f_D = \frac{1 + \cos\varphi}{1 - \cos\varphi}. \quad (2.95)$$

Кут  $\varphi$  у цій залежності необхідно сприймати не як простий кут наїзду бігуна (катка) на об'єкт, а як функцію закону відносного розподілу часток за розміром (рис. 2.7).

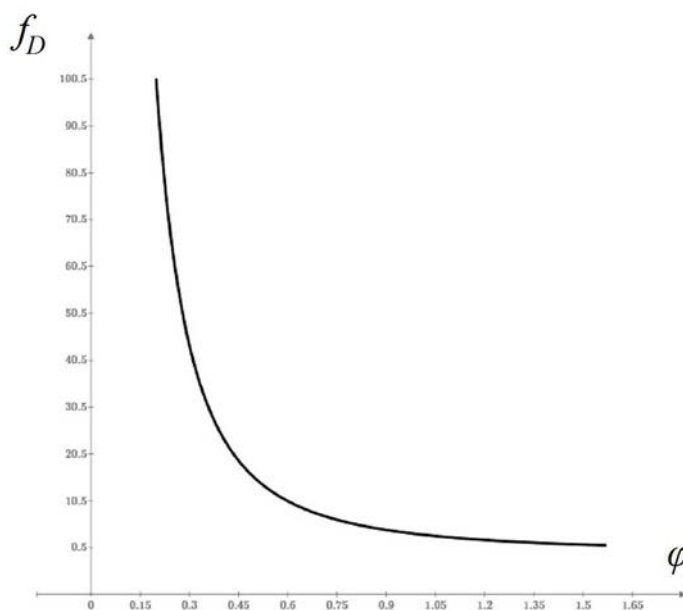


Рис. 2.7. Загальний характер функції подрібнення

Окрім того, кількість уламків визначає вираз (2.72). Для спрощення його вигляду приймемо низку умов, а саме:

$2\pi r_c \cdot b = S_{\phi T}$  – формотворча поверхня;

$d^2 = S_M$  – діюча уявна площа одиниці ДТТЗ матеріалу;

$n = \frac{1}{T} \approx \frac{W}{2\pi}$  – колова частота утворення ДТТЗ.

Таким чином отримуємо:

$$z = \frac{S_{\phi T}}{S_M} \frac{W}{2\pi}. \quad (2.96)$$

Звідки (2.73) набуває вигляду:

$$G_{теор} = 10 \cdot S_{\phi T} \cdot \sqrt{S_M} \cdot \omega \cdot \rho_M, \quad (2.97)$$

а вираз для корисної сили (2.76)

$$P = \frac{f_1 \cdot b \cdot G}{4r_c} = \frac{1}{4} f_1 k_0 \cdot G, \quad (2.98)$$

де  $k_0 = \frac{b}{r_c}$  – коефіцієнт спотворення прямокутності (асиметричності).

Стосовно потужності, необхідної до формотворення (2.77), (2.78), то необхідно помітити, що лінійна швидкість  $V_L$  може бути стабільною лише при виробничих процесах, коли задається спеціальними пристроями. У природніх технологічних процесах такого не може бути, оскільки швидкість руху вітру або води є наслідком аерогідродинамічних законів, які залежні від форми АО (закон Бернуллі). При цьому рух відбувається під тиском повітря або води. Зазвичай для природніх процесів – це коливання різного характеру. Попередньо розглянуте, характерне для кам'яних осипів у гірських масивах. Для піщаних масивів типу пустелі або побережних смуг більш характерним є модель з рис. 2.6. Пісок (піщинки) під дією повітря або води рухається доверху, а потім скочується до низу за траєкторією, показаною на рис. 2.6,б, але у протилежному напрямку, ніж на рисунку. Якщо провести аналогію з природніми процесами за аналогічними виразами (2.79), (2.80), (2.81), (2.82), (2.83), то необхідно зробити

низку зауважень. По-перше, стосовно напрямку руху. Отже, кульки у барабані млина рухаються в напрямку руху внутрішньої поверхні, оскільки мають силовий дотик тертя з внутрішньою поверхнею барабана. І тільки, коли кульки втрачають дотик з поверхнею, вони рухаються самостійно вниз під дією сили земного тяжіння. Звісно у природі такі процеси, типу "підйом-падіння", досить поширені, а тому розглянемо деякі з них, навіть приховані.

Найбільш прихований процес стосується рослин. Будь-яка рослина зрощує свою масу через ТФ, який поступово реалізується, тобто зерно у пшениці плоди дерева тощо. За досяганням вони падають на землю, частина дає нову паросль, а частина перетворюється на ґрунт, яким користується рослина. Водночас, швидкість цього циклу повільна у напрямку зростання і велика при падінні, як наслідок, плід руйнується. Схожий процес відбувається при русі Земної кори при утворенні гір (рис. 2.8).



Рис. 2.8. Типове явище ДТТЗ на поверхні земної кулі



Практично всі гори та гірські масиви повільно піднімаються до гори. Швидше за гори підіймаються тільки вулкани [19]. Підніматися до нескінченності вони не можуть, бо мають відповідні обмеження, а тому починається процес руйнування верхівки. Водночас, кам'яні брили, лава тощо з великою швидкістю спускаються до низу, зазнаючи відповідного руйнування.

Цей процес досить таки повільний. Більш швидко йдуть процеси на схилах ярів, барханів прибережної смуги тощо. Ситуація полягає у тому, що ці схили є складовими осадових порід, які пройшли певний період пресування. Наприклад, звичайна крейда, яка під дією вітру, дощу та Сонця перетворюється практично на пил, який осідає під схилом, але потім знов піднімається вітром до верху. Аналогічно до цього поводяться глини, леси, пісковики тощо. У пресованому стані ці породи мають можливість утримувати кут  $\alpha$  (рис. 2.6,а) до  $90^\circ$  і більше. Тому точка  $m_1$  для них звичайне явище, навіть не критичне. Для осипу, коли схил складається з окремих частот кут  $\alpha = 30^\circ$  ( $\sin \frac{\pi}{6} = \frac{1}{2}$ ) є межа

умовного спокою. При кутах  $\alpha$  до  $45^\circ$  ( $\sin \frac{\pi}{4} = \frac{\sqrt{2}}{2}$ ) схил практично нестабільна система, оскільки за найменшого струсу скидає зайвий матеріал до  $30^\circ$  і менше. Так, наприклад, для прибережної смуги цей кут може становити кілька градусів.

Радіус  $r$  у технічних пристроях може бути максимум кілька метрів. Для природніх явищ, зважаючи на мінімальні величини кута  $\alpha$  цей радіус може сягати кілометрів. Кутова швидкість  $\omega$  може являти собою кутову швидкість Землі, як одну сталу інтервалу, яка визначає припливи та відпливи у морях та океанах. З іншого боку, це хвильові процеси на березі водойми. Окрім того, існують коливальні процеси, такі як епейрогенічний рух літосферних плит та коливальні процеси у зоні субдукції [19]. Отже, вираз (2.82) стосовно природніх процесів варто розглядати як

$$a_B \geq g \sin \alpha,$$

де  $a_B = \omega^2 r$  – відцентрове прискорення,  $\alpha$  – кут природнього схилу.

На жаль, розміри кульок ДТТЗ у цьому випадку не можуть бути зорієнтовані на діаметри за виразом (2.87). Як вже згадувалося вище, орієнтування може бути на залежності (2.89), (2.90), (2.91). Ще гірші обставини маємо з терміном часу, який необхідно витратити на отримання кулястого елемента визначеного діаметру.

На довершення перегляду можливих типів ДТТЗ розглянемо ще одну з найбільш складних. Найскладнішою є зона пилу та газу, що має власні фізико-хімічні властивості. Сутність цієї зони, і, як наслідок, її складності полягає у тому, що вона складається з низки різних компонент. Наразі можна виокремити три наступних компоненти.

По-перше, це пил, який являє собою невеликі шматочки хімічних сполук, які є фрагментами твердих тіл, що часом мають досить велику твердість. Зазвичай ці об'єкти мають кулясту форму розміром до десятків мікрометрів. Основною властивістю цієї фракції є те, що, маючи порівняно невелику вагу, вони легко переміщуються під дією аеро- та гідродинамічних сил у просторі, тобто поводять себе як елемент аерогідродинамічного потоку. Водночас, маючи швидкість потоку, отримують абразивні властивості та здібності до проникнення у будь-які шпарини АО, створюючи стійкі накопичення, що є елементом зони присутності твердого типу, для якої поверхнею базування є поверхня АО. Ще однією властивістю є кінцева твердість елементів пилу (порошків). Так, наприклад, пил з окису кремнію ( $\text{SiO}_2$ ), що має ледве не максимальну твердість у порівнянні з корундовою ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) або алмазною (C), які мають менше поширення. Тим не менш,  $\text{SiO}_2$  доволі часто застосовують у технологічних процесах, призначених для поверхневого застосування, зокрема поліровка. У порівнянні з ними, наприклад, звичайна крейда ( $\text{CaCO}_3$ ) є дуже м'якою, а порошок тальку ( $\text{Mg}_3[(\text{OH})_2\text{Si}_4\text{O}_{10}]$ ) взагалі має найнижчі значення твердості. Але, водночас, необхідно оцінювати їх хімічний вплив на процеси у АО (БО, БТО) з огляду на тривалість часу існування зони присутності цих речовин до повного виводу назовні. Сюди також потрібно віднести й органічні

сполуки, які утворюють зони присутності БО, наприклад шкіри, волосся, кісток тощо.

По-друге, це невеликі молекулярні сполуки, які являють собою блоки молекул, котрі не можуть бути ідентифікованими як пил, з одного боку, але й не можуть бути прийнятими за окрему молекулу. Зазвичай активність цієї фракції набагато вища за попередню з огляду на хімічний склад, але має меншу абразивність. Тобто залежно від аеро- та гідродинамічних умов свого існування вони мають вплив на хімічні реакції, зокрема абразивність. Якщо ця фракція виокремлюється одним АО для позначення своєї зони присутності, то для іншої це може мати вкрай негативні наслідки. Як приклад, можна навести реакції живого організму на екстремальні ситуації – виділення секреторних речовин тощо [21]..

По-третє, це елементарні хімічні сполуки, які не мають властивостей абразивності, але є дуже активними у хімічних реакціях. У першу чергу, це високоактивні гази – кисень ( $O_2$ ), хлор ( $Cl_2$ ), фтор ( $F_2$ ) тощо, які активно вступають у хімічні реакції, створюючи нові хімічні сполуки (оксиди, хлориди тощо). По-друге, низка газів, що активно вступають у реакції горіння – водень ( $H_2$ ), метан ( $CH_4$ ), сірководень ( $H_2S$ ) тощо, а по-третє, низка металів і металоїдів, як то сірка (S), мідь (Cu), золото (Au). Точніше було б назвати цю компоненту – хімічна зона присутності.

Як вже згадано вище, ця зона повністю підпорядкована законам аеро- та гідродинаміки, але, коли відсутні сили, діючи у аерогідродинамічному просторі, на цю зону має великий вплив електростатичні сили, а також сили магнітного поля та гравітація [17, 20]. Водночас на цю ЗП діє акустична хвиля, яка утворює ущільнення у загальному аерогідродинамічному просторі. Оскільки маса частинок є дуже малою, на них мають великий вплив тиск квантів світлового випромінювання. Як наслідок, маємо низку сил, які діють на окремо визначену частинку ЗП. До того ж, кожна з них рухається у напрямку дії результуючої сили, яка визначається перевагою тієї чи іншої польової

структури у загальному підсумку. Ця зона має дуже велике розповсюдження, як серед неживих, так і серед живих об'єктів. Так, наприклад, ця зона широко використовується живим організмом людини при сповіщенні про свій генетичний код виділенням феромонів (запаху) на великій відстані (до 10 М), а іноді і на значно більший [21].

Отже, ми маємо окремі молекули, як елементи ДТТЗ, оскільки вони є твердими частками за загальним уявленням. Але молекули є лише структурна складова речовини. Таким чином існує межа, де ми маємо можливість констатувати, що ось молекула, а ось речовина. Стосовно цього критерію є можливість використовувати ту саму методику, що і у теоремі поверхні торкання. Отже, таким критерієм може бути надбання якоїсь нової властивості хімічною речовиною. Таким чином, ми зможемо визначитися з ДТТЗ та хімічною зоною присутності. Властивості такого критерію ми отримуємо, коли хімічні елементи перетворюються на деякі з'єднання з агрегатною побудовою та кристалічністю. Наприклад, з якого моменту, групу молекул солі (NaCl), можна вважати кристалом – дві, три або більше.

У підсумку до цього скороченого розгляду маємо можливість зробити наступні висновки.

По-перше, твердотільна зона присутності є характерною рисою будь-якої абстрактної сутності.

По-друге, твердотільна зона присутності поступово переходить у хімічну зону присутності.

По-третє, ТТЗП сама по собі з часом перетворюється на хімічну зону присутності.

По-четверте, елементи ДТТЗ за своїми розмірами змінюються від якоїсь стартової величини до молекулярного рівня.

По-п'яте, у статичному стані ДТТЗ намагається рівномірно розташуватися по поверхні абстрактної сутності.

Як будь-яка зона присутності, твердотільна ЗП має свої інформаційні властивості. Як всі зони властивості, вона несе у собі інформацію про АС. Першим інформаційним чинником є наявність зони як такої, тобто функції ТОНТОР  $c\ T(T)$  або  $T(\bar{T})$ . Така функція дає опис властивостей середовища згідно воно до передачі цієї зони присутності чи ні.

Основна інформаційна властивість ТТЗП – це маса та її подрібненість з параметрами руху елементів. Як наслідок отримуємо потужний імпульсний сигнал присутності та відсутності маси.

Наразі другою інформаційною відзнакою є здібність передачі силових дій, оскільки основний параметр ТТЗ – це твердість з усіма своїми властивостями. Ще однією інформаційною властивістю є здібність до переносу хімічних речовин та інформація про хімічний склад АС.

У загальному вигляді функція реєстрації має наступний вигляд

$$\left. \begin{aligned} T(T)D(t) &= \Xi D(t) \\ \bar{T}(\bar{T})D(t) &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (2.99)$$

де  $0 < \Xi < 1$  – функція трансляції ТТЗ присутності у оточуючому просторі, тобто можливості руху маси.

Розглядати передачу інформації гравітаційним полем має сенс розглядати лише на рівні астрономічних явищ.

### **2.1.3. Мілкодисперсна твердотільна зона присутності абстрактного об'єкта**

Всім добре відомо, що будь-яка поверхня АО має властивість до забруднення тобто покриття мілкими твердими часточками (пилом). Як наслідок, коли необхідно провести вимірювання необхідно очистити її від пилу інакше результати вимірів будуть спотворені. Окрім того, існують поверхні для яких забруднення є вкрай небажаними. До таких поверхонь, в першу чергу, необхідно віднести різного типу оптичні прилади та системи.

Існує ціла низка технологічних процесів, де забруднення пилом станове досить велику проблему. Окрім того, для метрологічних поверхонь це явище взагалі недопустиме, а, отже, вимагає постійної очистки. Для того, щоб проаналізувати явище пилу на поверхні АО, необхідно провести первинне моделювання. Для цього розглянемо низку елементарних випадків. Оскільки ми розглядаємо пил, то необхідно обумовитися, що саме може сприйматися як такий фізичний об'єкт. В [1] розглядалися різні варіанти руху АС у різних середовищах, серед яких найбільш дошкульними є ситуації, пов'язані з рухом твердих тіл, як найбільш впливових на процес вимірювання.

Стосовно нашого дослідження середовища типу рідини, газу та вакууму практично не впливають на результати вимірювання. Оскільки бруд технічного та природнього походження в процесі своєї життєдіяльності набирає форму, яка поступово наближається до форми кульки, то ми надалі будемо сприймати цю форму як ідеалізований об'єкт пилу. При дослідженні будемо вважати, що радіус кульки не впливає на наші дослідження з точності, оскільки існує задача накопичення пилу.

Отже, необхідно дослідити, яким чином форма поверхні впливає на щільність розподілу пилу. Для цього приймаємо тезу, що основною діючою силою на пил є сила земного тяжіння  $F_g$ , яка відноситься до центральносиметричних польових структур. Одночасно усі інші сили, що діють на пил будемо називати сторонніми  $F_{ст}$  незалежно від природи їх походження.

Для початку виділимо низку типових форм поверхні на яких може знаходитися наш досліджуваний об'єкт, наприклад технологічний у процесі обробки матеріалу [22]. У цьому переліку на першому місці є звичайна ідеалізована площина (рис. 2.9,а). Бруд на цій поверхні знаходиться у стані рівномірного прошарку. На другому місці знаходиться ламана поверхня (рис. 2.9,б,в,г), де бруд може знаходитися під різними кутами відносно сили тяжіння. Третім видом поверхні є криволінійні, які утворюють увігнуті та вигнуті поверхні (рис. 2.9,д, е) [3].

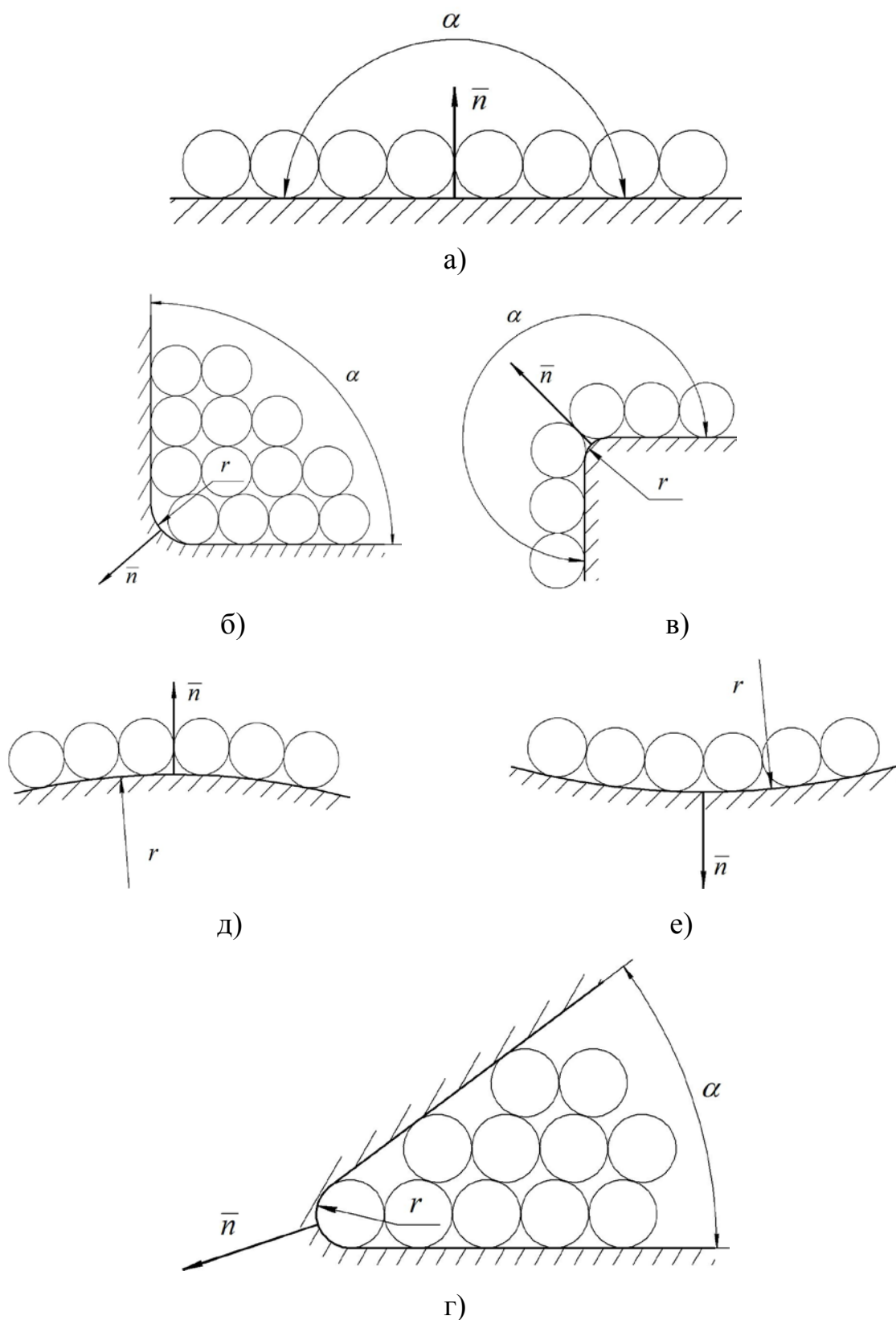


Рис. 2.9. Моделі розташування бруду на поверхні АО, де: а) ідеальна горизонтальна поверхня, б) внутрішній кут, в) зовнішній кут, г) гострий внутрішній кут, д) зовнішня вигнута поверхня, е) внутрішня вигнута поверхня

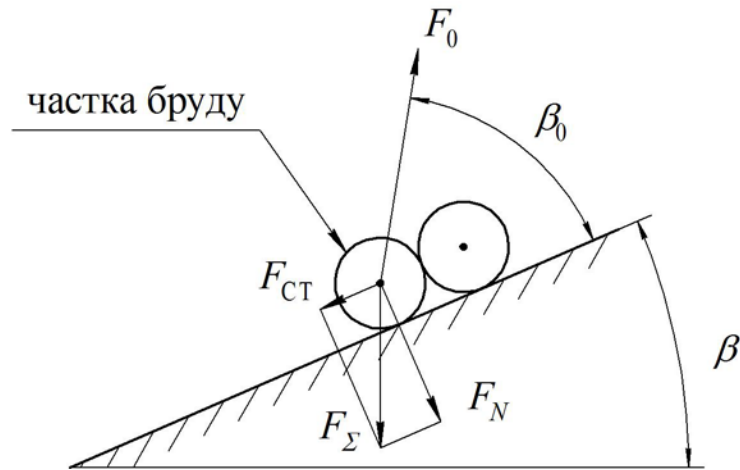


Рис. 2.10. Модель бруду на похилій поверхні

Розглянемо ситуацію пласкої поверхні, коли її нормальний вектор колінеарний з вектором земного тяжіння (рис. 2.9,а) та його модель на (рис. 2.10).

Отже, будь-яка АС знаходиться в стані спокою, коли сума проєкцій сил за обраним напрямком дорівнює нулю, тобто

$$\sum_{i=1}^n F_i \cos \beta_i = 0, \quad (2.100)$$

де  $n$  - число діючих сил,  $\beta_i$  - кут між силою  $F_i$  і довільно обраним напрямком.

Друга умова рівноваги, коли алгебраїчна сума моментів всіх сил дорівнює нулю, тобто

$$\sum_{i=1}^n F_i l_i = 0, \quad (2.101)$$

де  $l_i$  - плече сили  $F_i$

Стосовно нашого випадку (рис. 2.10) сила, яка зіштовхує елемент бруду з похилої площини, знаходиться під кутом до горизонту, визначається як

$$F_{cm} = F_N \tan \beta + F_0 \cos \beta_0. \quad (2.102)$$

Сторонні сили  $F_{ct}$  мають можливість змінювати свій напрямок відносно центру елемента бруду, тому навіть за відсутність кута нахилу не гарантує



відсутності сили зсуву. Тобто існують сили, які виводять елемент зі стану спокою. Водночас, сила  $F_0$  може мати будь який напрямок у просторі, оскільки є незалежною від кута нахилу поверхні стосовно обрію. Такі сили ( $F_0$ ) завжди існують при торканні двох тіл. Найбільш простим прикладом є наявність сил тертя, які при деяких кутах взагалі призводять до нерухомості об'єкту на поверхні. Тим не менш, саме ці сили призводять до руху бруду по поверхні. Так, наприклад, сторонні сили від сили тяжіння мають можливість утворюватися навіть на абсолютно горизонтальній поверхні внаслідок неупорядкованості елементів бруду (рис. 2.11).

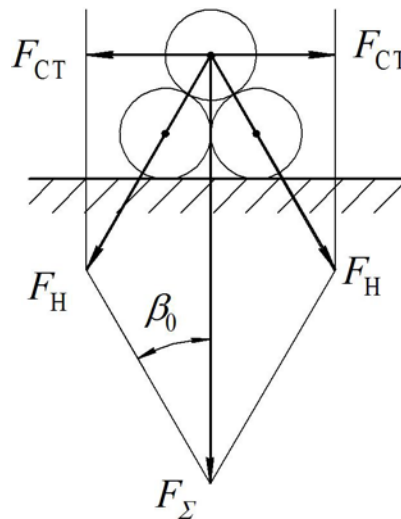


Рис. 2.11. Моделювання взаємодії елементарних часток бруду на чистій поверхні

За цього прикладу сторонні сили утворюються завдяки тиску верхнього елемента на два проміжні, які знаходяться під дією гравітаційної сили  $F_\Sigma$ . Водночас, сили, які тиснуть на два інших елемента, тобто  $F_H$ , визначаються як

$$F_H = \frac{F_\Sigma}{2 \sin \beta_0}. \quad (2.103)$$

При щільному змиканні кут  $\beta_0$  дорівнює  $\frac{\pi}{6}$ , а  $\sin \frac{\pi}{6} = \frac{\sqrt{3}}{2}$ . Наразі це є

мінімум, який мають нормальні сили, тобто

$$F_H^{\min} = \frac{F_{\Sigma}}{\sqrt{3}}. \quad (2.104)$$

Як наслідок, сторонні сили водночас матимуть теж мінімальну величину

$$F_{CT}^{\min} = F_N \sin \beta_0 = \frac{2F_{\Sigma}}{\cos \beta_0} \sin \beta_0 = 2F_{\Sigma} \operatorname{tg} \beta_0 \quad (2.105)$$

або при  $\operatorname{tg} \frac{\pi}{6} = \frac{1}{\sqrt{3}}$

$$F_{CT}^{\min} = \frac{2}{\sqrt{3}} F_{\Sigma}. \quad (2.106)$$

З виразу (2.105) досить легко побачити, що зі збільшенням кута сили значно зростають, так за кута  $\frac{\pi}{4}$  стороння сила стає рівною підсумковій, а при куті  $\frac{\pi}{3}$  перевищує його і стає рівною  $\sqrt{3}F_{\Sigma}$ . Отже, звідсіля маємо зробити висновок, що бруд має можливість рівномірно розподілятися по поверхні під дією сторонніх сил. Спонукає до цього різке зростання сторонніх сил  $F_{CT}$  майже до нескінченності. Тим не менш цей процес припиняється, коли сили тертя між елементами бруду різко зникають у разі поверхневого зсуву. У цьому випадку елементи бруду розповсюджуються по поверхні залежно від її кривизни.

Отже, ми розглянули поведінку бруду на плоскій поверхні. Тим не менш таких поверхонь маємо превалюючу більшість на технічних об'єктах. Зазвичай накопичення бруду на таких поверхнях прямо залежні від їх кута розташування відносно сили земного тяжіння або іншої гравітаційної сили, що діє на частинки. Наразі це можуть бути електростатичні або магнетні сили. У такому випадку концентрація пилу, який має електричні або магнетні властивості підкорюються конфігурації цих полів. Безпосереднім концентратором частинок будуть являти собою ділянки поверхні, де напруженість поля максимальна, тобто безпосередньо пов'язана з кривизною поверхні, як це показано на рис. 2.9, в, г, д. Наразі кривизна поверхні визначається як [12]

$$K = \frac{1}{R} = \sqrt{\left(\frac{d^2x}{ds^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2y}{ds^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2z}{ds^2}\right)^2}, \quad (2.107)$$

де  $s$  – натуральний параметр, а  $ds$  – його похідна і є відтинком кривої, яка проходить через викривлену частину поверхні.

За наявності кутів на поверхні АО (рис. 2.9, а, б, в, г, д) бруд по різному накопичується на кривих поверхнях. Наприклад, на ввігнутих поверхнях його збирається більш, ніж на вигнутих, хоча здавалося б повинно було бути навпаки. Справа в тому, що за наявності додаткових сторонніх сил відбувається більш накопичення оскільки вони складаються з основними. У цьому випадку сторонні сили діють у бік прогину поверхні, у той час, як на вигинах напруженість полів більша. Тобто будь-які спотворення поверхні створюють підґрунтя до накопичення бруду в тій чи іншій кількості. Ці спотворення однозначно пов'язані з кривизною поверхні, яка повинна дорівнювати нулю. У такому разі похідні від функції поверхні повинні дорівнювати нулю в (2.107). Водночас, мається на увазі, що поверхня має ізотропні властивості, які не впливають на побудову зовнішньої польової структури, тобто її напруженості. Тим не менш всі рівні умови ще не забезпечують умов для відсутності бруду, навіть за відсутності зовнішніх сил. Залишаються лише сили гравітації, які притаманні будь-якій масі. Навіть за відсутності сили тяжіння Землі чи іншого об'єкту сам по собі АО завжди буде притягати до себе значно менші АО (порошинки), які будуть відкладатися рівним шаром по всій поверхні. При цьому за ідеальних умов АО буде створювати навколо себе тверdotільну зону присутності, яка буде підкорятися законам гравітації, тобто невелика планетарна система. Простим прикладом тут може бути сонячна система. За космічними мірлами сонячна система є крихітний елемент всесвіту, яка складається з центрального світила (Сонце) та десятків тисяч своїх сателітів. До того ж, існує і градація сонячного «пилу», тобто планети, астероїди, метеорити, боліди тощо. Окрім того, такі з них як планети мають своїх сателітів. Так

наприклад Земля має одного – Місяць, а Юпітер – 65, деякі з яких не мають навіть назв [16].

Отже, за ідеальних умов ми маємо не менш ідеальний розподіл часток по поверхні. Первинний прошарок по поверхні є одношаровим, навіть за деякої різниці у розмірах. Здавалося б, маючи часточки одного розміру, наприклад ідеалізованої кульки, ми мали були отримати поверхню, вкриту ідеальним прошарком кульок, тим не менш це не так. Розташування кульок, які, незважаючи на свою ідеальну форму, є раціональним об'єктом, неможливо рівномірно розташувати на будь-якій поверхні, не враховуючи те, раціональна вона чи ірраціональна. Окрім того, існує явище крайового ефекту, коли елементи, які знаходяться на краю поверхні, створюють додатковий рух оскільки відсутні сили стабілізації (спокою) (рис. 2.9,б,в). Наразі існує можливість за певної ідеалізації елемент бруду можна вважати часткою заряду, який рівномірно розташовується по поверхні об'єкту. Але стабільність розташування неможлива, бо існують закони електростатики, які ми взяли за основу моделювання процесу накопичення бруду. Стабільність бруду буде неможлива, оскільки це є протиріччям одної з фундаментальних теорем електрики [23], а саме теореми Ірншоу. Наразі ця теорема стверджує, що сукупність нерухомих часток, які взаємодіють між собою з силою зворотно-пропорційною квадрату відстані (притягання або відштовхування), не може створювати стійкої рівноваги системи.

Це є загальний вираз теореми, який стосується основних польових структур, але існує її застосування до електричних зарядів. Отже, будь-яка рівновагова конфігурація електричних точкових зарядів, які знаходяться у стані спокою нестійка, якщо на них, окрім кулонівських сил ніякі інші не діють.

Наразі існують кілька варіантів в доведення цієї теореми як для електричних, так і магнітних, гравітаційних тощо. Окрім того, наводяться приклади, коли ця теорема не спрацьовує, але тут необхідно обумовитися, що за ці протиріччя приймаються варіанти за участю двох-трьох тіл АО, рух яких

обмежено однією координатою. Тобто ці приклади мають досить сумнівний характер. Єдине, де ці приклади спрацьовують це гравітаційне поле, коли дві частки притягаються аж до повного злиття (електричні заряди теж саме). Наразі стверджується, що не існує рівновагових конфігурацій матеріальних крапок, які знаходяться під дією гравітаційних сил. З означеного вище можна зробити висновок, а саме рівняння (2.100) та (2.101) надають опис уявним властивостям АО, а теорема Ірншоу є тією межею за якою уявність втрачає свою дію. Тобто у реальності необхідно розглядати рівняння (2.100) та (2.101). Отже

$$\sum_{i=1}^{\infty} F_i = [\mathbf{S}], \sum_{i=1}^{\infty} M_i = [\mathbf{S}], \quad (2.108)$$

де  $[\mathbf{S}]$  є вектор у 6D координат, хоча це обмеження є досить умовним.

Другим вагомим висновком є те, що у твердотільній зоні присутності рівновага всіх сил та моментів неможлива. Тобто теорема Ірншоу має наслідок: якщо є невірноваженість просторового розташування об'єктів АС, то існує рух.

Попри всі ці розгляди фізичних доказів руху у зоні присутності існують сили взаємного зв'язку між мілкими об'єктами АС та тілу АС, якому притаманний цей бруд, тобто твердотільна зона присутності має нестійкий характер. Посередній доказ такої ситуації є броунівський рух. Але, якщо броунівський рух вважається хаотичним, то твердотільна зона присутності є цілком цілеспрямована. Причина подібної ситуації полягає у тому, що загальний рух у системі матеріальних тіл задає найбільша маса, до того ж абсолютно неважливо, більша її маса за масу зони присутності чи ні, тобто зберігається кінетичний момент усієї системи. Посереднім доказом теореми Ірншоу може бути ще одна ситуація, яка може виникнути при аналізі розподілу бруду по поверхні, це проблема крайових сил. Сутність її полягає у тому, що, вирішуючи уявні задачі, ми користуємося методикою вирішення крайових задач, коли відсічна частина замінюється еквівалентними силами. Але це лише уявна ситуація, що має низку обмежень, які лише імітують реальність. У реальній ситуації такого випадку взагалі не може бути, оскільки ми приймаємо

що поверхня або обмежена, або необмежена. Водночас, певна закінчена маса бруду, яка потрапляє на цю поверхню, або розтікається до обмеженої площі і процес припиняється, або не зупиняється взагалі у випадку необмеженості поверхні. Наразі до зупинки процесу руху можуть призвести два фактори. По-перше, маса бруду повинна розподілятися рівним за висотою прошарком, тобто не товще за діаметр елементарної частки сміття. Для поверхні це означає, що повинні зникнути сили розштовхування, тобто відбувається процес встановлення рівноваги. Це можна спостерігати на прикладі виразу (2.105) та рис. 2.11. За логікою виразу (2.105) стороння сила має сягати нескінченності. Тим не менш, при рівності сил тертя верхня кулька просто впадає (рис. 2.11), і сил, які розсувають усі інші кульки, не буде. Тим менш це ілюзія уявної ситуації, оскільки імпульс руху, який передається на сусідні кульки нікуди не зникає. Він передається на всі оточуючі елементи, отже існує закон збереження імпульсу та енергії. Як наслідок він буде розповсюджуватися, як концентрична хвиля, яка супроводжується відповідним рухом елементарних об'єктів.

Друга вимога - це повна стабільність просторових сил та моментів на поверхні, тобто  $\text{grad}F_{\Sigma} = 0$ . Але це неможливо, оскільки обмежена поверхня має края переходи, де  $\text{grad}F_{\Sigma} \neq 0$ , і процес стабілізації неможливий. У випадку нескінченної за площею поверхні маємо два взаємно протилежні випадки. У першому випадку для нескінченної (необмеженої) поверхні необхідно мати необмежену масу сміття. Мало того, його кількість повинна бути рівна не просто нескінченній масі, а подвійній, тобто  $2\infty$ . Час, який необхідно витратити на його розповсюдження, буде дорівнювати нескінченності, тим більше, якщо ця маса вводиться з одної координати, і неодноразово процес руху буде відбуватися вічно. Навіть за обмеженої площі крайовий ефект буде дестабілізувати розшарування бруду і, до того ж, інтенсивніше, ніж на нескінченній поверхні. Якщо на нескінченній поверхні буде розходитися одна концентрична хвиля, то на обмеженій поверхні отримаємо додатний ефект, коли

до центру рухається хвиля, яка відбилася від краю обмеженої поверхні. У широкому сенсі все це можна описати хвильовими рівняннями параболічного типу з відповідними крайовими обмеженнями.

Як згадувалося у попередніх розділах, панданна зона будь-якого АО утворюється завдяки відмінності форми від кулі, та її рухові у просторі. Водночас, просторовий рух АО утворює криволінійний циліндр специфічної форми. Такий циліндр має у перерізі ідеальне коло, але його вісь має опис кривої другого та третього порядку і таку саму творчу. При цьому АО рухається навколо якогось з трьох центрів. Першим центром обертання є природній, тобто навколо центра ваги. Цей центр, суворо кажучи, є концентратором не тільки сил маси АО, а й його внутрішніх динамічних сил. За умови відсутності дії зовнішніх сил АО рівномірно обертається навколо цього центру. За випадку дії примусових сил утворюється штучний центр обертання. При зникненні цих сил обидва центри наближуються один до одного за експоненціальною траєкторією. Третім центром АО є геометричний центр, який розташований на однаковій масштабованій відстані від будь-якої точки поверхні. Фактично цей центр являє собою масштабовану до розмірів крапки форму АО. Водночас, діаметр крапки станове  $[S]$ , яка розташована у просторі відносно поверхні АО за законами афінних перетворень. Цей центр має вагомий вплив за динамічного руху АО, коли на об'єкт починає впливати відносний рух середовища, наприклад вода або повітря.

Як наслідок, всі ці рухи спостерігаються на поверхні АО. Отже, якщо зважити на те, що маса панданної зони має досить нестабільний характер, то і всі процеси, пов'язані з поверхнею, теж мають такий самий характер. Тим не менш, обертання АО навколо своїх центрів призводить до того, що дві критичні крапки максимуму та мінімуму утворюють у просторі правильні траєкторії у вигляді кіл. Таким чином, ми отримуємо дві кулі (одна в одній), які синхронно рухаються в одному напрямку. Рух такої поверхні є досить складним, тому розглядати найпростіші просторові рухи, які притаманні звичайним

елементарним АО. Для цього розгляд будемо проводити на засадах моделювання миттєвої фіксації руху по всіх координатах, окрім одної, яку досліджуємо. Оскільки обертання йде навколо одного або другого центру, то спочатку розглянемо вплив цих центрів на розміри панданної зони звичайного ідеального за формою диска. Водночас, використовуємо полярну систему координат.

Отже, ми отримуємо щонайменше три точки, пов'язані з геометрією та властивостями АС. Наразі можна навести кілька прикладів. Так, наприклад, будь який АО, що має здібність плавати у рідині, має подібні три центри. По-перше, це центр ваги; по-друге, це центр гідростатичного тиску; по-третє, це геометричний центр.

Ще один приклад являють АО, які мають здібність літати: літаки, аеростати тощо. Ці АО теж мають три центри, а саме центр ваги, центр тиску, центр аеродинамічних сил. У кінцевому випадку, окрім вищезгаданих центрів, можуть бути ще кілька. При дії зовнішніх і внутрішніх сил АО буде обертатися під дією результуючого моменту. Ще більш гірша ситуація виникає, коли результуючий момент перемикається з одного центру до іншого. У цьому випадку обмежитися описом простого обертання навколо якоїсь визначеної вісі неможливо, і опис руху навколо центру необхідно проводити за теоретичними засадами кутів Ейлера або Крилова [1].

#### **2.1.4. Сили взаємодії у дискретній твердотільній зоні присутності об'єктів**

Отже, ми розглянули загальні засади утворення ДТТЗП. Проте, у теоретичних засадах ДТТЗП існує низка фізико-хімічних ефектів на загальному тлі властивостей АС. Одним з таких критеріїв ознак є поступове зниження будь-якого параметру без визначення критичної ситуації функції, тобто похідна  $f(x)$  не змінює знак у межах дії цього закону [17]. Отже, наразі ми маємо низку законів, які у тому чи іншому випадку поступово спадають за своєю



потужністю без стрибкоподібної зміни похідної, тобто це є польова структура плинного зниження силової взаємодії [24, 25]. У підсумку ми маємо випадок, коли на часточку ДТТЗП діє кілька незалежних сил. Для рівноваги та спокою у просторі сума усіх сил, діючих на об'єкт АС, повинна дорівнювати нулю. Проте, це далеко не так, оскільки рівновага існує лише в уявному вигляді. У реальній системі координат це просто неможливо, тому що ми маємо можливість уявної зупинки для уявної системи координат і не маємо можливості такої зупинки для реальної. Таким чином, стала ситуація відносно часточки ДТТЗП є ілюзійна і не відповідає дійсності. Отже, як наслідок, маємо дрейф у просторі та часі як наслідок дії низки детермінованих просторових сил. Наразі це має вигляд броунівського руху з низкою усіляких різновидів [17]. Для цього виду руху дуже важливим є наступні параметри: форма, швидкість руху, маса та розмір панданної зони, та результуючий вектор сили зовнішньої дії. Таким чином, щоб дослідити всі ці параметри, необхідно визначитися з тими, що ще не розглядалися у тих чи інших дослідженнях.

Отже, спочатку необхідно розглянути різновиди випадків розташування часток ДТТЗП у приповерхневому шарі середовищ і коло поверхні АО, що відображено на рис. 2.12. Таким чином, при дослідженні поведінки часточки ДТТЗП ми повинні враховувати наступні варіанти силової взаємодії з навколишнім середовищем [26]. Найпростіший випадок і найбільш узагальнюючий розглянуто на рис. 2.12,*а*. У цьому варіанті маємо узагальнену ситуацію, яка почасти складається у приповерхневому прошарку середовища відносно поверхні АО. Отже, ми маємо класичну діаграму з трьох сил. Перша складова, це основна сила, яка притягує часточку до поверхні АО. Друга складова є протидіючою до попередньої, тобто є відштовхуючою. Третя складова, це тангенціальна сила, яка рухає часточку вздовж поверхні АО. Отже, загальна векторна сума сил має вигляд:

$$\mathbf{F}_{\Sigma} = \mathbf{F}_O + \mathbf{F}_B + \mathbf{F}_{\tau}, \quad (2.109)$$

де  $\mathbf{F}_O$  - складова осаду;  $\mathbf{F}_B$  - відштовхуюча складова;  $\mathbf{F}_{\tau}$  - тангенціальна сила.

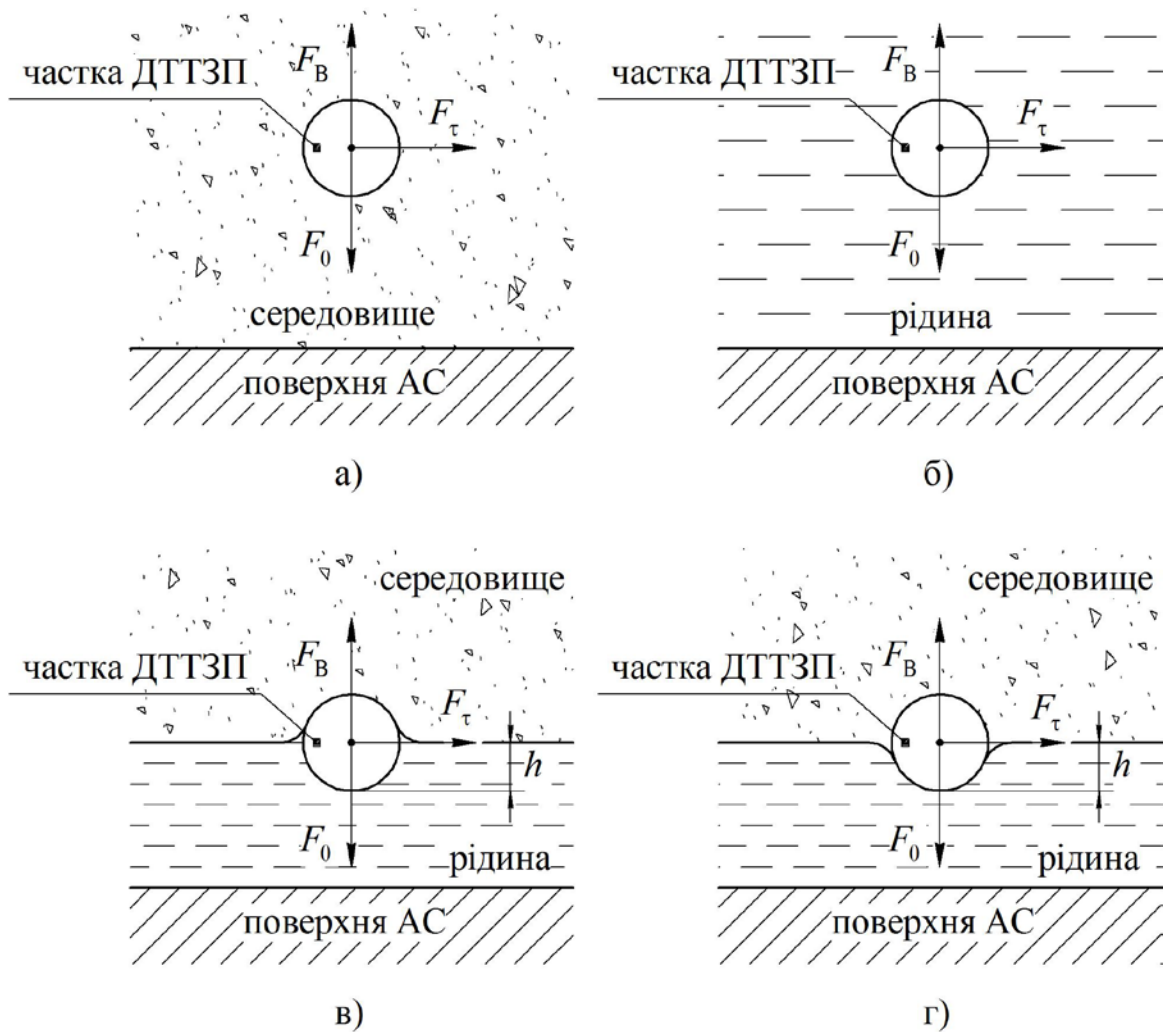


Рис. 2.12. Випадки розташування та взаємодії часточки ДТТЗП у межах поверхні АС, де: а) загальна діаграма сил, діючих на часточку ДТТЗП в умовах невизначеного середовища; б) діаграма сил, діючих на часточку ДТТЗП у рідині поблизу поверхні АС; в) діаграма сил, діючих на часточку ДТТЗП, що змочується при її розташуванні на поверхні рідини у приповерхневому прошарку АС; г) діаграма сил, діючих на часточку ДТТЗП, що не змочується на поверхні приповерхневого прошарку рідини АС.

Аналізуючи сили, які утворюють рівняння (2.109), маємо можливість стверджувати наступне. Сили, які створюють величини  $F_0$ ,  $F_B$  та  $F_\tau$ , мають наступні складові:

$F_r$  - гравітаційна сила, яка діє між будь-якими АС, які мають кінцеву форму та масу;

$F_e$  - електростатична сила тяжіння між об'єктами АС;

$F_m$  - складова магнітної сили притягання при наявності магнітних властивостей між об'єктами;

$F_{AGD}$  - аерогідродинамічні сили, які створюють не тільки сили активної дії у напрямку до поверхні, а й різні проекції від пласко-паралельних до приповерхневих дій.

Наступна складова є відштовхуюча,  $F_B$ , яка має низку компонентів наступного типу:

$F_A$  - Архимедова сила, яка є основною у випадку, коли часточка знаходиться у приповерхневому середовищі;

$F_e$  - електростатична сила у випадку, коли заряди частки та поверхні АС протилежні;

$F_{BC}$  - відцентрова сила, коли об'єкти знаходяться у стані обертання.

Наступною складовою є тангенціальна сила  $F_\tau$ , яка розташована паралельно поверхні і має низку компонентів наступного типу:

$F_{II}$  - сила поверхневого натягу, яка не завжди має сталу величину;

$F_{AGD}$  - аерогідродинамічна сила, яка є наслідком руху середовища.

Отже, якщо звернутися до класичних випадків розташування часточки у приповерхневому прошарку середовища навколо АС (рис. 2.12,а). При цьому отримуємо ситуацію стосовно зовнішнього середовища його щільності та руху, який викликає зсув часточки у просторі. Як наслідок, просторова векторна діаграма має наступні складові.

По-перше, це  $F_0$ , яка викликає осадові процеси у прошарку відносно поверхні АО

$$F_0 = F_r + F_e + F_m + F_{AGD}. \quad (2.110)$$

Отже, сила, що призводить до випадіння осаду ( $F_o$ ), завжди спрямована за нормаллю до поверхні АО і є основною, що утримує часточку.

Першою основною силою, яка призводить до такого руху, є гравітаційна ( $F_g$ ), спрямована за прямою, проведеною через центри ваги об'єкту та часточки. Ця сила є уніполярною, тобто у будь-яких випадках не міняє свою полярність.

Другою силою, що є складовою осадової сили, є електростатична ( $F_e$ ). Особливістю цієї сили є те, що вона може мати різну полярність. У такому випадку при різнополярних зарядах частки та поверхні сила тяжіння набагато більша за гравітаційну і є зверхнею. Напрямок дії є аналогічним за гравітаційною і спрямований за нормаллю до поверхні. Наступною силою, що діє у напрямку осадової, є магнітна ( $F_m$ ). Особливістю цієї сили є те, що вона діє у двох випадках. По-перше, якщо часточка та АС мають магнітні властивості, то вони притягаються згідно законів магнітного поля. У другому випадку, якщо часточка має електростатичні властивості, а АС – магнітні. У цьому випадку за будь-якого стороннього руху виникає взаємодія між часткою та полем АС згідно закону Максвелла. Виникаючий при цьому рух є комбінований, який дає відповідні складові як до сили  $F_o$ , так і  $F_t$ . Ще одна сила, на яку варто звернути увагу, це аерогідродинамічна, яка має властивості як відштовхування, так і притягання залежно від напрямку потоку середовища ( $F_{aed}$ ) [26].

Сила, яка протидіє осадовій, є сила відштовхування  $F_b$ . Ця сила має наступні складові.

По-перше, це сила Архимеда ( $F_A$ ), оскільки вона діє за будь-якої щільності середовища

$$F_b = F_A + F_e + F_{вц} + F_{агд} . \quad (2.111)$$

Ця сила діє у напрямку мінімального тиску середовища.

Як вже згадувалося вище однією з складових сили відштовхування може бути електростатична ( $F_e$ ) у випадку, коли полярність частки та АС така, що вони відштовхуються одна від одної. Ще однією може бути відцентрова сила ( $F_{вц}$ ), яка виникає за спільного обертання часточки та АС.

Останньою складовою цієї сили може бути аерогідродинамічна ( $F_{агд}$ ), яка виникає під час руху середовища відносно поверхні АС. Третя сила, яка діє на часточку, є тангенціальна ( $F_\tau$ ), яка має вектор спрямованості, перпендикулярний до двох попередніх  $F_o$  та  $F_b$ . Ця сила має наступні складові, які діють на часточку ДТТЗП. Перша сила, це сила поверхневого натягу  $F_\Pi$

$$F_\tau = F_\Pi + F_{агд}. \quad (2.112)$$

Ця сила утворюється на межі торкання двох середовищ з різними фізичними властивостями. Друга складова - це аерогідродинамічна сила ( $F_{агд}$ ), а точніше її компонента, спрямована по поверхні розподілу середовищ.

За уявного моделювання ДТТЗ ми приймали окремий елемент у вигляді кульки правильної форми з необхідним нам діаметром для вирішення поставленої задачі. Проте при переході до реальної ситуації це далеко не так. Наразі існує кілька класифікацій. Всі вони мають специфічні напрямки та складові. На думку авторів, основною класифікацією слід вважати природню, оскільки вона не має штучних прикмет. Друга штучна класифікація має специфіку технічного застосування, яка задовольняє наші технологічні вимоги.

Отже, для початку розглянемо природню класифікацію ДТТЗ, оскільки вона є найбільш стара та вживана. Наразі вона складається з наступних груп:

- уламкові породи, які являють собою уламки різних гірських порід та мінералів;
- глинисті породи, які являють собою різні типи мілкодисперсних фракцій аморфного характеру;
- хімічні породи, які являються залишками, що випали в осад хімічних

сполук (галіт, гіпс, вапняк тощо);

- органічні породи, які являють собою залишки, що випали в осад відмерлих рослин та тварин (ракушняк, вугілля тощо);
- змішані породи, які являють собою суміш усіх попередніх компонентів у різних пропорціях.

Усі ці породи являють собою ДТТЗ земної кулі, і зустрічаються нам у повсякденному житті на кожному кроці. Наразі нас цікавлять уламкові породи, оскільки їх руйнація призводить до появи більшості інших.

Природна класифікація уламків порід одразу розподіляється на дві основні групи: пухкі (сипучі) та компактні (ущільнені) [19]. І та і інша групи у свою чергу складаються з двох підгруп, а саме кутуваті та окатані. До того ж, деякі з гірських осадових порід відносяться як до одної, так і до другої підгруп.

Оскільки нас більше цікавлять окатані як продукт природної «обробки», то саме їх розглянемо більш достеменно. Окатані осадові породи мають форму найбільш наближену до кулі, тому що у цьому випадку панданна зона уламків піддається інтенсивному тиску. Таке навантаження призводить до знищення гострих виступів [2]. Загальна діаграма дії сил на уламок призводить до того, що існує результуюча сила, яка обертає уламок при взаємодії з іншими. В решті решт це призводить до кулястої форми.

Отже, згідно цієї класифікації для пухких порід маємо наступне:

- валуни – обкатані уламки розміром більші за 100 мм;
- галька – обкатані уламки діаметром від 10 до 100 мм;
- гравій – обкатані уламки діаметром від 1 до 10 мм;
- пісок – обкатані та не обкатані уламки діаметром від 0,1 до 1 мм;
- алеврит – обкатані та не обкатані уламки діаметром від 0,01 до 0,1 мм;
- пил – обкатані та не обкатані уламки діаметром менші за 0,01 мм.

Останні три різновиди відносяться як до обкатаних, так і не обкатаних. Усі ці різновиди при випаданні в осад утворюють зцементовану масу під назвою конгломерат, гравеліт, пісчаник, алеврит, льос [27, 28]. У широкому

сенсі всі ці фракції, складаючись у тих чи інших пропорціях, утворюють поверхневі накопичення земної кулі, створюючи низку родовищ корисних копалин, які використовуються в науці та техніці промислового виробництва.

Для техніки дуже важливими є суміші твердих часточок та рідини, які мають назву суспензій [27]. Суспензії умовно розділяються на наступні різновиди:

- грубі суспензії є рідиноподібні субстанції, у яких знаходяться зважені частки діаметром більше за 0,1 мм (100 мкм);
- тонкі суспензії, це субстанції рідини, які наповнені частками твердої фази розміром від 0,5 мкм до 100 мкм. Саме на цьому рівні розмірів починає спостерігатися початок броунівського руху;
- мутні – є суспензії, де розмір часток від 0,5 мкм до 0,1 мкм мають інтенсивний броунівський рух, коли часточки вже не випадають у осад;
- колоїдні розчини з часточками дисперсної фази від 0,1 мкм і менше до розмірів молекул.

Отже, часточки пилу знаходяться або на поверхні АО або рухаються у приповерхневій зоні. До того ж, рух має такий характер, що часточки пилу намагаються осісти на поверхні об'єкту. При всій хаотичності цього руху він має певну цілеспрямованість за принципом: менший за розмірами об'єкт рухається у бік більшого. Зазвичай цей процес відбувається під дією сили тяжіння, що завжди присутня між тілами, які мають кінцеву масу. Зіткнення часточок та детермінований рух дуже нагадує броунівський рух. Наразі цим видом руху займається спеціальний розділ фізики, а саме молекулярна фізика, тому є можливість з певними обмеженнями застосовувати її теоретичні засади. У такому випадку ми маємо можливість розглянути ДТТЗП аж до рівня молекули, оскільки молекула теж є елементом цієї зони. За такої тези застосування молекулярно-кінетичної фізики є цілком виправданим. Найкращим прикладом тут може бути сублімація. Отже, нам необхідно дослідити швидкість руху, траєкторію та ступінь її детермінованості.

Розгляд почнемо з елементарного руху, який зустрічається у твердотільній зоні присутності, а саме під дією сили тяжіння. У такому разі швидкість, яку отримує часточка за час падіння  $t$ , визначиться як

$$V = g \cdot t, \quad (2.113)$$

де  $g$  – прискорення сили тяжіння.

Ця формула достеменна для вакууму, але за наявності рідини або повітря у при поверхневому просторі вона себе вже не виправдовує. Отже, при падінні тіл малих розмірів, менше за 1 мм, при визначеній швидкості мають такий опір середовища, що починають рухатися з постійною швидкістю. Швидкість такого рівномірного падіння має назву швидкості осаджування [17, 27]. У загальному випадку ця швидкість може бути визначена із загального закону опору руху тіла в середовищі. Постійна швидкість випадання осаду буде досягнута тоді, коли сила тяжіння стає рівною силі опору середовища, яка визначається за законом Ньютона, тобто

$$F_0 = \eta \cdot S \cdot d_c \frac{V_0^2}{2g}, \quad (2.114)$$

де  $\eta$  - коефіцієнт опору середовища,

$S$  – проекція поперечного перерізу панщанної зони часточки,

$d_c$  - питома вага середовища.

Якщо ми прийнемо умови моделювання, тобто частка має форму кулі, тоді  $S = \pi D^2/4$ , а вираз (2.114) набирає вигляду

$$F_0 = \eta \frac{\pi D^2}{4} d_c \frac{V_0^2}{2g}. \quad (2.115)$$

Сила ваги за винятком архимедових сил для кулеподібних часток буде визначатися як:

$$P = \frac{\pi D^3}{6} (d_q - d_c), \quad (2.116)$$

де  $d_q$  - питома вага часточки.



При досягненні часточкою сталої швидкості, тобто швидкості осадження, виконується рівність

$$F_0 = P, \quad (2.117)$$

або після підстановки

$$\eta \frac{\pi D^2}{4} \cdot d_c \frac{V_0^2}{2g} = \frac{\pi D^3}{6} (d_q - d_c), \quad (2.118)$$

і, як наслідок,

$$V_0 = \sqrt{\frac{4gD(d_q - d_c)}{3\eta d_c}}. \quad (2.119)$$

Коефіцієнт опору середовища є функцією числа Рейнольдса і визначається дослідним шляхом, тобто він залежний від швидкості руху їх розміру, щільності та в'язкості середовища. Тобто коефіцієнт опору має нелінійну залежність від числа Рейнольдса. У випадку необхідності цю залежність можна розподілити на три відносно лінійні частини, особливо якщо прийняти форму частки, як кульки. За значення числа Рейнольдса  $R_e \leq 0,2$  отримуємо

$$\eta = \frac{24}{R_e}, \quad (2.120)$$

що є законом Стокса. При значенні числа Рейнольдса  $0,2 < R_e < 500$  ми отримуємо проміжний закон у вигляді

$$\eta = \frac{18,5}{R_e^{0,6}}. \quad (2.121)$$

За числового значення у межах  $500 < R_e < 150000$  величина коефіцієнта є стала величина, тобто  $\eta = 0,44$  і має назву закону Ньютона. Отже, якщо ми скористаємось цими законами, то при  $R_e < 0,2$  з рівняння (2.119) отримуємо

$$V_0 = \frac{D^2(d_q - d_c)}{18\mu}, \quad (2.122)$$

що є наслідком закону Стокса.

Якщо знехтувати силами інерції, орієнтуючись лише на сили тертя, то силу опору середовища можна визначити як

$$F_0 = 3\pi D\mu V_0. \quad (2.123)$$

Отже, як видно з рівняння (2.123) сила опору середовища під час руху невеликих за розмірами об'єктів пропорційна першому ступеню швидкості падіння.

Застосування виразу (2.123) (закон Стокса) має застосування лише за верхньої межі  $R_e \leq 0,2$ . Водночас, максимальний розмір часточок має обмеження. Для цього у виразі (2.122) замість швидкості  $V_0$  здійснюється підстановка її значення за критерієм Рейнольдса, тобто  $V_0 = R_e \mu g / D d_c$ . За  $R_e = 0,2$  отримуємо

$$D_{\max} = \sqrt[3]{\frac{3,6\mu^2 g}{d_c (d_\tau - d_c)}} \approx 3,3 \cdot \sqrt[3]{\frac{\mu^2}{d_c (d_\tau - d_c)}}. \quad (2.124)$$

Для нижньої межі застосування закону Стокса критерієм є умови осадження, коли розміри часточок сягають величини, рівної вільному пробігу молекул дисперсійного середовища. Як наслідок, опір середовища у цьому випадку визначиться наступним чином:

$$P_0 = \frac{3\pi D\mu V_0}{1 + A \frac{l_0}{D}}, \quad (2.125)$$

де  $l_0 = 10^{-7}$  м - середньостатистичний пробіг молекули газу за визначених умов;  $A$  – константа ( $A \approx 14 \div 20$ ).

Звісно, величина  $l_0$  є досить таки умовна і досить сильно залежною від середовища.

Швидкість падіння часточок у осад для цього випадку визначиться як

$$V_0 = \frac{D^2 (d_\tau - d_c)}{18\mu} \cdot \left( 1 + A \cdot \frac{l_0}{D} \right). \quad (2.126)$$

Таким чином за  $R_e < 0,2$  швидкість руху часточок ДТТЗП кулеподібної форми пропорційна квадрату їх діаметра, різниці питомої ваги часток та середовища, та зворотно пропорційна в'язкості середовища.

За значень числа Рейнольдса  $500 < R_e < 150000$  коефіцієнт опору середовища становить  $\eta = 0,44$ . Якщо ми підставимо це значення у формулу (2.119), то отримуємо наступну залежність для швидкості руху часток

$$V_0 = 5,48 \sqrt{\frac{gD(d_q - d_c)}{d_c}}. \quad (2.127)$$

Для проміжного закону при  $\mu = \frac{18,5}{R_e^{0,6}}$  швидкість випадіння буде визначатися як

$$V_0 = 0,268 \sqrt{\frac{gD(d_q - d_c)}{d_c}}. \quad (16) \quad (2.128)$$

Таким чином, маючи швидкість руху за різних випадків, ми можемо розглянути питання про накопичення ДТТЗП на поверхні АО. В основі вирішення задачі використовується витратне рівняння

$$Q = S \cdot V, \quad (2.129)$$

де  $S$  – площа поперечного перерізу,  $V$  – швидкість руху часток через цю площу.

Отже, якщо ми уявимо, що осідає за час  $t$  та відстані  $a$  вона повинна мати швидкість

$$V_\tau = \frac{a}{t}. \quad (2.130)$$

З іншого боку, падіння часточок з висоти  $h$  над поверхнею АО з швидкістю  $V_0$  дає нам той же самий час, тобто

$$t = \frac{h}{V_0}. \quad (2.131)$$

Отже, підставляючи (2.130) та (2.131) у (2.129), отримуємо наступний результат

$$Q = a \cdot b \cdot \frac{h}{t} = a \cdot b \cdot h \cdot \frac{V_0}{h} = a \cdot b \cdot V_0, \quad (2.132)$$

де  $b$  – довжина фронту падаючих часток.

Оскільки добуток  $a \cdot b$  є площею поверхні АС, то вочевидь, що кількість маси, що осідає, визначиться як

$$Q = \frac{S_{AC}}{d_q} \cdot V_0 \cdot t. \quad (2.133)$$

Тобто ця малорухома частина ДТТЗП прямо залежна від швидкості та часу. Оскільки діаграма швидкості обрана у площині векторів  $V_0$  та  $V_\tau$ , то можемо вважати, що за вищезначеним принципом у осаді йде весь фронт часток.

Таким чином, якщо наша часточка знаходиться у середовищі, щільність якого відмінна від нуля, то на неї діє гідростатичний тиск. Для вирішення задач, пов'язаних із розташуванням об'єкту в середовищі, використовують основне рівняння гідростатики [17, 27]. Це рівняння пов'язує силу  $F_{AG}$ , яка діє в межах одиниці об'єму рідини або газу та вимірним тиском у стані рівноваги

$$F_{AG} = \text{grad}P, \quad (2.134)$$

За проекцій на вісі декартових координат

$$F_{AG}(x) = \frac{\partial P}{\partial x}, \quad F_{AG}(y) = \frac{\partial P}{\partial y}, \quad F_{AG}(z) = \frac{\partial P}{\partial z}.$$

При цьому градієнт скаляра  $P$  визначається гамільтоніаном для потенційного поля. У приватному випадку сили тяжіння

$$F_{AG} = d_c g, \quad (2.135)$$

де  $d_c$  – щільність середовища,  $g$  – прискорення вільного падіння.

У загальному випадку рівняння (2.134) є частковим випадком рівнянь Ейлера, яке дає опис руху ідеальної рідини (середовища) у статичному випадку [17, 27], а як наслідок, *найпростіший закон та елементарну силу, який маємо опис через закон Архімеда*. Цей закон наголошує: на тіло, розташоване у

середовищі, діє виштовхуюча сила, яка чисельно дорівнює вазі середовища, витісненого об'ємом тіла. У загальному вигляді закон записується як

$$F_A = Q \cdot d_c \cdot g, \quad (2.136)$$

де  $Q$  – об'єм витісненого середовища,  $d_c$  - щільність середовища,  $g$  – прискорення вільного падіння.

Для кулеподібної часточки діаметром  $D$  ця сила буде становити:

$$F_q = \frac{1}{3} \pi h \left( \frac{3}{2} D - h \right), \quad (2.137)$$

де  $h$  – глибина занурення (рис. 2.12,в).

Сила виштовхування завжди спрямована до верху і проходить через центр ваги тіла АО. Окрім того, існує ще центр плавучості, як центр маси витісненого середовища. Як наслідок, маємо два центри, на які діють різні сили. Як наслідок, сталість рівноваги маси АО залежить від відстані розташування цих центрів один від одного. Така ситуація створює наступні три випадки. У першому випадку, тіло часточки знаходиться у рівновазі, якщо її вага дорівнює вазі виштовханого ним середовища, а обидва центри знаходяться на одній вертикалі. У другому випадку, якщо часточка повністю занурена у середовище, то рівновага буде стала, якщо центр маси знаходиться нижче центра плавучості і не стала, якщо навпаки. У третьому випадку за часткового занурення рівновага буде сталою, якщо її центр маси знаходиться нижче метацентру і не сталим у протилежному.

Ще одна сила, яка може бути спрямована вертикально, це сила за ефектом Магнуса. Сутність цього ефекту полягає у тому, що будь-який об'єкт знаходиться, який знаходиться у спрямованого потоку середовища\_починає обертатися. Наслідком такого обертання є виникнення динамічної сили, перпендикулярної напрямку руху середовища. Основа ефекту полягає у тому, що швидкість руху середовища по обидві сторони кулі різна. Внаслідок чого виникає динамічна сила. Отже, якщо наша кулька (часточка) знаходиться у набігаючому потоці середовища. Для того, щоб змодельовати обертання частки,

вводимо циркуляцію швидкості навколо неї [17, 27]. Користуючись законом Бернуллі, можна довести, що повна сила, діюча на часточку, у такому випадку буде:

$$F_M = -d_c \Gamma \times u, \quad (2.138)$$

де  $\Gamma$  - циркуляція вектора швидкості навколо часточки,  $u$  - швидкість потоку у нескінченності.

Звідки з виразу (2.138) видно, що повна сила перпендикулярна потоку, а напрямок залежно від циркуляції та швидкості потоку має підйомний або опускаючий характер.

Наразі визначитися з величиною цієї сили для часточки кулеподібної форми можна як:

$$F_M = \frac{1}{2} d_c V \cdot S_0 \cdot G, \quad (2.139)$$

де  $V$  – швидкість часточки відносно середовища;  $G$  – коефіцієнт підйомної сили, який визначається експериментально за числом Рейнольдса ( $Re$ ) та коефіцієнта обертання  $\left(\frac{\omega D}{2V}\right)$ ,  $S_0$  – поперечний переріз кулі.

Оскільки основою нашої моделі є кулька, то у кінцевому випадку отримуємо:

$$F_M = \frac{1}{8} d_c V D G. \quad (2.140)$$

Наразі вище розглянуті сили стосувалися поведінки частинки без врахування взаємодії з поверхневим шаром рідини. Тим не менш, поверхня це не просто координата, це прошарок, який має певні властивості. За своєю сумісністю це шар молекул об'єднаних міжмолекулярними силами лише з одного боку оскільки знаходиться на межі двох середовищ. Часточка (кулька) яка потрапляє на таку поверхню, поводить у два способи (рис. 2.12, б,в) оскільки стає залежною від потужності міжмолекулярних сил. У першому випадку вона прилипає до поверхні (змочування), у другому ковзає

(незмочування). Отже, викривлення поверхні відбувається під вагою часточки і як наслідок додаткового тиску на рідину. Цей додатковий тиск є залежним від поверхневого натягу  $\sigma$  та кривизни поверхні. Поверхневим натягом називається робота, яка виконується за ізотермічного утворення 1 м<sup>2</sup> поверхні на границі з іншою фазою:

$$\sigma = \frac{A}{S} (\overline{E_s - E_v}) \frac{N}{S} = (\overline{E_s - E_v}) n_1, \quad (2.141)$$

де  $n_1 = \frac{N}{S}$  - число молекул на 10<sup>-4</sup> м<sup>2</sup> поверхневого шару,  $\overline{E_s - E_v}$  - середня різниця вільної енергії та поверхні  $E_s$  та у об'ємі  $E_v$ ,  $N$ -число молекул у поверхневому шарі.

Згідно закону Лапласа за середньої кривизни поверхні

$$H = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (2.142)$$

визначаються головними радіусами кривизни  $R_1$  та  $R_2$ .

Як наслідок, тиск під викривленою поверхнею

$$P_K = P_o + \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (2.143)$$

де  $P_o$  - тиск за пласкої поверхні рідини.

При цьому

$$P_{RK} = \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = 2\sigma H, \quad (2.144)$$

$P_{RK} > 0$ , якщо меніск випуклий,  $P_{RK} < 0$ , якщо меніск увігнутий.

Для сферичної поверхні  $R_1 = R_2 = \frac{D}{2}$

$$P_{RK} = \frac{4\sigma}{D}. \quad (2.145)$$

Таким чином, ми розглянули низку сил, які пов'язані механічними властивостями середовища, тобто в'язкістю, числом Рейнольдса, поверхневим

натягом тощо. Але, окрім механічних властивостей, усі фізичні об'єкти мають цілу низку електричних властивостей: це електростатичне та магнітне поле, які викликають низку явищ та процесів, що створюють активні діючі сили. Звичайно на першому місці є електричне поле, яке притаманне всім АО, без виключення у тій чи іншій мірі. Мірою електрики є заряд об'єкту, який для часточки ДТТЗП як  $q_u$  можна визначити через елементарний заряд електрона який визначено як міру заряду, тобто

$$q_u = ne, \quad (2.146)$$

де  $n$  – кількість електронів,  $e = 1,6021892 \cdot 10^{-19}$  Кл – заряд електрона.

Стосовно нашої розглядаємої ситуації нас цікавлять сили, які діють на заряд поблизу зарядженої площини. Отже, напруженість поля, що створює площина АО у навколишньому просторі визначається як

$$E = \frac{1}{2\varepsilon_c \varepsilon_o} \sigma, \quad (2.147)$$

де  $\sigma$  - щільність поверхневого заряду,  $\varepsilon_c$  - діелектрична проникність середовища,  $\varepsilon_o$  - діелектрична стала.

Оскільки сила, діюча на заряд  $q_u$ , визначається як

$$F_u = q_u E, \quad (2.148)$$

то, як наслідок отримуємо

$$F_u = \frac{q_u \sigma}{2\varepsilon_c \varepsilon_o}. \quad (2.149)$$

Сила взаємодії двох часточок з зарядом  $q_u$  на відстані  $r$  визначається за законом Кулона як

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_c \varepsilon_o} \frac{q_u^2}{r^2}. \quad (2.150)$$

Під дією цих сил часточка у просторі буде рухатися залежно від спрямованості векторів швидкості та напруженості електричного поля. Якщо ми маємо однорідне електричне поле з параметрами  $E_x=E$ ,  $E_y=E_z=0$ ,  $B=0$ ,  $V_x=V_0$ ,  $V_y=V_z=0$ , то рівняння руху можна описати у наступному вигляді



$$m_q \frac{d^2 x}{dt^2} = -q_q E. \quad (2.151)$$

Вирішуючи це рівняння ми отримуємо плинну координату

$$x(t) = V_0 t - \frac{q_q}{2m_q} E t^2, \quad y(t)=z(t)=0 \quad (2.152)$$

при швидкості

$$V_x(t) = V_0 - \frac{q_q}{m_q} E t, \quad V_y(t)=V_z(t)=0. \quad (2.153)$$

Звідсіля з (2.152), (2.153) ми отримуємо висновок, що часточка буде рухатися за напрямком вектора напруженості електричного поля. До того ж, рух буде або рівноприскорений або рівногальмівний залежно від того, як спрямовані вектори однобічно чи назустріч.

У випадку, коли часточка рухається уперек електричного поля ( $E_y$ ), то отримуємо наступний результат для кожної координати

$$m_q \frac{d^2 x}{dt^2} = 0; \quad m_q \frac{d^2 y}{dt^2} = -q_q E; \quad m_q \frac{d^2 z}{dt^2} = 0. \quad (2.154)$$

Вирішуючи усі рівняння (2.154), отримуємо наступні залежності для визначення плинної координати часточки

$$x(t)=V_0 t; \quad y(t) = -\frac{q_q}{2m_q} E t^2; \quad z(t)=0. \quad (2.155)$$

Швидкість руху за координатними вісями при цьому буде

$$V_x(t) = V_0; \quad V_y(t) = -\frac{q_q}{m_q} E t; \quad V_z(t) = 0. \quad (2.156)$$

Водночас, траєкторія руху часточки має параболічний характер

$$y(t) = \frac{q_q}{2m_q} E \frac{x^2}{V_0^2}. \quad (2.157)$$

Отже, рух часточки у поперечному електричному полі схоже з рухом об'єкта у консервативному полі сили тяжіння.

На відміну від електричного поля та породжуючого електричного заряду як наприклад у (2.146) магнітне поле не має магнітних зарядів як таких. Таким чином, теорія магнетизму, яка заснована на уявленні про магнітні заряди та використовує суто зовнішню схожість взаємодії магнітів із взаємодією уявних магнітних зарядів, має назву формальної теорії магнетизму.

Формалізована теорія магнетизму проглядається у випадку, коли ми уявимо довгий тонкий магніт на кінцівках зосереджені магнітні заряди. Отже, маємо залежність діючої сили між двома магнітними зарядами у вигляді закону Кулона

$$F = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{q_{m1}q_{m2}}{r^3} r, \quad (2.158)$$

де  $q_{m1}, q_{m2}$  – величини зарядів або кількості магнетизму,  $\mu_0=4\pi 10^{-7}\text{Г/м}$  – магнітна сила,  $\mu$  – відносна магнітна проникність середовища.

Отже, у випадку, якщо часточка ДТТЗП має магнітні властивості, то з деякими допущеннями можна використовувати вираз (2.158). Розглянемо це з огляду на використання формалізованої моделі. Прийmemo тезу, що внутрішня структура (побудова) кульки є такою, що створює однорідну сталу намагніченість  $M_q$ , яка дорівнює  $M_0$  за величиною та спрямована вздовж осі  $Z$  (за одиничним вектором  $e_3$ ). Зовні кулі  $\text{div}B = \text{rot}B = 0$ , звідкіля при  $r > a$  вектор  $\bar{B} = H$  можна записати, якщо узяти із зворотнім знаком градієнт скалярного, магнітного потенціалу, яке задовольняє рівнянню Лапласа:

$$\begin{aligned} B_e &= -q \text{grad} \Phi_m \\ \nabla^2 \Phi_m &= 0 \end{aligned} \quad (2.159)$$

Вирішення цих рівнянь призводить до висновку

$$\begin{aligned} B_q &= B_c e_3 \\ H_q &= (B_c - 4\pi M_0) e_3 \end{aligned} \quad (2.160)$$

Звідси, як наслідок, отримуємо результат: поле поза кулею співпадає з полем диполя та дипольним моментом

$$T_q = \frac{\pi}{6} D^3 M_q. \quad (2.161)$$

При цьому внутрішні поля отримують наступні залежності

$$B_q = \frac{8\pi}{3}M_q; H_q = -\frac{4\pi}{3}M_q. \quad (2.162)$$

Окрім того, необхідно зробити зауваження, що індукція  $B_q$  паралельна намагніченості  $M_q$  у той час, як поле  $H_q$ , хоч і паралельно, але протилежно спрямоване  $M_q$ .

Якщо наша часточка потрапляє у зовнішнє магнітне поле, то, орієнтуючись на лінійність рівнянь поля, є можливість додати до рівнянь (2.162) зовнішню магнітну індукцію  $B_c = H_c$ . Отже, як наслідок, загальна магнітна індукція у середині кульки визначається як

$$\begin{aligned} B_q &= B_c + \frac{8\pi}{3}M_q \\ H_q &= B_c - \frac{4\pi}{3}M_q \end{aligned} \quad (2.163)$$

Якщо ми уявимо, що наша кулька не є постійним магнітом, а є дімагнетик або парамагнетик з магнітною проникністю  $\mu_q$ , то у кульці виникає намагніченість  $M$  під дією зовнішнього поля. Враховуючи  $\mu_q$ , знаходимо величину  $M$ .

$$B_q = \mu_q H_q,$$

звідкіля

$$B_c + \frac{8\pi}{3}M_q = \mu_q \left( B_c - \frac{4\pi}{3}M_q \right) \quad (2.164)$$

і, як наслідок, отримуємо

$$M_q = \frac{3}{4\pi} \frac{\mu_q - 1}{\mu_q + 2} B_c. \quad (2.165)$$

З рівняння (2.165) видно, що за відсутності зовнішнього поля вектор намагніченості зникає, тому цей розгляд пригодний лише для дімагнетиків та парамагнетиків і в ніякому разі для феромагнетиків. Проблема полягає у тому, що навіть за відсутності зовнішнього поля намагніченість феромагнетика не

зникає. Тим не менш, якщо ми з виразу (2.162) виключимо  $M$ , то отримуємо співвідношення між  $H$  та  $B$

$$B_q + 2H_q = 3B_c. \quad (2.166)$$

Таким чином, для будь якого зовнішнього поля є можливість знайти відповідну величину внутрішнього поля. З проведеного розгляду магнітних властивостей видно, що це властивості або притаманні часточці, або утворені зовнішнім полем. У будь-якому випадку ми бачимо, що часточка реагує на зовнішнє магнітне поле. Як наслідок, коли будь-яка часточка потрапляє до магнітного поля, на неї діє момент сил залежний від кута ( $\alpha$ ) розходження між векторами намагніченості  $\bar{M}_q$  та індукції  $\bar{B}_c$ . Величина моменту визначається як

$$T_q = \frac{1}{2} \frac{\pi \mu_0 D^3 M_q B_c}{2\mu_c + \mu_0} \sin \alpha. \quad (2.167)$$

Отже, якщо часточка потрапляє до магнітного поля, вона отримує крутний момент, що змушує її обертатися. Як наслідок такого обертання часточка створює навколо себе рух середовища, що призводить до спрацювання ефекту Магнуса. Таким чином, якщо часточка навіть не рухалася до того, вона починає обертатися навколо своєї магнітної вісі, особливо, якщо магнітне поле міняє свою спрямованість. Окрім того, що намагнічена часточка реагує із зовнішнім магнітним полем, існують і інші випадки взаємодії. Наразі рухомий заряд (часточка) має властивість створювати навколо себе магнітне поле, яке є її зоною присутності. Таким чином, ми маємо випадок взаємодії двох зон присутності як наслідок руху, тобто це є одним з прикладів силової взаємодії об'єктів у зоні присутності.

Згідно теоретичної електродинаміки в загальному випадку на частку з зарядом  $q_q$ , яка рухається зі швидкістю  $V$  у магнітному полі з індукцією  $\bar{B}$  діє сила  $\bar{F}_m$  перпендикулярна до векторів  $V$  та  $B$ , яка визначається співвідношенням

$$F_m = q_q(V \times B), \quad (2.168)$$

модуль якої визначається як

$$F_m = q_v VB \sin \alpha . \quad (2.169)$$

Як наслідок, рух зарядженої часточки у магнітному полі може бути записаним у вигляді рівняння кінетичного руху як

$$m_v \frac{dV}{dt} = q_v (V \times B) . \quad (2.170)$$

Отже якщо індукція  $B$  незалежна від часу тобто  $B = B(x, y, z)$ , то

$$\frac{m_v V_v^2}{2} = \text{const} , \quad (2.171)$$

тобто кінетична енергія часточки у магнітному полі не міняється. За цієї умови рівняння (2.170) розпадається на два еквівалентні

$$m_v \frac{dV_{\perp}}{dt} = q_v (V_{\perp} \times B), m_v \frac{dV_{\parallel}}{dt} = q_v (V_{\parallel} \times B), \quad (2.172)$$

де  $V = V_{\parallel} + V_{\perp}$ ,  $V_{\parallel}$  та  $V_{\perp}$  складові швидкості  $V$ , паралельні та перпендикулярні полю  $B$ ,  $(V_{\parallel} \times B) = 0$ .

Прискорення частки у такому разі є сталі і абсолютні за величиною та спрямовано перпендикулярно складовій  $V_{\perp}$  швидкості  $V$ . Отже, частка рухається за траєкторією кола зі швидкістю  $V_{\perp}$  та радіусом

$$R = \frac{m_v V_{\perp}}{q_v B}, \quad (2.173)$$

який є ларморовим радіусом.

Кутова частота  $\omega$  обертання визначається як

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{V_{\perp}}{R} = \frac{q_v B}{m_v} . \quad (2.174)$$

Отже, часточка, яка потрапляє до магнітного поля, рухається за гвинтовою траєкторією з кроком  $V_{\parallel} T$ , радіусом  $R$  сталою кутовою швидкістю  $\omega$  та швидкістю  $V$ . Як наслідок при  $V \parallel B$ , та  $V_{\parallel} = V$  часточка рухається вздовж поля.

Якщо  $V \perp B$  то  $V_{\perp} = V$ ,  $V_{\parallel} = 0$ , і часточка рухається перпендикулярно полю, обертаючись навколо силової лінії з швидкістю  $V_{\perp}$  по колу радіусу  $R$ .

Магнітне поле разом з іншими сторонніми силами впливає на рух часточки. Наразі розрізняють три типи такого руху: рух під дією сторонньої сили, рух у електричному полі, рух під дією гравітаційного поля.

Отже, у підсумку загальне рівняння руху часточки у електромагнітному полі може бути описане згідно другого закону Ньютона рівнянням

$$P = \frac{d}{dt}(m_q V) = -q_q E - q_q (V \times B), \quad (2.175)$$

де  $P$  – імпульс часточки з зарядом  $q_q$ .

Отже, маємо рух часточки з зарядом  $q_q$  у електромагнітних полях. За класичної фізики такий рух має назву дрейфа з відповідною величиною, яка визначається як

$$V_D = \frac{1}{q_q} \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (2.176)$$

де  $\mathbf{F}$  – стороння сила, перпендикулярна полю  $\mathbf{B}$  за віссю  $Z$ .

Якщо часточка рухається під дією сили, не перпендикулярної до магнітного поля, то вона виконує складний рух, який можна розкласти на три складових. Першою складовою є рівноприскорений рух вздовж магнітних силових ліній під дією складової  $\mathbf{F}_{\parallel}$ . Друга складова є рівномірний рух ларморовим колом під дією сили

$$F = q_q (V_q \times B), \quad (2.177)$$

де  $V_q = V + V_D$  – швидкість часточки у системі координат, яка рухається з швидкістю дрейфа

$$V_D = \frac{1}{q_q} \frac{(F_{\perp} \times B)}{B^2}. \quad (2.178)$$

Третьою складовою швидкості є стала з швидкістю  $V_D$ .

Електричний дрейф виникає, коли зовнішньою силою збудження є сила електричного поля (2.148). У такому випадку часточка буде обертатися навколо напрямку магнітного поля  $\mathbf{B}$  з швидкістю

$$V_D = \frac{1}{B^2} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) . \quad (2.179)$$

Швидкість  $V_D$  є незалежна від знаку, величини заряду  $q_c$  та маси часточки. Як наслідок, у зоні присутності не можуть бути прошарки з різними зарядами та масами.

Гравітаційний дрейф виникає, коли на часточку діє сила тяжіння. У такому разі швидкість дрейфу  $V_D$  визначається за виразом

$$V_D = \frac{m_c}{q_c} \frac{(g \times B)}{B^2} . \quad (2.180)$$

Якщо  $\mathbf{B} \perp g$  то у скалярі

$$V_D = \frac{g m_c}{q_c B} = \frac{g}{\omega} . \quad (2.181)$$

де  $\omega$  – циклотронна частота. Так, наприклад, для протона у магнітному полі Землі ( $B=7,96 \cdot 10^{-4}$  Тл)

$$V_D \approx 0,98 \cdot 10^{-2} \frac{M}{c} . \quad (2.182)$$

На закінчення розгляду вторинної зони присутності необхідно розглянути взаємодію часток між собою. Отже, заряджена електрикою часточка при своєму русі реагує не тільки з електричними та магнітними полями, які утворюють польову зону присутності абстрактної сутності, а і між собою.

Принципи цієї взаємодії полягають у тому, що будь який електричний заряд під час свого руху створює навколо себе згідно закону Максвелла магнітне поле. Отже, якщо часточка з зарядом  $q_c$  рівномірно рухається у просторі з швидкістю  $V_c$ , то у будь якій частці простору зарядів у вектору  $r$  утворює магнітне поле з індукцією

$$B = \frac{\mu_0 q_q}{r^3} (V_q \times r). \quad (2.183)$$

Отже, якщо ми маємо дві часточки з зарядами  $q_{q1}$  та  $q_{q2}$ , які рухаються з швидкостями  $V_1$  та  $V_2$ , то вони будуть взаємодіяти між собою з силами

$$\begin{aligned} F_{12} &= \frac{\mu_0 q_{q1} q_{q2}}{r_{12}^3} (V_2 \times (V_1 \times r_{12})) \\ F_{21} &= \frac{\mu_0 q_{q1} q_{q2}}{r_{21}^3} (V_1 \times (V_2 \times r_{21})) \end{aligned} \quad (2.184)$$

де  $F_{12}$  – сила, діюча на заряд  $q_{q2}$  з боку поля  $B_{q1}$ , утвореного зарядом  $q_{q1}$  у точці знаходження заряду  $q_{q2}$ ,  $r_{12}$  – радіус – вектор від заряду  $q_{q1}$  до заряду  $q_{q2}$ ;

$F_{21}$  – сила, діюча на заряд  $q_{q1}$  з боку поля  $B_{q2}$ , утвореного зарядом  $q_{q2}$ .

У приватному випадку, якщо вектори  $V_1$  та  $V_2$  паралельні між собою і однаково спрямовані, але перпендикулярні вектору  $r_{12}$ , то

$$F_{12} = F_{21} = \frac{\mu_0 q_{q1} q_{q2}}{r_{12}^2} V_1 V_2. \quad (2.185)$$

Водночас, напрямок сили, залежний від знаків зарядів  $q_{q1}$  та  $q_{q2}$ , тобто притягання для одноіменних зарядів часток і відштовхування для одноіменних.

Отже, ми розглянули цілу низку сил, різних за своїм фізичним походженням, які є складовими основних (2.100), (2.101), (2.102), (2.103). Ці сили є основою просторового руху часточки і є підґрунтям у визначенні її траєкторії.

## 2.2. Поняття середовища та його основні властивості

Отже, проведений аналіз властивостей мілкодисперсної ДТТЗП вимагає від нас сформулювати поняття, що таке середовище взагалі. Таке фізико-хімічне поняття фігурує в багатьох наукових роботах, але проте не існує більш менш зрозумілого формулювання, яке б однозначно пояснило це явище. Основним чинником виникнення такої проблеми є поступове зменшення діаметру часточки до розмірів атому та менше. У такому разі постає питання:



що у чому рухається, і як вони (АС) взаємодіють між собою. Наразі є приклади з гідро- та аеродинаміки, коли гази (повітря) та рідини (вода) ми сприймаємо як середовище, у яких рухається той чи інший об'єкт. До того ж, існує два випадки руху. Згідно одного АС рухається разом із середовищем. Наприклад, пил у повітрі тощо. Згідно другого середовище використовується як опора руху АС. Наприклад, риба у воді та птахи у повітрі. У порівнянні з атомами повітря або рідини ці об'єкти просто мегагігантські і абсолютно не реагують на їх (атомів) розміри та геометрію, вони їх просто не помічають. Проте скупчення атомів створює особливе підґрунтя для того, щоб була можливість руху. У такому випадку як середовище, слід сприймати будь-яку більш менш однорідну масу умовних часточок, хоча вакуум теж є середовищем, де діаметр часточки нескінченно наближається до нуля. Отже, наприклад, земля є середовищем, у якому рухається коріння рослини, комаха, яка рие хід, або миша. Пісок теж є середовищем, як і крига або будь-який відносно твердий матеріал. Окрім того, необхідно зауважити, що існує поняття об'єму, у якому рухається наш АС. Відповідно об'єм повинен бути досить великим для того, щоб АС мала можливість вільно рухатись без обмежень. Розміри нашого об'єкту (АС) повинні бути досить маленькі у порівнянні з цим об'ємом як, наприклад, наше Сонце у порівнянні з галактикою. Здебільшого ми спираємося на величину  $[S]$ , як на бар'єр, за яким відбуваються різні фізичні перетворення. Так, наприклад, для АС атоми мають бар'єр у величину  $[S]$  так само, як Сонце має бар'єр у розмірі  $[S]$  при порівнянні з галактикою.

Попередньо проведений розгляд стосувався вирішення задачі розташування елементарних часточок у площині, яка розташована перпендикулярно до поверхні АС. Окрім того, всі вище означені випадки стосуються тієї ситуації, коли вектор земного тяжіння співпадає з нормаллю до поверхні АС. Проте існує задача розподілу часточок ДТТЗП по поверхні АС. Розтікання часточок по поверхні має приблизно один і той же механізм і, як наслідок, фізико-математичний опис. При цьому не важливо, який діаметр має

часточка (кулька) ДТТЗП, або атома, або сотні кілометрів як у астероїда, планети тощо. Наразі поведінка (рух) часточки є повністю залежною від ступеню масштабів та розмірів об'єктів. У будь-якому випадку все визначається теоремами подоби. Отже, як вже відмічалось, найбільш нам підходить кінетика молекулярної фізики [17]. Згідно цих теоретичних положень найбільш підходить теорія дифузії з деякими обумовами. При цьому під дифузією розуміється поширення речовини у будь-якому середовищі в напрямку спадання його концентрації, обумовлене тепловим рухом атомів, молекул, іонів та інших більших частинок.

Розрізняють самодифузію і гетеродифузію. Ефект самодифузії спостерігається у однокомпонентних системах і складається з флуктаційних переходів однотипних атомів за відсутності градієнта концентрації. Гетеродифузія – ефект переміщення хімічно різнорідних атомів. З наступної класифікаційної градації, коли формулюються поняття зовнішньої та внутрішньої дифузії, починається розходження. Отже, під внутрішньою дифузією розуміється рух часточок (атомів) у середині відповідної кристалічної фази. Зовнішня дифузія флуктаційний перехід атомів з однієї фази в іншу на межі цих фаз. Стосовно нашого випадку, котрий розглядаємо, абсолютно неважливо, як рухається часточка ДТТЗП у середовищі. Для нас важливо, по-перше, наявність поверхні АС, по-друге, рух часточки відносно цієї поверхні. Засади такого руху в середовищі були наведені у [1]. Як приклад взаємодії часточки з поверхнею можна розглядати приклади, наведені на рис. 2.12. Однак у дифузії, як теорії загального фізичного процесу відносно руху речовини, необхідно підкреслити, що існує різниця між рухом у середовищі та рухом на поверхні розподілу і, як наслідок, переходу через бар'єр середовищ, тобто розглядається рух у середовищі відносно середовища, а не рух відносно поверхні. Проте, такий рух розглядається як межа взаємодії часточок (атомів) на рівні молекулярного зчеплення, тобто нестійкої внутрішньої поверхні панданної

зони АС. Наразі рух по поверхні окремих часточок надається у двох варіантах [17].

Згідно першого - це низка додаткових сил, які характерні тільки для межової ділянки поверхні АС. При цьому часточка долає відстань на багато більшу за відстань між атомами. Такий спосіб руху має назву перекоти-поле (rolling stone). Отже, за своїм характером цей рух є стрибкоподібним. У такому разі необхідно мати доволі вільний простір для можливості виконання такого способу руху.

Згідно другого способу руху часточки не мають можливості виконувати стрибкоподібний рух по поверхні, а тому котяться по поверхні так, як розтікається рідина. При цьому, зважаючи на нашарування, верхні прошарки скочуються вперед. Такий спосіб руху має назву «ковдри, що розглядається». Попередньо вже помічалось, що такий спосіб руху призводить до необхідності нескінченної кількості елементів, поки не припиниться процес огортання поверхні АС часточками ДТТЗП.

Отже, у підсумку ми приходимо до розуміння того, що таке середовище, це поняття вже згадувалося у попередніх виданнях [1, 2]. Під середовищем слід розуміти речовину, в середині якої рухається АС, тобто це поняття суто відносне. Проте, у деяких наукових роботах це поняття спотворюється [17, 26, 27, 28], де наводиться класифікація, принцип побудови класифікації зроблено на засадах фізико-хімічної активності по відношенню одна до одної.

По-перше, це неактивні або інертні середовища, які хімічно та механічно пасивні по відношенню до АС. Це можуть бути інертні гази та рідини тощо. Проте, у науці та техніці відомо безліч випадків інфузії до речовини АС здавалося б інертних речовин. Внаслідок подібних ситуацій ми маємо поверхні АС із невизначеною координатою у просторі.

За наступною градацією поверхнево-активні середовища, тобто такі, які впливають на властивості поверхні АС, але не вступають з ним у хімічну

взаємодію. Відсутність хімічної реакції однозначно визначає ситуацію ефекту поглинання панданних зон [1, 2].

Наступна градація належить до корозійно-активних середовищ. У нашому випадку це однозначно хімічно-активні середовища, тобто такі, що мають вплив на властивості поверхні та конфігурацію (форму) поверхні АС і, як наслідок, її панданної зони. За такої агресії (хімічної) відбувається зменшення панданної зони та збільшення ДТТЗП. Вплив цієї зони однозначно впливає на величину активної площі АС.

Ще одна градація - це середовища, які адсорбуються об'ємом металу, але не вступають з ним у хімічний зв'язок і не утворюють твердих розчинів. Наразі водень, який оклюдується сталлю, і викликає підвищену крихкість. Насичення воднем платини призводить до збільшення її об'єму. Далі маємо середовища, які розчиняють конструкційні метали. До них відносять легкоплавкі рідкі метали. Ці середовища особливо сильно знижують міцність, довговічність та пластичність у разі вибіркового розчинення складових компонентів. Найкращий приклад - це взаємодія ртуті зі свинцем або оловом. Проте трапляються і протилежні випадки, коли подібна ситуація призводить до підвищення міцності. Необхідно відмітити, що подібна взаємодія з середовищем вже не може бути віднесена до такого ж поняття як середовище, оскільки ми маємо перехідний прошарок у визначенні координати розподілу між АС та середовищем.

Наступні типи середовища, які утворюють тверді розчини з конструкційними металами. За загальною класифікацією під цими поняттями мається на увазі динамічна нестабільність при переході фази твердість – рідина з відповідними властивостями результуючого складу речовини. Ще однією класифікацією вважаються середовища, які створюють разом з речовиною АС нові хімічні сполуки. У цій ситуації міцність, довговічність та інші параметри речовини є залежними від хімічних властивостей результуючих сполук та технологічного процесу їх отримання.

Ще однією властивістю середовища вважається радіаційне. Під цим середовищем розуміється наслідку розпаду атомарно-нестабільних речовин, які викликають потік  $\alpha$ ,  $\beta$  та  $\gamma$ -випромінювання. Таке випромінювання має можливість створювати вторинні джерела, принцип яких буде пояснено у підрозділі «Радіоактивна зона присутності».

На останок пропонується середовище, що викликає ерозійне або кавітаційне ураження поверхні, яке виникає за рухомого середовища. В основі будь-якої класифікації фізичних явищ у широкому розумінні цього слова повинно полягати два принципи.

З одного боку, це низка фізичних законів за градацією: механіка, електрика, молекулярна фізика, термодинаміка тощо. З іншого боку, це низка хімічних законів та процесів, які розподіляються за принципом: органічні та неорганічні з'єднання, кислоти та луги, солі тощо.

Таким чином, з усього вищесказаного справедливим можна залишити лише дві градації, тобто агресивні та не агресивні, при цьому як агресивні, так і не агресивні мають відповідні градації. По-перше, сформулюємо поняття неагресивного середовища. За такої вимоги маємо визначити той факт, що неагресивне середовище має нульову взаємодію по відношенню до поверхні та геометрії АС. Якщо проаналізувати цю ситуацію, то маємо зробити висновок, що середовище, в якому рухається АС, повинне являти собою нульове потенційне поле. Як наслідок, ми приходимо до висновку, що опір середовища повинен дорівнювати нулю, тобто АС взагалі не реагує на середовище. За такої умови всі властивості середовища повинні дорівнювати нулю, тобто як абстрактна сутність воно повністю інертне.

Для того, щоб створити якийсь опір, рухові необхідно мати тиск, тобто силу, яка створює тертя, майже надтекучий гелій. Але для того, щоб створити тиск, необхідна маса і, як наслідок, геометрія мікрооб'єктів (часточок) середовища. Мало того, всі ці елементи повинні бути хімічно не активні до речовини АС. З цього погляду навіть інертні гази не є інертними, оскільки

мають масу і мають можливість створювати тиск. За останніми мірками ми повинні розглядати вакуум як найбільш підходяще за властивостями середовище. Вакуум як середовище можна було б прийняти як еталон нейтрального середовища, якби не одне але. Будь яка АС утримує свою геометрію у вакуумі досить умовно, оскільки її починають розпирати внутрішні сили. З маси АС починають відриватися атоми та газу, які у ній були накопичені, тобто вона поводить себе як газувана вода. Причина такої поведінки є зникнення зовнішніх сил тиску. Наразі подібні явища добре відомі за вакуумною технікою, де це явище є дуже великою проблемою [23]. Отже, як зразок неагресивного середовища ми зі значними спрощеннями та обмеженнями можемо прийняти (застосовувати) поняття вакууму.

На відміну від неагресивних (інертних) агресивне середовище є активним за будь-якого параметру. До таких параметрів необхідно віднести весь перелік фізичних процесів, які призводять до руйнування АС. Одночасно з цим діють хімічні процеси, що призводять до поступової руйнації АС з поверхні. До того ж, необхідно звернути увагу на те, що якщо фізичні процеси діють на АС взагалі по всьому об'єму, то хімічні процеси відбуваються винятково по поверхні. Для того, щоб визначити ступінь агресивності того чи іншого середовища, необхідно мати певні критерії, які б вказували на ступінь агресивності. Стосовно початку відліку агресивності ми маємо можливість обрати властивості неагресивного середовища. Критерієм агресивності може бути обраним такий параметр, як швидкість знищення АС як фізичного об'єкту. Такий параметр час від часу трапляється у наукових та технічних розвідках. У кінцевому випадку все зводиться до швидкості знищення речовини АС за тим чи іншим фізико-хімічним параметром. Відбувається це за негативною технологією під дією фантому брукху. Водночас, кожний з фізико-хімічних процесів робить це з по-своєму визначеною швидкістю, яка повністю залежна від фізичного або хімічного закону. Законів, які керують ступенем агресивності, існують десятки, принаймні основних, не враховуючи вторинних.

Як наслідок єдине, на що можна спиратися у подібній ситуації, це на питому швидкість знищення маси. Це означає, що у нас одиниця об'єму маси, яка потрапляє у середовище, розчиняється вщент за визначений час. До того ж, це відбувається за визначеним хімічним або фізичним законом. Якщо фізичний закон агресії один, то параметри агресивності середовища цілком визначені, і є можливість надати конкретну відповідь на ступінь агресивності середовища. Але якщо їх два і більше, то вони можуть або заважати один одному або прискорювати (принцип каталізатора). У такому випадку надати однозначне трактування ступеню агресивності вкрай важко. За такої ситуації варто використовувати теорію взаємодії технологічного фантому, який дає інтегральну оцінку всього процесу в цілому. Отже, у підсумку необхідно зауважити, що абсолютно неагресивних середовищ нема. Є можливість лише ситуація умовної оцінки ступеню дії того чи іншого фактора. Як наслідок необхідно зауважити, що будь-яка АС знаходиться під дією фантому брукхту.

### **2.3. Кінематичний рух дискретних твердотільних часточок у зоні присутності**

Розглядаючи сили, які діють у зоні присутності між твердотільними часточками та поверхнею АС, можемо констатувати той факт, що швидкість та траєкторії руху змінюються у дуже широких межах. Так, наприклад, швидкість може змінюватися від нуля до сотень тисяч кілометрів на секунду. При цьому траєкторії руху можуть бути як лінійні, так і дуже складні у вигляді гіперболічних спіралей. Оскільки сам факт швидкості руху та форми траєкторії досить складно роз'єднати, то розгляд як однієї, так і другої властивості доцільно проводити одночасно, лише час від часу роз'єднуючи одну від одної.

Рух твердотільних часточок у зоні присутності є комплексним явищем, яке притаманне всім його елементам без виключення. Статичний стан зони присутності може бути притаманним лише польовим структурам.

Якщо користуватися аналогіями, то найбільш схожі явища ми можемо спостерігати на засадах молекулярної фізики, коли розглядаються явища переносу [17]. У молекулярній фізиці цьому явищу присвячено окремий розділ. Тому, наявність певної схожості надає можливість зробити більш менш наближене моделювання до реальних процесів. Оскільки всі фізико-математичні моделі у гідроаеродинаміці побудовані на рідинах та газах з ідеалізованими властивостями, то ці моделі, у свою чергу, теж мають певну наближеність до реальних процесів. Отже у зоні присутності твердотільна частина зони простягається від поверхні АС до відстані, на якій сили польових структур врівноважується з механічними, то рух є практично одностороннім. Тобто, при товщині панданної зони у половину діаметру атома рух у твердотільній зоні присутності стає схожим на ламінарний потік рідини або повітря. Для ідеальної АС (куля) це рухомий прошарок, коли всі об'єкти зони присутності рухаються з однаковою кутовою швидкістю. У такому випадку рівняння нерозривності потоку для несталої руху рідини може бути описане у диференційній формі, як

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot V_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot V_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot V_z)}{\partial z} = 0. \quad (2.186)$$

Якщо розглядається сталий рух, то щільність незалежна від часу, тобто  $\partial \rho / \partial t = 0$ .

У гідроаеродинаміці користуються диференційними рівняннями Ейлера для визначення руху ідеальної рідини за сталого стану руху [17, 27]

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial V}{\partial x} V_x &= -\frac{\partial p}{\partial x}; \\ \rho \frac{\partial V}{\partial y} V_y &= -\frac{\partial p}{\partial y}; \\ \rho \frac{\partial V}{\partial z} V_z &= -\rho g - \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \quad (2.187)$$

У нашому випадку ми маємо рух суспензії, тобто в'язкої рідини і рівняння (2.187) не дають нам можливості враховувати властивості рідини.



Отже, якщо ми розглядаємо рух в'язкої рідини, то до діючих сил тиску та ваги додають сили внутрішнього тертя, стискання та розтягування. Як наслідок, до рівняння (2.187) додаються додаткові члени, які тотожні впливу цих сил. Як наслідок, ми отримуємо диференціальні рівняння Нав'є-Стокса [17], які мають наступний вигляд:

$$\begin{aligned}\rho \frac{AV_x}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left( \nabla^2 V_x + \frac{1}{3} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right), \\ \rho \frac{AV_y}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left( \nabla^2 V_y + \frac{1}{3} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right), \\ \rho \frac{AV_z}{dt} &= -\rho g - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left( \nabla^2 V_z + \frac{1}{3} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right),\end{aligned}\tag{2.188}$$

де

$$\begin{aligned}\frac{AV_x}{dt} &= \frac{\partial V_x}{\partial t} + \frac{\partial V_x}{\partial x} V_x + \frac{\partial V_x}{\partial y} V_y + \frac{\partial V_x}{\partial z} V_z, \\ \frac{AV_y}{dt} &= \frac{\partial V_y}{\partial t} + \frac{\partial V_y}{\partial x} V_x + \frac{\partial V_y}{\partial y} V_y + \frac{\partial V_y}{\partial z} V_z, \\ \frac{AV_z}{dt} &= \frac{\partial V_z}{\partial t} + \frac{\partial V_z}{\partial x} V_x + \frac{\partial V_z}{\partial y} V_y + \frac{\partial V_z}{\partial z} V_z.\end{aligned}\tag{2.189}$$

При цьому ліві частини рівняння (2.188) являють собою добуток  $\rho$  маси одиниці об'єму на її прискорення  $\frac{AV}{dt}$ , тобто це є сила. Добуток  $\rho g$  відображає вплив сили ваги на рухоми рідину. Часткові похідні  $\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}, \frac{\partial p}{\partial z}$  - зміну гідростатичного тиску всередині рідини у напрямку відповідних координат.

Добуток  $\mu \left( \nabla^2 V_x + \frac{1}{3} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)$  та відповідні по вісям  $y$  та  $z$  показують вплив сил тертя та викликаємі силами тертя сил стискання та розтягання в'язкої рідини. Вирази  $\nabla^2 V_x, \nabla^2 V_y, \nabla^2 V_z$  є операторами Лапласа і позначають суми других похідних від швидкості по вісям координат. Так, наприклад, для вісі:

$$\nabla^2 V_x = \frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2}.\tag{2.190}$$

Часткові похідні  $\frac{\partial \Theta}{\partial x}, \frac{\partial \Theta}{\partial y}, \frac{\partial \Theta}{\partial z}$  показують швидкість зміни швидкості за

вісями  $x, y, z$  під дією сил стискання та розтягання, тобто

$$\Theta = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z}. \quad (2.191)$$

Отже, якщо до системи рівнянь Нав'є-Стокса приєднати рівняння нерозривності потоку, то з математичного погляду рух в'язкої рідини буде описаним, оскільки така система рівнянь буде складатися з факторів (явищ), які впливають на рух в'язкої рідини. Проте, вирішення рівнянь Нав'є-Стокса можливе лише для деяких приватних випадків. Наразі вважається, що застосування теорії подоби дає можливість виконати рівняння Нав'є-Стокса та нерозривності потоку у формі, яка надає доступ до вирішення практичних задач.

Наприклад, якщо ми маємо довільно обрану одиницю об'єму (куб), у середині якого знаходиться наша часточка, то за рівномірного розташування часточок у просторі співвідношення їх об'єму до одиничного буде сталою величиною, при цьому абсолютно незалежно від форми часточки та одиниці об'єму. Найпростіший приклад – це куля, вписана у одиницю об'єму (куб) з ребром, яке дорівнює діаметру кулі. Співвідношення об'ємів у такому випадку буде  $\pi/6$  незалежно від координати простору, до того ж, незалежно від розташування у просторі одиничного об'єму. Окрім того, рух часточки у межах одиничного об'єму буде визначати межу панданної зони часточки за визначеного способу руху.

Часточка не може весь час знаходитися у межах одиничного об'єму і, виходячи за його межі, може стикатися з іншими такими ж часточками. В ідеальному випадку (уявна ситуація) часточки мають форму кулі і є всі однаковими за розмірами. Окрім того, вони мають однакові фізико-механічні властивості: в'язкість, твердість, польові структури тощо, тобто це є об'єм з речовиною, яка має однакові фізичні закони у будь-якій своїй координаті.

Одночасно з цим необхідно помітити, що таке моделювання вимагає спільного руху всіх часточок у одному напрямку. Але за таких умов співудари між ними неможливі, оскільки швидкість однієї часточки дорівнює гуртовій. Як наслідок, модель удару в уявних умовах може вивчатися лише у поодиноких ситуаціях. Окрім того, дослідження удару доводить, що гіпотеза про абсолютну твердість не має під собою підґрунтя [5, 29]. Навіть за досить широкого розгляду в теорії удару не розглядаються польові структури, які навіть за ідеалізованої моделі повинні були б супроводжувати явище удару. Мало того, вказується на упереджене нехтування цими явищами (силами) [29]. Проте, вони часом мають досить потужний характер. Наприклад, зіткнення метеоритів і болідів із земною кулею, коли польова структура повітря або відштовхує, або спалює космічний об'єкт. Це все є недоліки уявного моделювання процесу зіткнення двох часточок у твердотільній зоні присутності, до якої слід віднести і повітря (гази взагалі).

На відміну від уявного моделювання реальне має цілу низку складнощів, які часом навіть не дають можливості визначитися з самим процесом зіткнення.

По-перше, форма часточок нестабільна за розмірами та геометрією. Як наслідок, у зоні удару можуть бути різні площини з різними кутами, що призводить до погано передбачуваних процесів зіткнення.

По-друге, реальна часточка завжди має польові структури, до того ж різного типу, які на зустрічних або паралельних курсах руху реагують між собою.

Вирішити подібні задачі для реальних об'єктів практично неможливо, тому виконується уявне моделювання і вже потім порівнюється з реальними процесами за ознаками схожості.

Особливе місце у теорії удару займає визначення діючої сили під час удару. Вважається, що, якщо ми маємо часточки, які рухаються таким чином, що їх панданні зони пересікаються зі швидкостями  $V_1$  та  $V_2$ , то тривалість процесу удару дорівнює  $\tau$ . Водночас, звертається увага, що це матеріальні точки [30]. Одразу виникає питання, як можуть зустрітися два об'єкти з

нульовим діаметром ? Матеріальна точка рухається за своєю траєкторією під дією сили  $F_k$ . У момент  $t_1$  точка, яка знаходиться на своїй траєкторії, отримує удар від іншої точки з силою  $F_y$  тривалістю  $\tau$ . Тобто, у часі це буде  $t_2 = t_1 + \tau$ . Для того, щоб визначити зміну кількості руху матеріальної точки, позначимо через  $I_k$  та  $I_y$  імпульси сил  $F_k$  та  $F_y$  за час  $\tau$ .

Згідно теореми про кількість руху матеріальної точки

$$mV_2 - mV_1 = I_k + I_y. \quad (2.192)$$

Отже, імпульс  $I_k$  сили  $F_k$  за малий проміжок часу  $\tau$  буде таким же самим за величиною, що і час  $\tau$ . Імпульс  $I_y$  ударної сили  $F_y$  за цей час є величиною кінцевою [17, 30]. На засадах цього робиться висновок, що імпульсом  $I_k$  можна знехтувати. Тоді рівняння (2.192) приймає вигляд

$$mV_2 - mV_1 = I_y \quad (2.193)$$

або

$$V_2 - V_1 = \frac{I_y}{m}. \quad (2.194)$$

Як наслідок, маємо зміну швидкості на величину  $I_y/m$ . Далі робиться висновок, що оскільки тривалість удару  $\tau$  дуже мала, а швидкість точки на цій ділянці має кінцеву величину, то зсув точки за час удару досить маленький і ним можна знехтувати.

На цих засадах класична теорія удару робить наступні висновки [30]:

- 1) дією не миттєвих сил за час удару можна нехтувати;
- 2) зсув матеріальної точки за час удару не враховується;
- 3) дія ударної сили на матеріальну точку визначається зміною вектора швидкості за рівнянням (2.194).

При переході до реальних процесів одразу зауважимо, що слід користуватися поняттям не матеріальна точка (безтілесна), а крапка, яка має вагу, масу, геометрію тощо [9].

Згідно з технологією ТОНТОР ці висновки досить сумнівні, оскільки відкидають (нехтують) базовими поняттями визначення координати поверхні АС [1, 2, 9]. Величина часу  $\tau$ , коли відбувається удар, фактично є час визначення моменту торкання об'єктів  $t_T$ , який визначає точність координати площин об'єктів. Імпульс  $I_y$  фактично є інформація, яку переробляє чутник для отримання координати торкання об'єктів у просторі.

При ударі відбувається різка зміна траєкторії руху, коли об'єкт продовжує рухатися під дією сили  $F_k$ . Зсув об'єкта за час удару є дуже важлива величина, оскільки під час процесу торкання  $\tau$  відбувається обмін інформацією між об'єктами. До такого обміну інформацією належить коефіцієнт відновлення, який розробив Ньютон [17]. Згідно цієї концепції розглядався удар кульки по твердій поверхні, при цьому ми маємо дві фази. Перша фаза триває  $\tau$ , коли кулька деформується, а її кінетична енергія перетворюється на потенційну силу пружності деформованого тіла та частково на нагрів. За другою фазою удару за час  $\tau_2$  кулька відновлює свою форму під дією сил пружності. Як наслідок, швидкість до удару  $V_0$  більша за швидкість після удару  $V'$ . Це явище характеризується коефіцієнтом відновлення і визначається як

$$K = \left| \frac{V'}{V_0} \right|. \quad (2.195)$$

У випадку не пружного удару все закінчується першою фазою, коли  $V' = 0$  та  $K = 0$ . За абсолютно пружного удару  $V_0 = V'$  і  $K = 1$ , тобто відбувається повне відновлення. Величина коефіцієнта відновлення  $K$  залежна від швидкості удару по площині. Так, в [29] наводиться приклад, що при швидкості 3 м/с середнє значення для скла становить 15/16, для слонової кістки – 8/9, для сталі – 5/9, для дерева 1/2. Між кутом падіння  $\alpha$  та кутом відбиття  $\beta$  існує зв'язок через коефіцієнт відновлення у наступному вигляді

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{1}{K} \cdot \operatorname{tg} \alpha. \quad (2.196)$$

Оскільки  $K < 1$ , то

$$\operatorname{tg} \beta > \operatorname{tg} \alpha \text{ і } \beta > \alpha ,$$

тобто кут відбиття більший кута падіння.

У випадку абсолютно пружного удару

$$K = 1, \operatorname{tg} \beta = \operatorname{tg} \alpha \text{ і } \beta = \alpha , \quad (2.197)$$

тобто кут падіння дорівнює куту відбиття.

При центральному ударі двох кульок ми маємо наступну ситуацію [30]. У загальному випадку розглядаються кульки різної маси на відміну від нашої ситуації, коли маси однакові. Тому, будемо розглядати два варіанти удару. Отже, якщо маємо центральний удар двох кульок різної маси та швидкості. Дотик поверхні відбувається за лінією, яка з'єднує центри ваги, швидкості після удару будуть  $V'_1$  та  $V'_2$ . Водночас, миттєві сили взаємодії між кульками створюють імпульс сили  $I$ . Застосовуючи теорему імпульсів, отримуємо

$$\begin{aligned} m_{q1}(V'_1 - V_1) &= -S, \\ m_{q2}(V'_2 - V_2) &= S. \end{aligned} \quad (2.198)$$

Складаючи ці рівняння, отримуємо основне рівняння Ньютона в теорії удару

$$m_{q1}V'_1 + m_{q2}V'_2 = m_{q1}V_1 + m_{q2}V_2. \quad (2.199)$$

За рівності мас  $m_{q1} = m_{q2}$  отримуємо

$$V'_1 + V'_2 = V_1 + V_2. \quad (2.200)$$

З (2.199) та (2.200) видно, що кількість руху системи під час удару не змінюється, але ми маємо дві невідомі величини швидкості  $V'_1$  та  $V'_2$ . Ці величини визначаються за гіпотезою Ньютона про коефіцієнт відновлення

$$K = \frac{V'_2 - V'_1}{V_1 - V_2}, \quad (2.201)$$

де  $V'_2 - V'_1$  та  $V_1 - V_2$  - проекції відносних швидкостей на лінію, з'єднуючу центри мас кульок. Розв'язуючи рівняння (2.198), (2.199) та (2.201) відносно відшукованих швидкостей, отримуємо

$$V_1' = \frac{(m_{q1} - Km_{q2})V_1 + m_{q2}(1 + K)V_2}{m_{q1} + m_{q2}}, \quad (2.202)$$

$$V_2' = \frac{m_{q1}(1 + K)V_1 + (m_{q2} - Km_{q1})V_2}{m_{q1} + m_{q2}}, \quad (2.203)$$

$$I = \frac{m_{q1}m_{q2}(1 + K) \cdot (V_1 - V_2)}{m_{q1} + m_{q2}}. \quad (2.204)$$

За рівності мас часточок рівняння отримують наступний вигляд

$$\begin{aligned} V_1' &= \frac{(1 - K)V_1 + (1 + K)V_2}{2}; \\ V_2' &= \frac{(1 + K)V_1 + (1 - K)V_2}{2}; \\ I &= \frac{m_q(1 + K)(V_1 - V_2)}{2}. \end{aligned} \quad (2.205)$$

Так, доведено, що отримані результати достеменні для тіл будь-якої форми. Прямий удар є досить рідке явище, зазвичай ми маємо рух часточок під кутом [30, 31]. За проведеного моделювання вважається, що друга часточка з масою  $m_{q2}$  є нерухома. За законів збереження енергії знаходимо

$$\begin{aligned} m_{q1}V_1^2 &= m_{q1}(V_1')^2 + m_{q2}(V_2')^2, \\ m_{q1}V_1'\sin\alpha &= m_{q2}V_2'\sin\beta, \\ m_{q1}V_1 &= m_{q1}V_1'\cos\alpha + m_{q2}V_2'\cos\beta. \end{aligned} \quad (2.206)$$

Або після низки перетворень

$$(m_{q1} + m_{q2})V_1^2 - 2m_{q1}V_1V_1'\cos\alpha + (m_{q1} - m_{q2})V_1^2 = 0. \quad (2.207)$$

За рівності мас отримуємо, що  $\cos\alpha = 0$  і  $\alpha = \pi/2$ . Таким чином, процеси удару, які супроводжують рух у просторі, можуть бути цілком визначені. Мало того, за певної рівності мас часточок вплив на швидкості після удару меншають.

Так, наприклад, за великої різниці рухомих часточок вишукуваний кут відхилення  $\beta$  для тяжкої часточки  $m_{q2}$  після удару визначиться, як

$$\cos \varphi \geq \sqrt{1 - \frac{m_{q1}^2}{m_{x2}^2}} \Rightarrow \sin \varphi = \frac{m_{q1}}{m_{q2}}. \quad (2.208)$$

Важливим випадком за пружного удару є те, що за відсутності сил тертя сили взаємодії спрямовані по нормалі до поверхні їхнього торкання. За зустрічного удару, коли різниця між траєкторіями становить приблизно  $dr/2$ , кут відхилення становить

$$\beta = \frac{2\pi}{3}. \quad (2.209)$$

Ще один випадок, коли часточка  $m_{q1}$  стукається по поверхні часточки  $m_{q2}$  під кутом  $\alpha$  до нормалі. При цьому  $m_{q1} \ll m_{q2}$ , а кут відскоку  $\beta$ . Цей кут визначається як

$$\operatorname{tg} \beta = \operatorname{tg} \alpha \frac{m_{q1} + m_{q2}}{m_{q2} - m_{x1}}. \quad (2.210)$$

Таким чином, рух часточок підкоряється цілком конкретним фізичним законам. Окрім зіткнення між собою, часточки мають можливість рухатися за визначеними траєкторіями. Повноцінне виконання руху можливе лише за відсутності перешкод, коли концентрація часточок у просторі така, що вони не заважають одна одній ні торканням, ні своїми польовими структурами. У реальності кожна часточка має можливість вільного руху лише за певної віддаленості від маси (поверхні) АО [29]. У реальності рух часточки є детермінованим. Таким чином, окрім параметрів співудару ми маємо додаткові, тобто довжина треку пробігу та швидкість. Довжина треку пробігу визначається швидкістю та кількістю зіткнень часточок. Наразі не існує широкої аналітичної залежності, яка надавала б опис цих параметрів від фізичних параметрів часточок. Таким чином, ми маємо можливість розглядати ці явища лише у діапазоні розмірів атомів та молекул, які є нижньою межею за розмірами часточок твердотільної зони присутності. Таким чином, залежність середньої кількості співударів молекул газу в одиницю часу має вираз як



$$n = \frac{\pi \sqrt{2} d_q \bar{V} P}{kT}, \quad (2.211)$$

де  $d_q$  - ефективний діаметр молекули (атома),  $\bar{V}$  - середня швидкість,  $P$  - тиск газу,  $k$  - стала Больцмана,  $T$  - температура.

Середня швидкість  $\bar{V}$  при цьому визначається як середньоарифметичне

$$\bar{V} = \frac{1}{N} (V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_N)$$

або

$$\bar{V} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_q}}. \quad (2.212)$$

Окрім того, досить часто використовується середньоквадратична швидкість

$$\bar{V}_{\text{кв}} = \sqrt{3 \frac{P}{\rho}}, \quad (2.213)$$

де  $\rho$  - щільність газу.

Твк, наприклад, величини середньоквадратичних швидкостей кількох газів: водень ( $H_2$ )  $\bar{V}_{\text{кв}} = 1838 \text{ м/с}$ ; азот ( $N_2$ )  $\bar{V}_{\text{кв}} = 493 \text{ м/с}$ ; кисень ( $O_2$ )  $\bar{V}_{\text{кв}} = 461 \text{ м/с}$  [20].

Рух часточки від одного зіткнення до другого є практично прямолінійним. Вважається, що швидкість на цій ділянці рівномірна. Згідно молекулярної фізики [32] відстань між двома зіткненнями є середньою довжиною вільного руху  $\lambda$ . Вводиться це поняття наступним чином. Були проведені досліди траєкторії руху при фіксації координати через кожні 30 с та визначені дискрети руху  $\Delta l, \Delta l_2, \Delta l_3, \dots$ , які перетворюють на середньоквадратичну довжину за час  $t$ , тобто

$$(\bar{\lambda})^2 = \frac{(\Delta l_1)^2 + (\Delta l_2)^2 + \dots + (\Delta l_n)^2}{n}. \quad (2.214)$$

Середній квадрат пробігу можна уявити як суму квадратів проєкцій на вісі координат

$$(\bar{\lambda})^2 = (\Delta\bar{x})^2 + (\Delta\bar{y})^2 + (\Delta\bar{z})^2. \quad (2.215)$$

Якщо всі напрямки рівно вірогідні, то

$$(\Delta\bar{x})^2 = (\Delta\bar{y})^2 = (\Delta\bar{z})^2. \quad (2.216)$$

Отже, величина середнього квадрата зсуву часточки за будь-якого напрямку приймається за характеристику броунівського руху.

Для визначення довжини шляху вільного пробігу існує аналітичне підґрунтя, яке визначається за допомогою ефективного перерізу співудару  $\sigma$  [33]. У випадку співудар молекул, які мають діаметр  $d_q \approx 10^{-8}$  см, ефективний газокінетичний переріз має форму круга діаметром  $d_q$

$$\sigma_0 = \pi d_q^2. \quad (2.217)$$

Ефективний переріз є залежним від енергії часточок та відповідно характеру самого процесу. Закон розподілу вільного пробігу визначається вірогідністю  $dW$  того, що молекула (часточка) пройде шлях без співударів та отримає удар на наступній нескінченно малій ділянці  $dx$ , тобто

$$dW = e^{-n_0\sigma x} \cdot n_0\sigma dx, \quad (2.218)$$

де  $n_0$  - число молекул у одиниці об'єму.

Як наслідок, середня довжина шляху без ударів  $\bar{x}$  визначиться як:

$$\bar{x} = \bar{\lambda} = \int_0^{\infty} x dW = \int_0^{\infty} x e^{-n_0\sigma x} \cdot n_0\sigma dx = \frac{1}{n_0\sigma}. \quad (2.219)$$

З врахуванням розподілу молекул за відносними швидкостями

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}n_0\sigma}. \quad (2.220)$$

Окрім поступового руху, існує обертальний броунівський рух [20, 33]. Для сферичної часточки зсув визначається кутом  $\Theta$  (кут Ейлера) за час  $t$ . Середнє значення квадрата  $\sin \Theta$  визначається як

$$\overline{\sin^2 \Theta} = \frac{2}{3}(1 - e^{-Dt}), \quad (2.221)$$

де коефіцієнт обертальної дифузії,

$$D = kT / \pi \eta d_q^3, \quad (2.222)$$

де  $\eta$  - в'язкість середовища.

За малих часових інтервалів квадрат  $\Theta$  визначається виразом

$$\overline{\Theta^2} = 4Dt. \quad (2.223)$$

За великих часових інтервалів

$$\overline{\sin^2} = \frac{2}{3}, \quad (2.224)$$

що відповідає рівновірогідності орієнтації кулі.

Вище вже згадувалося (2.216), що середній зсув броунівської часточки характеризують величиною  $\overline{x^2}$ . Величина  $\overline{x^2}$  завжди позитивна, а її середнє значення  $\overline{x^2} \neq 0$ . Рівняння руху для броунівської часточки має наступний вигляд [17]:

$$m_q \frac{d^2 \overline{x^2}}{dt^2} + \frac{1}{B} \cdot \frac{d \overline{x^2}}{dt} - 2m_q \overline{\left( \frac{dx}{dt} \right)^2} = 0, \quad (2.225)$$

де  $m_q$  - маса броунівської часточки,  $B$  - коефіцієнт рухомості часточки.

Він пов'язує швидкість руху часточки  $V = x'$  з силою опору середовища (тертя), у якому рухається часточка

$$V = x' = BF_{TP}. \quad (2.226)$$

У нашому випадку часточка має форму кулі радіусом  $\frac{d_q}{2}$  і рухомість  $B$  визначається за законом Стокса

$$B = \frac{1}{3\pi\eta d_q}. \quad (2.227)$$

Рішення рівняння (2.225) у вигляді

$$\frac{d\overline{x^2}}{dt} = 2kTB \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{m_q B}\right) \right], \quad (2.228)$$

коли за звичайних умов величина експоненти вважається малою.

У загальному підсумку можна зробити кілька висновків стосовно твердотільної зони присутності АС. По-перше, зміщення  $\overline{x^2}$  незалежне від речовини твердотільної часточки, а від величини її маси. По-друге, зміщення визначається геометричною формою та лінійними розмірами, які визначають геометрію та розміри панданної зони. По-третє, зміщення  $\overline{x^2}$  збільшується за зростанням температури, збільшенням рухомості  $B$  або зменшенням в'язкості речовини середовища руху.

#### 2.4. Зона присутності хімічних речовин у просторі

Хімічна зона присутності є логічним продовженням дискретно твердотільної зони присутності ЗП (ДТТЗ). Але на відміну від ДТТЗ вона має суттєву відмінність, а саме можливість реалізації хімічних реакцій, внаслідок чого утворюються речовини з властивостями відмінними від початкових з'єднань. Як уже було розглянуто у попередньому розділі, межа ДТТЗ закінчується там, де починаються атоми та молекулярні з'єднання. Водночас, хімічна зона присутності може простягатися від середини АС до його поверхні і далі у нескінченність.

Наразі необхідно сформулювати, що таке хімічна зона присутності, на відміну від середовища, в якому вона розповсюджується. Отже хімічна зона присутності (ХЗП) як така є межою можливого подрібнення твердого тіла, як наприклад атом. Тим не менш цього критерію недостатньо, щоб визначитися з поняттям ХЗП.

Отже ХЗП, як і всяка зона присутності, є об'ємний об'єкт, у межах якого якась речовина існує таким чином, що вона чітко відрізняється від середовища. Наразі під середовищем необхідно розуміти деяку частину простору, де будь-

яка властивість незалежно від координати вимірювання є однаковою та сталою ( $\text{grad}\Phi = 0$ ). Хімічна зона на тлі цієї зони є відмінною за складом та концентрацією. Найкращим прикладом тут є звичайні хмари, які на тлі стабільного хімічного складу повітря утворюють зону (ХЗП) підвищеної концентрації водяної пари. Межа подрібнення ДТТЗ є атом або молекула, які ми сприймаємо як найменшу окрему частку твердого тіла. Отже, ХЗП необхідно сприймати як атомно молекулярний рух у просторі. Наразі слід зауважити, що питання такого руху досить досліджено у низці наукових робіт [5, 29, 32, 33, 34], тим не менш повністю відсутній будь-який об'єднавчий принцип. Тому цей підрозділ монографії присвячено засадам можливого об'єднання властивостей ХЗП.

Тому хімічну зону присутності можна розділити на три умовних типи. Перший тип - це внутрішній об'єм АС, у якому відбувається розповсюдження того чи іншого елемента та пов'язані з ним хімічні реакції. Особливістю цієї зони є те, що всі реакції відбуваються у замкненому просторі (об'єм АС). Тим не менш, при таких реакціях їх кінцеві продукти можуть просочуватися через поверхню у навколишнє середовище, де створюють відповідну хімічну зону присутності (третій тип).

Другий тип - це поверхневий об'єм, де відбувається самий активний процес взаємодії речовини АС із зовнішнім середовищем. Продукти реакції при цьому не тільки є підґрунтям до утворення поверхневого прошарку з відмінними хімічними властивостями, а й одною з базових для ДТТЗ та третього типу хімічної зони присутності.

Третій тип - це зовнішня газо-молекулярна хмара, яка огортає АС. Саме спектральний склад хімічних елементів в цій хмарі є спорідненим з основною речовиною АС. Оскільки в основі хімічної ЗП є хімічні реакції, то і діють відповідні закони розповсюдження речовин [4, 14, 35, 36].

Тим не менш будь-який рух є фізичним явищем, яке може існувати незалежно від наявності хімічної реакції, хоча у кінцевому випадку все супроводжується активною динамікою.

Таким чином, будь-яка АС має властивість розповсюдження хімічних речовин навколо себе. Аналізуючи цей стан існування АС, маємо можливість визначити наступні градації.

Перша градація полягає у тому, що будь-яка АС є джерелом газової ініціації у просторі, який її оточує.

За другою градацією ми маємо визначити АС, який є нейтральним до оточуючого середовища. У широкому сенсі ми не маємо можливості стверджувати це однозначно, оскільки зона невизначеності визначається лише вектором напрямку цього руху. Проте, за класичної фізики визначається низка законів, які притаманні цим процесам [17]. Таким чином, газова зона присутності підтверджується наступними тезами.

По-перше, це закон кратних відношень Джона Дальтона, який має наступну інтерпретацію: кількість речовини, яка реагує між собою не вільні, а знаходяться у відповідних кратних співвідношеннях. Таких кратних співвідношень дуже велика кількість, оскільки у основі цієї системи знаходяться можливі варіанти їх з'єднань та можливості пересування у просторі.

По-друге, закон Авогадро, який стверджує, що у рівних об'ємах за однакової температури та тиску усі гази мають однакову чисельність молекул. Для прикладу, граммолекула газу (моль), тобто маса газу у грамах чисельно дорівнює його молекулярній вазі за нормативних умов (тиск 1 атм при  $tC^0 = 0$  має об'єм 22,41 л).

Наступне явище - це явище переносу, тобто дифузії, яке розглядається як внутрішнє тертя у рідині, газі та теплопровідності.

Рух мілких твердих часток, який є за своєю сутністю те ж саме, що і процеси у ДТТЗП. Як наслідок за дрібної часточки маємо броунівський рух, який пояснює все з погляду удару часток між собою.

Тиск газу на стінки посудини який пояснюється ударом молекул об ці самі стінки.

Отже, всі вище зауважені тези стосуються відносно вільного руху молекул у просторі, який пов'язаний з довжиною вільного пробігу. Оскільки ми орієнтуємось на газову зону присутності, то надалі будемо дотримуватись основних тез молекулярної фізики [32]. Наразі ці питання добре розглянуті у [1]. Отже, визначенням зони присутності газових речовин у просторі пов'язане з низкою класичних фізичних законів, як закон Бойля-Маріотта [17] (ізотермічний закон), тобто зв'язок тиску з об'ємом за сталої температури

$$pV = Const, \quad (2.229)$$

що стосується замкненого об'єму  $V$  у виразі (2.229) та тиску  $P$ . Проте цей закон у реальній системі реєстрації має дещо інший вигляд, а саме

$$pV = [S]. \quad (2.230)$$

У виразі (2.230) величина об'єму  $V$  є сторонній фактор визначення, оскільки його розміри визначаються величиною тиску того газу, який знаходиться у визначеному об'ємі. Тобто, зона присутності об'єму  $V$  визначається межею тиску газу  $p = [S]$ .

Наступний закон, що визначає розповсюдження газу у просторі, є закон Гей-Люссака, який пов'язує розповсюдження газу з температурою, тобто

$$V_t = V_0(1 + \alpha t^0) \text{ або } V_T = V_0 \alpha T^0, \quad (2.231)$$

де  $V_0$  - об'єм газу за нуля Цельсія,  $\alpha$  - коефіцієнт об'ємного розширення,  $t^0$  - плинна температура за Цельсієм,  $T^0$  - абсолютна температура при

$$\alpha = \frac{1}{273} \text{ град}^{-1}.$$

Цей процес має назву *ізобаричного*, оскільки відбувається за сталого тиску. За такої умови (2.231) розміри зони присутності газу збільшуються на величину  $\alpha t^0$ .

Окрім цих законів існує закон Шарля, тобто для визначеної маси газу  $m$  за сталого об'єму тиск є лінійно залежним від температури за законом (процес має назву *ізохоричного*)

$$P_t = P_0(1 + \beta t^0), \text{ або } P_T = P_0 \beta T^0, \quad (2.232)$$

де  $p_0$  - тиск газу температури  $0^\circ\text{C}$ ,  $\beta$  - термічний коефіцієнт тиску,

$$\beta \approx \frac{1}{273} \text{град}^{-1}.$$

Для законів Гей-Люссака та Шарля процес реєстрації межі зони присутності газової компоненти є більш-менш очевидним через диференціали температури, тобто  $\alpha t^0 = [S]$  та  $\beta t^0 = [S]$ .

Як наслідок, утворюється об'єднаний газовий закон. Отже, для визначеної маси газу добуток тиску на об'єм, віднесене до абсолютної температури, є стала величина. Тобто, у підсумку отримуємо

$$\frac{PV}{T} = \text{const при } m = \text{const}, \quad (2.233)$$

який об'єднує всі три попередні.

У реальній ситуації

$$\frac{PV}{T} = [S], \quad (2.234)$$

який визначає зону присутності того чи іншого об'єкту АС.

Необхідно зауважити, що всі ці вирази стосуються ідеалізованих умов, оскільки забезпечити стабільність температури  $t^0$ , об'єму  $V_0$  та тиску  $p$  є вкрай важкою задачею, а тому класична фізика використовує моделі на засадах ідеалізованих газів. Наразі вважається, що таким є газ, який задовольняє умовам рівняння Менделєєва-Клапейрона, тобто



$$PV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (2.235)$$

яке є достеменним для будь-якого числа  $n = \frac{m}{\mu}$  молей газу,  $m$  - маса газу,  $\mu$  - молекулярна вага газу,  $R$  - універсальна газова стала.

Для газової зони присутності є дуже важливим визначення швидкості руху у просторі, оскільки це визначає не тільки розміри зони присутності, а її активність стосовно зовнішнього середовища. Згідно цих параметрів ми маємо можливість орієнтуватися на основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії газу Клаузіуса. Це рівняння встановлює зв'язок між тиском, об'ємом та енергією газу, тобто параметрами, які можуть слугувати межею визначення кордону зони присутності. Наразі це рівняння має вигляд

$$p = \frac{1}{3} m \frac{N}{V} \bar{u}^2, \quad (2.236)$$

де  $N$  - чисельність молекул газу у об'ємі,  $m$  - маса однієї молекули,  $\bar{u}$  - середня квадратична швидкість молекули, яка визначається як

$$\bar{u}^2 = \frac{\sum_{k=1}^N V_k^2}{N}, \quad (2.237)$$

тобто арифметичне значення кореня квадратного від величини середнього квадрата молекулярних швидкостей. Якщо разом вирішувати рівняння (2.235) та (2.236), то є можливість отримати залежність середньоквадратичної швидкості у вигляді

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}. \quad (2.238)$$

Ще однією важливою величиною, яка впливає на розповсюдження зони присутності хімічних речовин є величина вільного пробігу, яка визначається як

$$l = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\pi d^2 n}, \quad (2.239)$$

де  $d$  - діаметр молекули,  $n$  - кількість зіткнень за одиницю часу.

Оскільки ХЗП визначається концентрацією визначеної речовини у середовищі, то маємо необхідність сформулювати поняття про межі такої зони. Наразі ми маємо дві можливі оцінки концентрації хімічної величини у просторі. З одного боку ми можемо спиратися на питому масу, а з іншого – на межу концентрації за якоюсь умовною величиною. Питома маса як така використовується лише як величина, яка характеризує той чи інший хімічний елемент, з'єднання, довільну речовину у статичному стані при  $20^0\text{C}$ , тиску  $1\text{атм} = 9,80665 \cdot 10^4 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$ . Але це досить рідкісне фізичне явище, за яким не варто проводити оцінку розмірів поверхні та об'єму хімічної зони присутності, оскільки вона у реальному випадку є результатом суміші низки компонент під різним тиском та температурою.

Стосовно хімічної зони присутності необхідно зробити одне досить вагоме зауваження, яке стосується ступеню суміші хімічної речовини і середовища. У цьому випадку може бути дві ситуації.

У першому випадку це однорідна суміш кількох компонент, а у другому – всі компоненти мають чітку межу розподілу.

За першого випадку за молекулярною фізикою система, у середині якої немає поверхонь розподілу, які відділяють між собою макроскопічні частини системи, що розрізняються за своїм складом та властивостями, має назву *гомогенної*.

У другому випадку, якщо система не задовольняє вище означеним умовам, вона має назву *гетерогенної*. Отже, ми маємо два складних випадки, які є дуже дошкульними для технології виробництва.

Якщо ми маємо якусь суміш хімічних елементів, які дифундують з поверхні АС, то визначитися з межею зони присутності вкрай важко, якщо орієнтуватися на всі компоненти суміші разом. Тобто визначитися з розмірами зони ми маємо можливість якимось одним з них, використовуючи теорему про поверхню розподілу [1]. У такому випадку ми маємо можливість визначитися з

розмірами ХЗП навіть за великої кількості речовин у суміші. Єдиною умовою у цьому випадку повинно бути те, що дифундуюча або сублімуюча хімічна речовина повинна мати походження від АС. Наприклад, пара води над водою, пара йоду над йодом, пара ртуті над ртуттю, не враховуючи всіх інших присутніх компонент. Однак, наша задача із визначення розмірів ХЗП значно полегшується, оскільки ми орієнтуємось на якусь одну компоненту. За другого випадку, якщо ми маємо якусь одну хімічну речовину, то визначитися з ХЗП зводиться до аналогічного вирішення, як у попередньому випадку.

Серед усіх різновидів зон присутності хімічна зона стоїть дещо осторонь, хоч і має дуже значні інформаційні властивості. Головна інформаційна властивість хімічної ЗП полягає у тому, що вона не тільки сповіщає своє оточення про свій хімічний склад, але і, як наслідок, про можливі внутрішні побудови. Окрім того, на відміну від інших ЗП хімічна зона присутності вимагає у приповерхневому та навколишньому просторі такого перелаштування об'єктів, при якому АС зможуть співіснувати. У супротивному випадку йдуть дії, спрямовані на знищення агресивних властивостей до стабільного стану. Так, наприклад, кисень та водень мають можливість співіснувати лише у стані води та їх похідних.

Отже, за інформаційними властивостями на першому місці є закон ТОНТОР, тобто при  $T(T)$  хімічна ЗП є, а при  $\bar{T}(\bar{T})$  її немає [1, 2]. Таким чином, приймаючи функцію хімічної реакції як  $\chi(t)$ , маємо можливість записати наступну залежність

$$\left. \begin{aligned} T(T)\chi(t) &= \Xi\chi(t) \\ \bar{T}(\bar{T})\chi(t) &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (2.240)$$

де  $0 < \Xi < 1$  - функція трансляції хімічної зони присутності. Наразі така функція у багатьох випадках має опис дифузійних процесів із відповідною термодинамікою. Як найбільш складний приклад тут можна вважати аномалії концентрації певної хімічної сполуки в масі АС. Як простий приклад можна

вважати зону розповсюдження запаху навколо АС, це такі гази, як  $S_2$ ,  $SO_2$ ,  $NH_4$ ,  $H_2S$ ,  $NO_2$  тощо. Велика кількість хімічних елементів, їх поєднань та різновидів породжує велику кількість хімічних ЗП із специфічними властивостями. Як наслідок, процес хімічного симбіозу може відбуватися досить довго, допоки не завершиться процес балансування.

Отже, на початковій стадії хімічна ЗП розташована у межах об'єму АС. Всі хімічні реакції, які визначають побудову АС (звісно якщо такі є), відбуваються у середині загальної маси речовини. Наразі, якщо АС являє собою моноструктуру з одного хімічного елементу або з'єднання, які пов'язані потужними атомними та молекулярними зв'язками, певний рух взагалі є проблематичним. Тому в таких випадках не утворюються нові хімічні з'єднання. Єдине виключення становлять шпаруваті АС. Можливий ще радіоактивний розпад, але це не хімічна реакція. У випадку, коли в середині АС відбувається реакція, то вона має властивість розповсюдження в усі боки і зупиняється лише за наявності перешкоди (закон агресії). Якщо абстрагуватися від вторинних явищ, то поверхня (оболонка) АС є тим бар'єром, який визначає зовнішню хімічну зону присутності. При цьому поверхня, маючи кінцеву товщину, утворює свою зону присутності. Оскільки поверхня огортає всю масу АС, то вона піддається потужним зовнішнім навантаженням. Тому АС виробляє таку поверхню, яка має стійкість не тільки до фізичних навантажень, а й до хімічних. У такому випадку відбуваються хімічні реакції між зовнішнім середовищем та речовиною АС. Саме продукти розпаду утворюють той прошарок, який утворює поверхню. Новий хімічний склад поверхні утворює таке навколишнє середовище, в якому можуть існувати лише такі АС, які виробили або протидію, або використання цього складу з максимальною ефективністю. Якщо скористатися таким прикладом, як земна куля, то можна побачити, що вся її поверхня являє собою низку ендемічних поверхонь, яким притаманні не тільки своєрідна флора та фауна, а й народи (етноси). Звісно на визначеній території можна виробити протидію зоні присутності, але це буде

тимчасове явище. Причина цього полягає у тому, що АС, що виробляють протидію, самі до неї нестійкі і приречені на руйнування, оскільки зону присутності можна знищити лише знищивши саму АС, яка її продукує.

Таким чином, межі ХЗП визначає концентрація речовини. Згідно фізичним засадам [20] теорії ідеальних газів розрізняють вагову та молярну концентрацію. Стосовно рідини то розглядається лише концентрація електролітів і абсолютно не визначається концентрація твердих речовин [4, 13, 14]. Оскільки принципи визначення концентрації у всіх випадках однакові, то будемо орієнтуватися на газові співвідношення.

Отже, ваговою концентрацією  $k_{Bi}$  (ваговою долею, ваговою долевою концентрацією)  $i$ -го газу гомогенної суміші є співвідношення його маси  $M_i$  до маси  $M_0$  усієї суміші:

$$k_{Bi} = \frac{M_i}{M_0} = \frac{M_i}{\sum_{i=1}^N M_i}, \quad (2.241)$$

де  $N$  – загальна кількість різних газів, які утворюють суміш.

Молярною концентрацією  $k_{Mi}$  (мольною долею, молярною долевою концентрацією)  $i$ -го газу є співвідношення числа молей цього газу до числа молей всіх газів суміші:

$$k_{Mi} = \frac{\frac{M_i}{\mu_i}}{\sum_{n=1}^N \frac{M_n}{\mu_n}}, \quad (2.242)$$

де  $\mu_i$  - молекулярна вага  $i$ -го газу.

У подальшому задля скорочення різних пояснень замість величин концентрації (2.229) та (2.230) а також низки інших величин, які мають можливість сягати над малих значень будемо використовувати позначку **[S]**. Ця позначка означає максимальну чутливість до того чи іншого параметру, нижче за який вона не реєструється.

Отже, для того, щоб визначитися з межами ХЗП, нам необхідно виконати дві умови.

По-перше, необхідно визначитися, за якою компонентою визначається межа зони. Для цього у випадку гомогенної суміші з усього спектру речовин  $S(\omega)$  обирається одна, яка має максимальне співпадіння із зоною розповсюдження суміші, тобто призводим до гетерогенної суміші  $S(\omega_i)$ , тобто

$$\left. \begin{aligned} T(T)S(\omega) &= \Xi S(\omega_i[S]) \\ \bar{T}(\bar{T})S(\omega) &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (2.243)$$

Вираз (2.231) лише визначає спосіб визначення вишукуваної речовини за якою визначаємо поверхню ХЗП, але не її просторову геометрію. Точність визначення геометрії є повністю залежним від величини  $[S]^3$ , тобто об'єму, за яким ми визначаємо концентрацію вишукуваної речовини. Цей об'єм є пов'язаним з поняттям еталонного (метрологічного) об'єму, частковий опис якого був наведений у [1, розд. 2, 3]. Тобто наступна наша задача визначитися з об'ємом, коли є можливість однозначно вирішити ситуацію співвідношення стосовно концентрації. Як наслідок, отримуємо досить незвичайну ситуацію. Отже, якщо у одиниці об'єму простору розташовано один атом або молекула вишукуваної речовини. До того ж, якщо у цьому об'ємі може вміститися лише один атом і більше нічого, а вирази (2.241) та (2.242) дорівнюють одиниці, тобто чиста речовина. Як наслідок, виникає проблема підконтрольного об'єму. Якщо він необмежено зменшується до розмірів молекули контролюємої речовини, то ми отримуємо певну невизначеність концентрації і, як наслідок, точності визначення межі ХЗП. Для цього достатньо розглянути простий приклад. Тобто ми маємо за оптимального об'єму  $V_0$  один атом реєструємої речовини і досить загальної. Отже, це відповідає концентрації 10%. За виразом (2.241) концентрація є незалежною від об'єму. Проте, просте зменшення об'єму у два рази дає 20%, у п'ять разів – 50%, тобто мало того, що залежність нелінійна, ми не маємо можливості визначитися з розмірами ХЗП. Отже, чим

менший об'єм, тим більша похибка визначення меж координат і величина  $[S]$  поступово переростає у величину дуальності  $D$ . Як наслідок можливість визначення меж ХЗП різко падає до розмірів величини  $D$ .

Таким чином, функція об'єму реєстрації  $Q_x$  на межі хімічної зони присутності визначиться як:

$$\left. \begin{aligned} T(T)Q_x &= \Xi Q_x \\ \bar{T}(\bar{T})Q_x &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (2.244)$$

При цьому об'ємі реєструється концентрація за  $k_{Bi}$  та  $k_{Mi}$  наступним чином:

$$\left. \begin{aligned} T(T)(k_{Bi} V k_{Mi}) &= \Xi(k_{Bi} V k_{Mi}) \\ \bar{T}(\bar{T})(k_{Bi} V k_{Mi}) &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (2.245)$$

Тобто для реєстрації меж ХЗП необхідно виконати мінімум три технологічні операції: визначитися з речовиною, визначитися з об'ємом, визначитися з концентрацією. Великий вплив на формування ХЗП мають процеси дифузії. Наразі під процесом дифузії розуміється встановлення однакової концентрації. Наслідком дифузії є вирівнювання хімічного потенціалу у межах визначеного об'єму [4, 13, 14]. Вище означене твердження є справедливим для уявних ситуацій, коли ми маємо обмежений об'єм, у середині якого спостерігається ХЗП. У реальній ситуації досить часто ми не маємо обмеженого об'єму, і процеси відновлення рівноваги концентрації можуть тривати необмежено довго (наприклад, у вакуумі). Для однокоординатного випадку ( $\aleph = \aleph(x)$ ) дифузія має опис через перший закон Фіка:

$$dm = -D \frac{d\aleph}{dx} dS dt, \quad (2.246)$$

де  $dm$  - маса першого компонента, яка переноситься за час  $dt$  через елементарну площинку  $dS$  по нормалі  $x$  до розглядаємої площини у бік зменшення щільності першого компонента,  $\frac{d\aleph}{dx}$  - градієнт щільності,  $D$  -

градієнт дифузії. Отже, якщо ми уявно виокремимо декілька молекул, то відбувається самодифузія, тобто самовирівнювання концентрації. За для опису явища дифузії вводиться поняття щільності потоку  $\mathbf{j}$ . Ця величина є деяка кількість часток визначеної речовини, яка переноситься шляхом дифузії у одиницю часу через одиницю поверхні. За умови існування градієнту тиску  $\nabla p$  від зовнішніх сил та градієнта температури  $\nabla T$  щільність дифузійного потоку визначиться як

$$j = -Dn_0(\nabla C + \frac{k_T}{T}\nabla T + \frac{k_p}{p}\nabla p), \quad (2.247)$$

де  $n_0 = \frac{P}{kT}$ ,  $k$  - стала Больцмана,  $D$  – коефіцієнт дифузії, який дорівнює щільності дифузійного потоку за наявності лише градієнта концентрації  $\nabla C$ , який дорівнює  $\frac{1}{n_0}$ . Величина  $k_T D$  є коефіцієнтом термодифузії і чисельно дорівнює щільності дифузійного потоку за умов:  $\nabla C = \nabla p = 0$ ;  $\nabla T/T = 1/n_0$ . Безрозмірна величина  $k_T$  є термодифузійним співвідношенням. Величина  $k_p D$  має назву коефіцієнта бародифузії, яка чисельно дорівнює щільності дифузійного потоку за умови  $\nabla C = \nabla T = 0$ ,  $\nabla p/p = 1/n_0$ .

Для випадку тривимірної дифузії за сталої температури та тиску диференціальне рівняння дифузії приймає вигляд:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( D \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( D \frac{\partial C}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( D \frac{\partial C}{\partial z} \right). \quad (2.248)$$

Якщо  $D$  незалежне від концентрації, то рівняння набуває вигляду

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \cdot \nabla^2 C,$$

що є другим законом Фіка, де  $\nabla^2$  - диференціальний оператор Лапласа [12].

У випадку, коли одні молекули газу або часточки змішуються з іншими, для кожної з них є свій коефіцієнт дифузії, які рівні між собою, тобто



$$D_{12} = D_{21} = \frac{kT}{\mu n \sigma_{12} \sqrt{\langle V_1 \rangle^2 + \langle V_2 \rangle^2}}, \quad (2.249)$$

де  $\sigma_{12}$  - ефективний газокінетичний переріз,  $\mu = m_1 m_2 / m_1 + m_2$  - приведена маса молекул,  $m_1$  та  $m_2$  - маси молекул 1 та 2 газів,  $\langle V_1 \rangle$  та  $\langle V_2 \rangle$  - середні швидкості молекул,  $k$  - стала Больцмана,  $T$  - температура,  $n$  - середня концентрація газів.

Наведемо приклади розподілу концентрації речовин [32]. Так, для напівнескінченного стрижня концентрація дифундуючої речовини від маси  $M$ , розташованої у торці, буде визначатися як

$$C(x, t) = \frac{M}{\sqrt{\pi D t}} e^{-\frac{x^2}{4 D t}}. \quad (2.250)$$

Звідки відстань реєстрації зони присутності за концентрації  $C(x, t) = [S]$  визначається як

$$x = 2 \sqrt{D t \ln \frac{M}{\pi D t [S]}}. \quad (2.251)$$

У другому випадку маємо розподіл концентрації маси  $M$  речовини у рідині відбувається за законом

$$C(r, t) = \frac{M}{8\sqrt[3]{\pi D t}^2} e^{-\frac{r^2}{4 D t}}. \quad (2.252)$$

Звідки, як і у попередньому випадку, отримуємо радіус ХЗП розчиненої речовини

$$r = 2 \sqrt[3]{D t \ln \frac{M}{8\sqrt[3]{\pi D t}^2 [S]}}. \quad (2.253)$$

У попередніх виразах коефіцієнт дифузії можна визначити за виразом

$$D = \frac{1}{3} \frac{\bar{u}}{\sqrt{2 n_0 \sigma}} = \frac{1}{3} \bar{u} \bar{\lambda}, \quad (2.254)$$

де  $\sigma$  - ефективний переріз співудару молекул,  $n_0$  - кількість молекул на

одиницю об'єму,  $\bar{\lambda}$  - середня довжина пробігу.

У випадку двох газів

$$\sigma = \sqrt{2}\pi \left( \frac{d_1 + d_2}{2} \right)^2, \quad (2.255)$$

де  $d_1$  та  $d_2$  - діаметри молекул газів.

Отже, якщо орієнтуватися на попередній фізико-математичний аналіз виразів (2.250) та (2.252), то можна стверджувати, що щільність розсіяння речовини у просторі має експоненціальну залежність. Тут необхідно зробити одне зауваження. Попередньо означені вирази дають опис процесу, який виконується лише за сталої величини коефіцієнта дифузії  $D$ . Але за сталого процесу розповсюдження дифузія має плинний характер, оскільки падає щільність простору і, як наслідок, зменшується кількість зіткнень молекул. У результаті цього збільшується середня швидкість ( $\bar{u}$ ) та середня довжина пробігу ( $\bar{\lambda}$ ), що призводить до збільшення величини  $D$ . Цей параметр у (2.250) та (2.252) не враховується, що призводить до певної неточності у визначенні границь розповсюдження ХЗП. Але і це ще не все. Розглянемо простий приклад розповсюдження ХЗП на напівплощині. У цьому випадку процес йде за трьома напрямками.

По-перше, це найтяжчий корозійний процес, який відбувається вглиб поверхні АС. Водночас, передній фронт корозійної поверхні, який рухається вглиб середовища, є не стійким та не визначеним по координаті на величину  $[S]_1$ . У цьому випадку приблизний опис глибини процесу можна отримати за виразами (2.252) та (2.253). До того ж, необхідно враховувати швидкість руху фронту хімічної реакції залежно від постачання відповідних хімічних компонентів до фронту  $[S]_1$ . Так, наприклад, звичайні процеси окислення в кисневому середовищі сприяють утворенню іржі. Залізо за термічної обробки покривається окалиною згідно реакції.



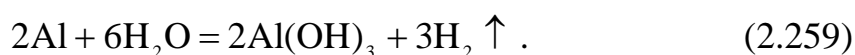
Але на наступному етапі за доступу води утворюється гідроксид заліза



Тобто перший прошарок 1 складається з  $\text{Fe} + \text{Fe}_2\text{O}_3$ , який підживлює прошарок 2, що, виділяючи кисень, підживлює прошарок 1 (рис. 2.13). Корозія алюмінію має дещо інший характер. При реакції з киснем ми отримуємо окис алюмінію



При реакції з водою утворюється водень та гідроксид алюмінію

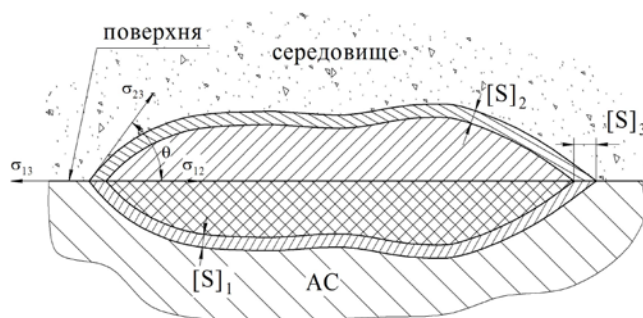


При цьому, якщо окис алюмінію  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в основному зосереджується у прошарку 1, то його гідроокис  $\text{Al}(\text{OH})_3$  зосереджується у другому прошарку 2 (рис. 2.13, а,б).

Внаслідок цих процесів отримується прошарок 2, де відбуваються найбільш активні реакції між середовищем та речовиною АС. Координати ХЗП у такому разі визначаються величиною  $[\text{S}]$ . У цьому прошарку поверхні концентрація. Водночас, цьому з боку середовища у зоні  $[\text{S}]_2$  відбувається початок всіх хімічних реакцій, а закінчується на прошарку  $[\text{S}]_2$ . Особливою у ХЗП є ділянка  $[\text{S}]_3$  де відбуваються кілька реакцій одночасно, тобто (2.256), (2.257) або (2.258), (2.259). Особливістю таких ділянок є те, що при контактуванні речовини АС, ХЗП та середовища утворюється особливий фронт, який визначає величину розповсюдження зони. Достатньо згадати процес розповсюдження чорнильної плями на будь-якій поверхні (папір, тканина тощо).

Отже, як видно з рис. 2.13, розповсюдження хімічних речовин у середовищі є дифузійний процес, який залежний від властивостей як самої речовини, так і середовища. Таких прикладів можна навести велику кількість. З першого погляду розповсюдження речовини має лінійний характер, і рух відбувається за нормаллю до зовнішнього фронту хвилі речовини. Тим не менш це не завжди так, достатньо

подивитися на реальні ситуації на світлинах (рис. 2.13). Тобто ідеальні концентричні кола неможливі, навіть за низки ідеальних умов. Всі ці явища мають відповідний фізико-математичний опис [20].



а)



б)



в)



г)

Рис. 2.13. Розповсюдження хімічної ЗП, де: а) загальний принцип корозійного процесу, б) процес корозії на поверхні сталі, в) процес розповсюдження фарби у прісній воді, г) процес розповсюдження фарби у воді при концентрації солі (0,5% NaCl)

Отже, якщо ми маємо процес дифузії, що може бути уявлений як  $U(x,t)$ , який є величиною концентрації молекул у координаті  $x$  при моменті часу  $t$ , у такому випадку процес може бути записаним рівнянням дифузії

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( D \frac{\partial U}{\partial x} \right) = C \frac{\partial U}{\partial t}, \quad (2.260)$$

де  $C$  - коефіцієнт шпаруватості. За лінійної дифузії та сталих коефіцієнтів рівняння (2.260) приймає вигляд

$$U_t = a^2 U_{xx}, \quad (2.261)$$

де  $a^2 = D/C$  - коефіцієнт теплопровідності.

Отже,, якщо процес дифузії нестійкого газу швидкість якого пропорційна концентрації, отримуємо рівняння

$$U_t = a^2 \Delta U + \beta U \quad (\beta > 0), \quad (\beta < 0). \quad (2.262)$$

Рух молекул при цьому може викликати ланцюгову реакцію, коли часточки речовини реагуючи з середовищем починають розмножуватися.

При  $\beta = 0$  ми маємо чисту дифузію. У випадку, якщо  $\beta < 0$ , відбувається дифузія з розпадом. Це означає, що зменшення концентрації відбувається швидше за чистої дифузії ( $\beta = 0$ ). У випадку  $\beta > 0$  відбувається дифузія з розмноженням, тобто ланцюгова реакція. Величина  $\beta$  є характеристикою речовини (коефіцієнт розмноження) в той час, як  $\lambda_1$  є характеристикою форми і розмірів ділянки.

Отже, якщо ми маємо ділянку за заданого  $\beta$ , якщо  $\lambda_1 = \beta/a^2$ , то необхідно ввести поняття критичного розміру.

Таким чином, якщо маємо одновірну задачу, то нескінченний шар ( $0 \leq x \leq l$ ) при:

$$\lambda_n = \left( \frac{\pi n}{l} \right)^2 \text{ та } \lambda_1 = \frac{\pi^2}{l^2}, \quad (2.263)$$

критична величина шару  $l_{кр}$ , починаючи з якої відбувається процес лавинного зростання концентрації, визначається як

$$l_{кр} = \frac{\pi a}{\sqrt{\beta}} \approx \frac{3,14a}{\sqrt{\beta}} \quad (\beta > 0) \quad (2.264)$$

При нескінченному циліндрі найменше значення  $\lambda$  відповідає особистій функції, яка має радіальну симетрію та дорівнює

$$\lambda_1^{(0)} = \left( \frac{2,4048}{r_0} \right).$$

Звідкіля критичний діаметр

$$d_{кр} \approx \frac{4,80a}{\sqrt{\beta}}.$$

Для сфери найменше значення  $\lambda$  відповідає особистій функції, яка має сферичну симетрію

$$\lambda_1 = \left( \frac{\pi}{R} \right)^2.$$

Звідкіля критичний діаметр  $d_{кр}$  буде

$$d_{кр} = \frac{2\pi a}{\sqrt{\beta}} \approx \frac{6,28a}{\sqrt{\beta}}. \quad (2.265)$$

Отже, ми розглянули фізико-математичну базу стосовно розповсюдження хімічних речовин у просторі. Наразі нас цікавить розміри зони присутності хімічної речовини у просторі навколо джерела витоку. За такого процесу утворюється хмара газу або пилу. Така хмара має початкові розміри, які можемо уявити як тривимірну функцію  $C(x, y, z, t)$  залежною від часу. Процес розповсюдження хімічної хмари можна розглядати як процес дифузії речовини від миттєвого крапкованого джерела масою  $M$  у необмеженому просторі. Такий процес дифузії має не молекулярний, а турбулентний характер, який має деякий ефективний коефіцієнт  $D$ . Така хмара поступово розсмоктується, допоки не зникає зовсім. До того ж, це відбувається поступово, починаючи з периферії, де речовина зливається з навколишнім середовищем. За таких умов, якщо вважати, що джерело та хмара пристайні своїми геометричними центрами, функцію концентрації можна записати як

$$C(x, y, z, t) = M \left( \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} \right)^3 \cdot e^{-\frac{x^2+y^2+z^2}{4Dt}} \quad (2.266)$$

при  $D = a^2$ .

Сама по собі хмара є хімічною зоною присутності джерела. Тобто у загальному випадку нам необхідно визначитися із розмірами зони присутності об'єкту як такого. При цьому орієнтування йде на вирази (2.241), (2.242) та (2.243). Отже, нам необхідно визначитися з розмірами об'єкту (хмари) навколо джерела. Для цього необхідно розглянути фізико-хімічні властивості цього об'єкту [37]. Перша властивість такого об'єкту (хмари) - це здібність розповсюджуватися у навколишньому просторі. Наразі таким середовищем може бути вакуум, плазма, газ, рідина або тверде тіло [1]. У всіх випадках ми маємо ситуацію дифузії або розповсюдження проникнення одної речовини в іншу, тобто середовище. Визначитися з координатою переднього фронту розповсюдження (дифузії) можна лише спираючись на фізичні або хімічні властивості речовини. Мало того, якщо фізична або хімічна властивість значно відрізняється від середовища, це ще не означає безпроблемного визначення координати фронту дифузії.

Отже межі розповсюдження можна визначити візуально, як наприклад хмару на блакитному небі, але це лише приватний випадок. У більшості ситуацій хімічні речовини безколірні, наприклад повітря, яке складається з азоту, кисню та інертних газів. Тому будувати на цьому принципі, реєструючи концентрації азоту, кисню чи аргону не варто, необхідно спиратися на хімічні властивості цих газів. Так, наприклад, концентрацію окису вуглецю (CO) у вихлопних газів авто необхідно мати відповідний приклад. Інертний газ радон (Ra), який є хімічно неактивним, але є тією речовиною, яка утворює зону присутності під поверхнею землі покладів радіоактивних металів (уран, торій, плутоній тощо). Визначити його наявність можна лише за його електричним властивостям та еманациєю. Радон має слабку радіоактивність і, як наслідок, поляризує навколишнє повітря. Вимірює таку поляризацію спеціальний прилад еманометр.

Отже, у підсумку ми маємо можливість констатувати той факт, що необхідно орієнтуватися на певну фантомну властивість речовини, яка має

різко виділятися на загальному тлі середовища. Мало того, прилад, система тощо повинна бути дуже чутливою до цієї властивості. Позначимо цю фантомну властивість як  $\Phi$ . У такому випадку потужність властивості на обраній ділянці можна визначити як

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\alpha l}, \quad (2.267)$$

де  $\Phi_0$  - первинна потужність джерела дифузії,  $\alpha = \alpha_0 C$  - коефіцієнт розсіювання або поглинання, пропорційний концентрації газу ( $\alpha_0 = \text{const}$ ),  $C$  - концентрація речовини у прошарку,  $l$  - товщина прошарку.

Отже, якщо маємо два прошарки з різними шарами товщини  $l_1$  та  $l_2$  та різними концентраціями речовини  $C_1$  та  $C_2$ , то

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\alpha_0 C_1 l_1} \cdot e^{-\alpha_0 C_2 l_2} = \Phi_0 e^{-\alpha_0 (C_1 l_1 + C_2 l_2)}. \quad (2.268)$$

При цьому існує умова

$$\left. \begin{array}{l} l_2 - l_1 \geq [S] \\ C_2 - C_1 \geq [S] \end{array} \right\}. \quad (2.269)$$

Отже, ясно, що зміна властивості відбувається за принципом

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\alpha_0 \int C dl}. \quad (2.270)$$

Таким чином визначення межі розповсюдження хімічної речовини буде визначатися співвідношенням  $\Phi/\Phi_0$  залежним від величини  $\int C dl$ . Якщо ми приймаємо величину  $[S]$  як поріг чутливості вимірювального приладу, який реєструє фронт розповсюдження, то маємо відповідно три випадки.

За першого випадку маємо співвідношення

$$\frac{\Phi_0 - \Phi}{\Phi_0} < [S] \text{ або } \frac{\Phi}{\Phi_0} > 1 - [S], \quad (2.271)$$

тобто зона фронту є нереєструємою.

За другого випадку при

$$\frac{\Phi_0 - \Phi}{\Phi_0} > 1 - [S] \text{ або } \frac{\Phi}{\Phi_0} < [S], \quad (2.272)$$



прилад надає непевні відомості.

У третьому випадку

$$[S] < \frac{\Phi}{\Phi_0} < 1 - [S] \quad (2.273)$$

прилад лише частково реєструє зону присутності, та й то тому, що вона має непевний характер у межах  $[S]$ , оскільки ступінь реєстрації величини  $\Phi$  є залежною від співвідношення

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = e^{-\alpha_0 \int C dl}. \quad (2.274)$$

Якщо ми розглянемо проекції перерізів об'ємної зони на площину  $(x, y)$ , то отримуємо відповідні проекції зон концентрації як на рис. 2.13, які, хоч і не є перерізами, тим не менш дають повне уявлення про цей процес.

Для визначення геометрії цих пристайних перерізів визначимо інтеграл

$$\int C dl = \int_{-\infty}^{\infty} C(x, y, z, t) dz = M \left( \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} \right)^3 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{x^2+y^2+z^2}{4Dt}} dz = M \left( \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} \right)^2 e^{-\frac{x^2+y^2}{4Dt}}. \quad (2.275)$$

Таким чином, якщо кількість речовини у перерізі невелике, тобто

$$\int C dl < \frac{[S]}{\alpha_0}, \text{ то } \frac{\Phi}{\Phi_0} > 1 - [S], \quad (2.276)$$

то така ділянка відповідає відсутності речовини. За великої кількості речовини

$$\int C dl > \frac{\Delta}{\alpha_0}, \text{ то } \frac{\Phi}{\Phi_0} < e^{-\Delta} = [S], \quad (2.277)$$

тобто за належного вибору  $\Delta = \ln \frac{1}{[S]}$  відповідна ділянка має потужну властивість.

За умови, що  $[S] \leq \int C dl < \frac{\Delta}{\alpha_0}$ , маємо

$$\alpha_0 \int C dl = [S] \quad \text{або} \quad \alpha_0 M \left( \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} \right)^2 e^{-\frac{R^2}{4Dt}} = [S], \quad (2.278)$$

де  $R^2 = x^2 + y^2$ .

Визначає межу зони присутності, за якою вона стає нерєєструємою.

Отже як наслідок радіус хімічної зони присутності з виразу (50) буде становити

$$R = 2\sqrt{-Dt \ln \frac{[S]4\pi Dt}{M\alpha_0}}. \quad (2.279)$$

Наразі ця залежність відображена на рис. 2.14.

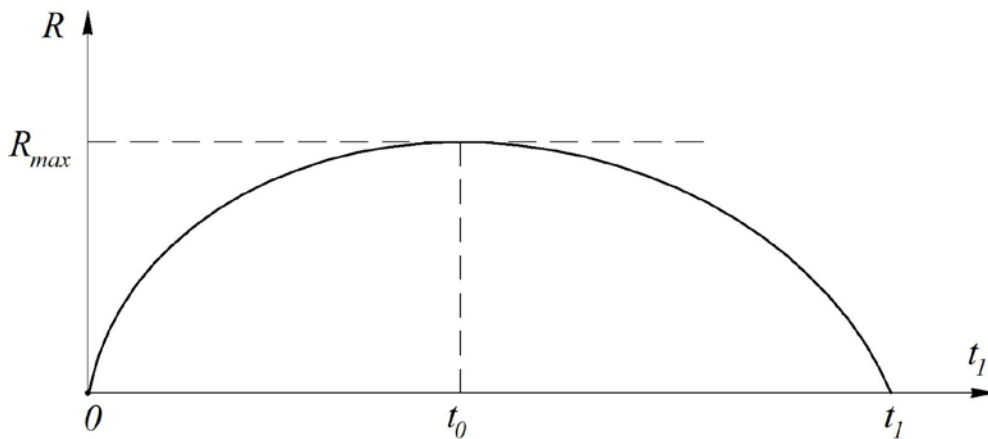


Рис. 2.14. Величина зміни радіусу за часом.

За малих значень  $t$  радіус зони присутності малий, але збільшується разом з  $t$  при

$$t = t_0 = \frac{\alpha_0 M}{4\pi e D [S]} \quad (2.280)$$

величина радіусу сягає максимального значення

$$R_{\max} = 2\sqrt{Dt_0} = \sqrt{\frac{\alpha_0 M}{\pi e [S]}}. \quad (2.281)$$

При  $t > t_0$  радіус зони присутності  $\rho$  зменшується і за величини

$$t_1 = \frac{M\alpha_0}{4\pi D [S]} \quad (2.282)$$

дорівнює нулю, що відповідає зникненню зони присутності.

Досліджуючи процес збільшення зони присутності, можна визначити коефіцієнт турбулентної дифузії  $D$  у вільній атмосфері, користуючись виразами для  $t_1$  та  $t_0$ .

Отже все вище сказане стосується лише уявних ситуацій дифузійних процесів за цими теоретичними тезами. У реальній ситуації ми отримуємо не пристайні концентричні кола концентрації, а замкнені криві неправильної форми. Мало того, вони мають яскраво окреслений хвильовий характер. Оскільки нашою задачею є визначення контуру (площі) розповсюдження хімічної речовини, то необхідно звернути увагу на наступні параметри хімічної зони присутності. По-перше, це точність визначення геометрії на межі потужності зони. Для цього ХЗП необхідно розглянути як окрему АС зі своєю панданною зоною та зоною присутності. По-друге, визначення точності геометрії контуру ХЗП і, як наслідок, її тривкості. По-третє, вплив супутніх процесів на розповсюдження речовини в просторі.

Отже за виразом (2.281) ми маємо можливість визначитися з величиною  $R_{\max}$ , тим не менш цей вираз занадто ідеалізований і відрізняється від реальної ситуації. У виразі (2.268) зміна властивості відбувається за товщиною прошарку хімічної речовини. Але аналогічна ситуація відбувається і за зміною відстані від центру координат. Таким чином, величини  $l_1$  та  $l_2$  можемо сприймати як відцентрову відстань, а вираз (2.268) зберігає свою справедливість у наших математичних розвідках. Як наслідок, у виразі (2.268) приймаємо концентрацію речовини за сталу величину, тобто  $C_1 = C_2$ , на яку реагує наша чутлива система вимірювання. У такому випадку отримуємо наступні залежності:

$$\Phi_{\max} = \Phi_0 e^{-\alpha_0 C R_{\max}}$$

та

$$(2.283)$$

$$\Phi_{\min} = \Phi_0 e^{-\alpha_0 C R_{\min}}.$$

Для того, щоб зареєструвати межу зони присутності необхідно, щоб різниця між  $\Phi_{\max}$  та  $\Phi_{\min}$  була не менша за  $[S]$ , тобто

$$[S] = |\Phi_{\max} - \Phi_{\min}| = e^{-\alpha_0 C} \Phi_0 (e^{R_{\min}} - e^{R_{\max}}) \quad (2.284)$$

Ситуація за виразом (2.284) відображена на рис. 2.15.

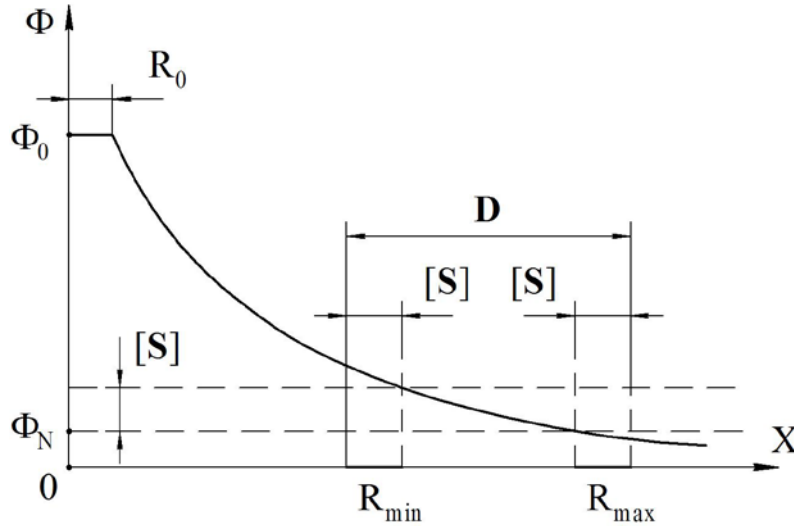


Рис. 2.15. Межова зона хімічної зони присутності

Отже фізична властивість  $\Phi$  абстрактної сутності втрачає свою потужність за експоненціальним законом (2.283). На відміну від попередньої задачі за прошарком відслідковуємо концентрацію залежно від відстані. При цьому дуже добре видно, що визначитися з координатою межі, можна лише приблизно, тому що вона знаходиться у межах від  $R_0 + R_{\min}$  до  $R_0 + R_{\max}$ , де  $R_0$  - радіус абстрактного об'єкту з масою  $M$ . Таким чином, якщо ми рухаємося у напрямку АС, то чутливий елемент зареєструє координату  $R_0 + R_{\min} - [S]$ . До того ж, величина  $R_{\min}$  нам відома лише з точністю  $[S]$ . Аналогічний рух виконується у протилежний бік до моменту, коли ХЗП зникає в оточуючому середовищі, тобто властивість приймає величину тіла  $\Phi_N$ . Внаслідок цього отримуємо координату  $R_0 + R_{\max} + [S]$ . Зробити виміри таким чином, щоб визначитися з радіусами як  $R_0 + R_{\min} = R_0 + R_{\max}$  неможливо, оскільки утворюється окіл функції радіусу ХЗП.

$$\lim(R_{\max} - R_{\min}) > [S], \quad (2.285)$$

тобто визначення радіусу не краще ніж  $[S]$ . У такій ситуації виникає ефект дуальності межі ХЗП (рис. 2.15), який позначається як  $\mathbf{D}$ . Дуальність є векторна величина, тобто якщо функція властивості є скалярна, то

$$\text{grad}\Phi = \mathbf{D}_{\Phi}. \quad (2.286)$$

Оскільки будь-яка властивість є пов'язаною з хімічними властивостями ХЗП, то і концентрація, як така з (38) теж має свою дуальність у межах зони, тобто

$$\text{grad}C(x, y, z, t) = \mathbf{D}_C. \quad (2.287)$$

Мало того, концентрація як властивість ХЗП пов'язана із загальними властивостями і, як наслідок, співпадають їх градієнти. Будь-який прилад, який реєструє величину параметра, реагує на градієнт абстрактної властивості. У протилежному випадку визначитися з розмірами ХЗП просто неможливо, до того ж обов'язково потрібен рух для визначення межі зони ХЗП.

Якщо ми розглянемо поверхні рівня властивостей, то досить легко зрозуміти, що між уявною та реальною ХЗП існує досить велика різниця. Уявна є завжди правильна геометрична, до того ж вона намагається досягти форми диска, напівсфери та сфери, як найбільш досконалих геометричних фігур. На рис. 2.16 відображена загальна зона за поверхнями рівня за виразами (2.252), коли зафіксовано той чи інший параметр. Надалі ми маємо розглянути процеси, що відбуваються за хвильових коливань маси, в якій розповсюджується хімічна речовина від тіла АС. Отже, ми додаємо у середовище речовину, котра потім необмежено розповсюджується у просторі (середовищі) навколо об'єкту. Водночас, якщо ми вносимо до середовища АО, який починає дифундувати, у середовищі виникає просторове зміщення маси. Як наслідок, така невірноваженість маси викликає хвильові процеси, які розповсюджуються як у просторі, так і на поверхні. У найпростішому вигляді це тиск, який впливає на місцеву концентрацію речовини.

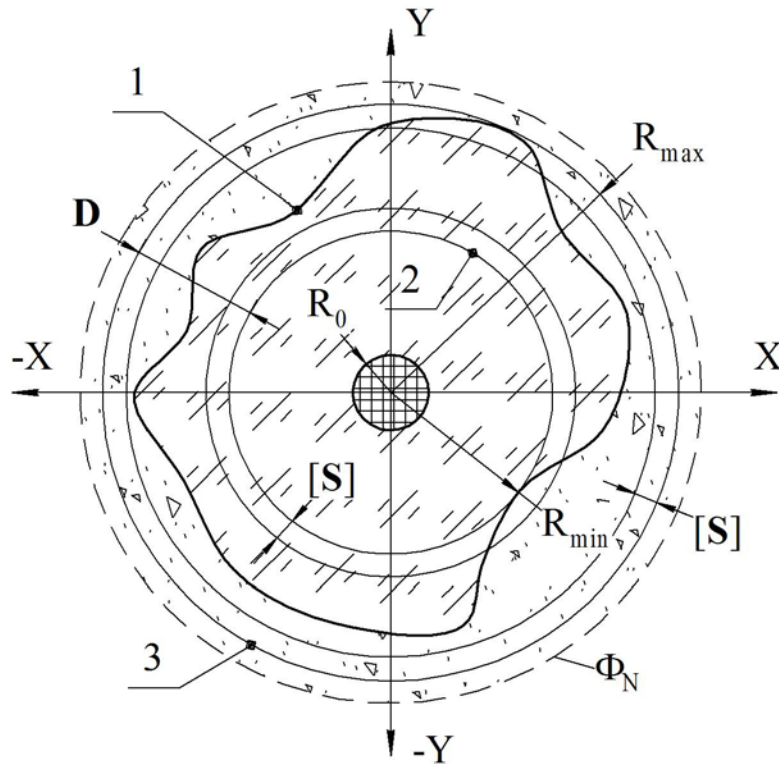


Рис. 2.16. Схематичне відображення ХЗП, де: 1 - реальна ХЗП реєструєма приладами, 2 - поверхня максимального рівня концентрації, 3 - поверхня мінімальної концентрації,  $\Phi_N$  - концентрація нижча за загальне тло

У загальному вигляді хвильове рівняння, яке дає опис цього процесу, має наступні варіанти вирішення. Необхідно помітити, що збільшення зони ХЗП відбувається хвилеподібно, що досить добре спостерігається на конкретних прикладах (рис. 2.13). Отже, на рис. 2.13,б наведено приклад звичайної корозії сталевій поверхні. У цьому випадку необхідно звернути увагу на той факт, що корозія розповсюджується цятками. До того ж, фронт розповсюдження має цяткований характер із різною щільністю. Тобто фронт корозії має доволі невизначений зовнішній контур зони присутності. У таких випадках фронт можна визначити цятками корозії, які торкаються загального тла. Окремо розташовані цятки слід розглядати за локальні корозійні утворення. У такому випадку їх слід розглядати як хвильовий процес (рис. 2.13, в,б). Під корозією

зазвичай розуміється процес руйнування поверхні твердого тіла під дією вологості та агресивного середовища. Наявність корозії на поверхні призводить до зміни її геометрії (рис. 2.13,а). Процес корозії дуже схожий на змочування поверхні рідиною. Наразі на поверхні 5 АС 3 утворюється активна зона хімічна зона 2, яка підтримує поверхневе утворення 1. При цьому рідини знаходяться під дією низки сил [38]. Якщо рідина знаходиться на поверхні твердого тіла, то рівновага досягається, коли виконуються умови формули Дюпре – Юнга [32]

$$\frac{W}{S} = \sigma_{23}(1 + \cos \theta). \quad (2.288)$$

У випадку, коли процес відбувається між двома рідинами, повинна виконуватися наступна умова згідно рівняння Дюпре

$$\frac{W}{S} = \sigma_{13} + \sigma_{23} - \sigma_{12}, \quad (2.289)$$

де  $W$  - поверхнева енергія натягу,  $S$  - ефективна площа поверхні,  $\sigma_{12}$  - сила поверхневого натягу між двома рідинами або рідиною та твердим тілом,  $\sigma_{13}$  - сила натягу між рідиною та середовищем,  $\sigma_{23}$  - рівнодіюча сил  $\sigma_{11}$  та  $\sigma_{12}$ , яка розташована під кутом  $\theta$  до поверхні АС.

Тим не менш, геометричні розміри подібних утворень не регламентуються, хоча вони і є концентратором хімічної речовини іногородної до АС. У такий спосіб можна пояснити процес розповсюдження ХЗП для твердої поверхні як на рис. 2.13,б, але для ХЗП на рис. 2.13,в та рис. 2.13,г це є незадовільним. Як раніш було показано, для ХЗП є досить важливим фактор часу, за який відбувається дифузія, допоки рівень хімічної активності не зрівняється з навколишнім середовищем. Тому дуже важливим є розгляд можливих процесів, які у той чи інший спосіб будуть прискорювати процеси у ХЗП. Як видно з дослідних результатів, ХЗП намагається збільшити свої розміри до моменту, коли не встановиться рівновага із зовнішнім середовищем. Водночас, динаміка руху має хвильовий характер, який можна пояснити за допомогою кількох фізичних явищ.

Процес згущення або розрідження хімічної речовини у просторі може мати пояснення за впливом якихось сторонніх сил, які призводять до внутрішнього руху хімічної речовини у ХЗП. По-перше, це звичайні хімічні реакції. З погляду термодинаміки абсолютно нейтральних хімічних термічно нейтральних реакцій немає, а тому виникає різниця температур вже в середині самої АС, не кажучи вже про зовнішній вплив. Наслідок різниці температур виникнення конвекції, яка вирівнює температурне поле і, як наслідок, пришвидшує зростання ХЗП. По-друге, аеро та гідродинамічний рух, який призводить до більш швидкого розширення ХЗП. Виникнення такого руху з можливим утворенням хвиль, які впливають на концентрацію у межах ХЗП, можуть створювати гравітаційні сили [18]. Так, наприклад, точкове збурення поверхні рідини призводить до появи кільцевих хвиль, які описуються хвильовим рівнянням наступного вигляду

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0. \quad (2.290)$$

Вирішення цього рівняння досить складна математична операція, яка дає наступний результат (амплітуда хвилі)

$$a(r, t) \approx \frac{gt^2}{2^{3/2} r^3} \cos \frac{gt^2}{4r}, \quad (2.291)$$

де  $g$  - прискорення земного тяжіння.

Отже, аналізуючи вираз (2.291), приходимо до висновку, що при фіксації часу  $t$  профіль поверхні рідини з ростом  $r$  утворює все більш довгі хвилі з необмежено зменшуючою висотою. За фіксації  $r$  бачимо, що коливання у кожній обраній точці спочатку повільні з малою амплітудою, але з плином часу необмежено пришвидшуються та зростають за амплітудою. Тобто у нашому випадку вони не мають властивості концентрації речовини і, як наслідок, концентричних смуг. Рух у хвилі у цьому випадку відбувається вертикально, а тому ми просто спостерігаємо деформацію певного прошарку рідини. Отже, якщо у ньому існує хімічна речовина, то вона просто переміщується у верх та



низ без горизонтального зміщення. При такій ситуації ми не маємо умов для створення високої концентрації.

Ще одним чинником, який збуджує середовище до утворення хвильових фронтів, є звукові коливання у середовищі, які споріднені з гравітаційними. На відміну від гравітаційних звукові розповсюджуються у приповерхневому шарі рідини і на геометрію поверхні практично не впливають. Особливістю звукових хвиль є те, що вони розповсюджуються радіально від центру та створюють тиск на будь-який об'єкт, який знаходиться у рідині. При цьому поле тиску навколо віброуючої кулі повинно задовольняти рівнянню Гельмгольца [39]

$$\Delta U + k^2 U = 0, \quad (2.292)$$

де  $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$ ,  $c$  - швидкість звуку. Рівняння (2.292) внаслідок перетворень набуває вигляду

$$\Delta p + k^2 p = 0. \quad (2.293)$$

Звідсіля отримуємо приватне рішення

$$p = \frac{A_0}{4\pi} \frac{\omega^2 \rho}{c} \frac{e^{ikr}}{ikr}, \quad (2.294)$$

швидкість руху середовища на великих відстанях станове

$$V_r = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega^2 A_0}{c^2} \frac{e^{ikr}}{ikr}, \quad (2.295)$$

де  $A_0 = 4\pi r_0^2 a \omega$  - являє собою об'ємну швидкість пульсації,  $r_0$  - радіус кулі,  $c$  - швидкість звуку,  $\omega$  - колова частота,  $\rho$  - густина рідини.

При цьому інтенсивність звукового поля визначиться як (при  $I = [S]$ )

$$I = \frac{\omega^2 \rho}{32\pi^2 c} \frac{A_0^2}{r^2}, \quad (2.296)$$

звідкіля максимальний радіус зони визначиться як

$$R_{\max} = \frac{\omega \rho A_0}{4\pi} \sqrt{\frac{1}{2c[S]}}. \quad (2.297)$$

У нашому випадку є пласка задача, і її рішення має дещо інший вигляд, тобто циліндричного випромінюючого тіла, при цьому тиск визначиться як

$$p = A_0 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{i\left(kr - \frac{3}{4}\pi\right)}}{\sqrt{kr}} \cdot \cos \varphi, \quad (2.298)$$

а радіальна швидкість

$$V_r \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A_0}{\rho_0 \omega} \frac{e^{i\left(kr - \frac{3}{4}\pi\right)}}{\sqrt{kr}} \cdot \cos \varphi. \quad (2.299)$$

Інтенсивність як основний силовий показник визначиться як

$$I = \frac{A_0^2}{\pi \omega \rho_0 r} \cos^2 \varphi. \quad (2.300)$$

При цьому радіус зони визначиться за мінімальної інтенсивності  $I = [S]$  як

$$R_{\max} = \frac{A_0^2}{\pi \omega \rho_0 [S]} \cos^2 \varphi. \quad (2.301)$$

З вище розглянутого необхідно звернути увагу на зауваження до рівнянь стосовно ланцюгової дифузії. Наразі коефіцієнт  $\rho$ , який вказує на швидкість взаємодії хімічної речовини з середовищем, одночасно показує на механізм утворення хвилі хімічної речовини. У цьому випадку ми маємо обмежену кількість реагуючої речовини. Як наслідок, процес реакції відбувається досить швидко полишаючи по собі продукти реакції. Внаслідок таких процесів утворюються ділянки різної щільності, як наприклад на рис. 2.13, в, г.

Отже, за проведеного розгляду досить добре видно, що ХЗП за своєю формою намагається набути центральносиметричної форми. Такими формами є диски, півкулі, кулі та її спотворені різновиди залежно від однорідності оточуючого середовища. Однак, навіть за такої однорідності, коли градієнт будь-якої властивості дорівнює нулю, центральна симетрія неможлива за низки чинників. Рух молекул відбувається у всіх без винятку речовинах. До того ж, навіть за відсутності сторонніх сил, відбувається теплове коливання молекул

броунівського руху. Навіть, якщо ми маємо досить велику молекулу, то її прямолінійному руху перешкоджає так званий парадокс Даламбера [17], тобто отримати коловий фронт неможливо.

Отже, за загального підсумку маємо констатувати той факт, що ХЗП може утворюватися у три основні способи:

- нейтральне розповсюдження речовини у середовищі без хімічної взаємодії, але з наявністю механіки зіткнення атомів та молекул;
- активне розповсюдження завдяки хімічним реакціям з утворенням нових хімічних сполук;
- розповсюдження вторинної ХЗП, яка є продуктом взаємодії з середовищем первинної речовини;
- на межі ХЗП та середовища існує велика дуальність, не зважаючи на те, що зону присутності створюють тверді тіла.

## **2.5. Гравітаційна зона присутності абстрактного об'єкта**

Властивості гравітаційної взаємодії притаманні всім без виключення об'єктам, які мають кінцеву масу. Основою такої взаємодії між тілами є гравітаційні поля або поля тяжіння. Таке поле виявляє себе у тому, що на будь-який об'єкт, що потрапляє до нього, діє сила тяжіння, прямопропорційна його масі. Гравітаційне поле будь-якого об'єкту, особливо, якщо воно має рухливі частини, має суттєвий вплив на швидкість руйнування АО. Так, наприклад, знос вісей різних вантажних засобів, як то підшипники залізничних вагонів, автівок, тощо. В основі дії цих об'єктів існує ситуація дії сили тяжіння та протидіюча сила різного типу силових рухів, пряме призначення яких – створення сил протидії. Так, наприклад, у БО, що мають рухливі частини, що призначені для його переміщення під час життєвого циклу. У першу чергу, це забезпечення руху кінцівок організму, щоб отримати загальний рух, а для цього необхідно виконати рух окремих частин.

Гравітаційне поле є одним з найбільш потужних, яке діє у межах будь-якої АС, особливо якщо воно має велику масу. З погляду традиційної класичної фізики гравітаційне поле розглядається наступним чином [18, 40].

Відхилення світової метрики від евклідової згідно теорії Ейнштейна виявляється у гравітаційних явищах. Рух матеріальної крапки у гравітаційному полі являє собою рух вільних від дії сторонніх сил

$$K^i = m_0 \left( \frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{rs}^i \frac{dx^r}{ds} \frac{dx^s}{ds} \right) = 0, \quad (2.302)$$

де  $ds^2 = dt^k dx^i dx^k$  - загальна формула лінійного елемента.

Тобто, внаслідок закону інерції траєкторія руху вільної матеріальної крапки являє собою геодезичну лінію. Члени, які входять до виразу (2.302), інтерпретуються, як «фіктивні сили» за аналогією з відцентровою та коріолісовою силами (сили ТФ), які таким самим чином виявляються завдяки тому, що в обертальній системі відліку, навіть у випадку евклідової метрики не всі  $\Gamma_{rs}^i$  зникають.

Характерною властивістю всіх фіктивних сил (сили ТФ) є те, що вони пропорційні інертній масі. Доведено із великою точністю пропорційність інертної та гравітаційної мас, тобто ця особливість притаманна також і ньютонівській силі тяжіння.

Найбільш проста диференційно-геометрична характеристика лінійного елемента може бути отримана за допомогою згорнутого риманова тензора кривизни, тобто

$$\Gamma_{ikl} = e_i \frac{\partial e_k}{\partial x^l} \text{ та } \Gamma_{kl}^i = e_i \frac{\partial e_k}{\partial x^l} = -e_k \frac{\partial e^i}{\partial x^l}, \quad (2.303)$$

які мають назву триіндексних символів Кристофеля.

Одночасно вони можуть бути відображені через векторний визначник  $g_{ik}$ :

$$\Gamma_{ikl} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{il}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^i} \right\}; \quad \Gamma_{kl}^i = g^{ir} T_{rkl}. \quad (2.304)$$

Тобто вони є симетричними по  $k$  та  $l$ :  $\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{ek}^i$ .

В евклідовій багатоваріантності воно зникає тотожно.

Застосування методики диференціювання та згортки до метричного фундаментального тензора  $g_{ik}$  надає можливість отримати тензор кривизни Римана-Кристофеля. Цей тензор має  $\frac{n^2(n^2-1)}{12}$  незалежних компонент. При його згортці виникає тензор другого рангу з компонентами:

$$R_{ik} = \left( e^r \left\{ \frac{\partial}{\partial x^r} \left( \frac{\partial e_i}{\partial x^k} - \frac{\partial}{\partial x^k} \left( \frac{\partial e_r}{\partial x^i} \right) \right) \right\} \right).$$

Згідно теорії Ейнштейна  $R_{ik}$  зникає лише там, де відсутня матерія, в той час, як цей тензор визначається загальним тензором енергії імпульсу матерії. Характер залежності визначається законами збереження імпульсу та енергії. Динаміка в якості вищого основного закону висуває вимогу, яка полягає у тому, щоб дивергенція світового “тензора  $T^{ik}$  матерії” (сума механічної та електромагнітної частин) дорівнювала нулю:

$$\frac{\partial T_i^S}{\partial x^S} + \Gamma_{rs}^r T_i^S - \Gamma_{is}^r T_r^S = 0, \quad (2.305)$$

де  $K^{ik} + P^{ik} = T^{ik}$  - компоненти повного тензора, а тензор  $P^{il}$  є тензором потенційної енергії імпульсу, який визначається рівнянням

$$\frac{\partial}{\partial x^i} \{ K^{il} + P^{il} \} = 0, \quad (2.306)$$

яке визначає закон зберігання імпульсу та енергії.

З тензора кривизни можна утворити тензор, дивергенція якого тотожно дорівнює нулю, а саме

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R_{ik} - \lambda g_{ik}, \quad (2.307)$$

де  $\lambda$  - вільна стала (космологічна стала).

Тобто з теорії Ейнштейна маємо рівняння поля

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R_{ik} - \lambda g_{ik} = -\aleph T_{ik} , \quad (2.308)$$

де  $\aleph$  - універсальна стала.

Відтоді закон збереження енергії імпульсу є необхідним наслідком цих рівнянь, а рівняння (2.308) має назву рівняння поля.

Дослідні результати дають величину  $\lambda$  у межах  $10^{-53} \text{ см}^{-2}$ , тому за більшості задач  $\lambda$  може бути прийнята за нуль.

За першого наближення ми отримуємо теорію тяжіння Ньютона, якщо прийняти

$$\aleph = \frac{8\pi\gamma}{c^4} = 2,073 \cdot 10^{-48} \text{ см}^{-1} \text{ г}^{-1} \text{ с}^2 , \quad (2.309)$$

де  $\gamma = (6,670 \pm 0,01) 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}$  – гравітаційна стала.

Отже, сила тяжіння та сила, з якою всі реальні маси взаємодіють між собою та масою земної кулі. У загальній концепції сил тяжіння відрізняють дві основні складові:

- сила тяжіння, яка діє на певну АС з боку всіх мас Землі згідно закону Ньютона,
- відцентрова сила, викликана обертанням землі навколо своєї осі.

Гравітаційне поле  $g$  характеризується напруженістю, що дорівнює силі  $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ , з якою це поле діє на матеріальну крапку з одиничною масою  $m$ , що розташована у визначеній точці простору з радіус-вектором  $\mathbf{r}$

$$g(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{F}(\mathbf{r})}{m} \Rightarrow \mathbf{F}(\mathbf{r}) = m g(\mathbf{r}) . \quad (2.310)$$

Напруженість поля, яку створює матеріальна крапка у точці простору

$$g(\mathbf{r}) = -\gamma \frac{m}{r^3} \mathbf{r} . \quad (2.311)$$

В основі розрахунків гравітаційної взаємодії  $F_{12}$  між двома об'єктами з масами  $m_1$  та  $m_2$  покладено закон Ньютона

$$F_{12} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r_{12}^2}, \quad (2.312)$$

де  $r_{12}$  - відстань між об'єктами взаємодії

Гравітаційне поле має також здібність до утворення ЗП із твердих речовин, тобто тверді частки, які не мають молекулярного зчеплення з основним тілом об'єкта, але знаходяться під впливом гравітаційного поля. Для АО це явище матиме вигляд в осіданні твердих часток на певний об'єкт, але будь-якому русі відчіпляються від нього і відлітають у навколишнє середовище. Аналогічна ситуація відноситься також до рідин. Особливістю гравітаційного поля є те, що воно на відміну від інших наприклад дипольних полів має властивість лише протягування. Тут необхідно звернути увагу на Землю як планету, яка має досить потужне гравітаційне поле. У такому полі будь-яке збурення маси (тобто рух у просторі поля) заспокоюється, намагаючись отримати максимум спокою. Але, якщо звернутися до астрономічних явищ, подібні збурення маси мають досить подовжені у часі явища. Наразі мова йде про те, що будь-який об'єкт, що має кінцеву масу, завжди має рух [1], а отже, окрім гравітаційних сил, ми маємо певний додаток динамічних, що впливає на підсумковий рух об'єкту у просторі. Мало того, якщо сила тяжіння є порівняльна з динамічним прискоренням, то ще невідомо, яка з них буде зверхньою. Тобто у цій ситуації, чим більша потужність гравітаційної сили об'єкту, тим більший прошарок сторонньої твердої маси він утворює навколо своєї поверхні. Наразі розглянемо деякі аспекти подібної ситуації.

Отже, гравітаційна сила є векторною величиною, спрямованою вздовж осі, яка проходить через центр мас об'єктів взаємодії, та являє центральну - симетричну польову структуру. Якщо введемо радіус-вектор  $\mathbf{r}_{12}$ , що спрямований до матеріальних точок  $\mathbf{r}_1$ ,  $\mathbf{r}_2$ , а також модуль, рівний відстані між цими точками, то закон (2.312) набуває наступного вигляду

$$F_{12} = -\gamma \frac{m_1 m_2}{r_{12}^3} \mathbf{r}_{12}, \quad \mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2. \quad (2.313)$$

Закон всесвітнього тяжіння є універсальним, тобто будь-які два об'єкти з масами  $m_1$  та  $m_2$ , завжди притягаються один до одного. Ця властивість пояснюється їх масою. Для подовжених об'єктів розміри яких набагато менші відстані між ними, гравітаційна сила визначається як у (2.313). У загальному випадку для визначення сили взаємодії подовжених об'єктів, їх можна розглядати, як низку елементарних мас  $\Delta m$ , що досить часто спостерігається при дослідженні АС. У такому випадку гравітаційна взаємодія між  $i$ -тим елементом одного об'єкту і  $k$ -тим елементом другого об'єкту підкорятиметься закону

$$\Delta F_{ik} = -\gamma \frac{m_i m_k}{r_{ik}^3} \mathbf{r}_{ik}, \quad \mathbf{r}_{ik} = \mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i, \quad (2.314)$$

де  $\mathbf{r}_{ik}$  - радіус-вектор, проведений від центра мас  $\Delta m_i$  до центра мас  $\Delta m_k$ .

Водночас загальна сила взаємодії визначається як сума елементарних взаємодій  $\Delta F_{ik}$

$$\mathbf{F}_{12} = \sum_{i,k} \Delta F_{ik} = -\gamma \sum_{i,k} \frac{m_i m_k}{r_{ik}^3} \mathbf{r}_{ik}. \quad (2.315)$$

Ще більше узагальнення можна отримати, якщо перейти до нескінченно малих величин маси  $dm_i$  та  $dm_k$ . Водночас, якщо у крапках з координатами  $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$  та  $\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2, z_2)$  ввести функції щільності об'єктів  $\rho_1(\mathbf{r}_1)$ ,  $\rho_2(\mathbf{r}_2)$ , у підсумку можна перевести вираз (2.313) в інтегральну функцію за об'ємами об'єктів  $V_1$ ,  $V_2$

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{12} &= -\gamma \iint_{V_1 V_2} \frac{\rho_1(\mathbf{r}_1) \rho_2(\mathbf{r}_2)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^3} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) dV_1 dV_2 \\ \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 &= (x_2 - x_1) \mathbf{i} + (y_2 - y_1) \mathbf{j} + (z_2 - z_1) \mathbf{k}, \\ |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^3 &= \left[ (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 \right]^{3/2} \end{aligned} \quad (2.316)$$



де  $dV_1 \equiv d\mathbf{r}_1 \equiv dx_1 dy_1 dz_1$ ,  $dV_2 \equiv d\mathbf{r}_2 \equiv dx_2 dy_2 dz_2$ ,  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  - орти.

Вочевидь інтегрування виразу (2.316) є дуже складним, тому припустимо, що об'єкти мають кулясту форму з однорідною щільністю, як наприклад, земна куля та штучний супутник. У цьому випадку вираз (2.316) може бути зведеним до виразу (2.313). Але така ситуація дуже мало себе виправдовує, оскільки всі АО, а також і патологічні об'єкти у масі БО (БТО), які розташовані як на поверхні Землі, так і у космосі, знаходяться під подвійною дією і навіть потрійною, тобто Землі, Місяця та Сонця. Достатньо згадати морські припливи та відливи. Тобто ситуація буде ще більш складною ніж у наведеному прикладі (2.314). Для цього необхідно враховувати взаємодію мінімум чотирьох – п'яти чинників, не кажучи вже про те, що частина елементарних об'ємів знаходиться у стані руху.

Гравітаційне поле характеризується потенціалом  $\varphi(\mathbf{r})$ , який є пов'язаним із напруженістю  $\mathbf{g}(\mathbf{r})$  співвідношенням

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\mathbf{k}\right) \equiv -\nabla\varphi(\mathbf{r}). \quad (2.317)$$

Отже, потенціал  $\varphi$ , який утворює матеріальна точка з масою  $m$

$$\varphi(\mathbf{r}) = -\gamma \frac{m}{r} + C, \quad \nabla C = 0, \quad (2.318)$$

де  $C$  – стала, залежна від початку відліку  $\varphi$ .

Оскільки усі АО ми розглядаємо як ланцюг детермінованих мас (об'ємних об'єктів), то потенціал  $\varphi(\mathbf{r})$ , який утворюється ними, та напруженість  $\mathbf{g}(\mathbf{r})$ , що є наслідком взаємодії низки мас об'єктів у просторі, може приблизно мати інтегральний опис

$$\varphi(\mathbf{r}) = -\gamma \int_{V'} \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV', \quad \mathbf{g}(\mathbf{r}) = -\gamma \int_{V'} \rho(\mathbf{r}') \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV', \quad (2.319)$$

де  $dV'$  - елемент об'єму у крапці з векторною координатою  $\mathbf{r}'$ ,  $\rho$  - щільність розподілу маси.

Водночас інтегрування відбувається за всім об'ємом маси  $V'$ , які зайняті масами, що створюють загальне гравітаційне поле. Згідно існуючих теорій напруженість  $\mathbf{g}(\mathbf{r})$  є наслідком вирішення диференційного рівняння

$$\operatorname{div} \mathbf{g}(\mathbf{r}) = -4\pi\gamma\rho(\mathbf{r}), \quad (2.320)$$

де

$$\operatorname{div} \mathbf{g} \equiv \frac{\partial g_x}{\partial x} + \frac{\partial g_y}{\partial y} + \frac{\partial g_z}{\partial z} \equiv \nabla \cdot \mathbf{g}(\mathbf{r}) \quad (2.321)$$

є дивергенцією вектору  $\mathbf{g}$ , який має проекції на осі декартової системи координат, що дорівнюють  $g_x, g_y, g_z$ .

Потенціал  $\varphi(\mathbf{r})$  необхідно розглядати як вирішення диференційного рівняння Пуассона, тобто

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}) = -4\pi\gamma\rho(\mathbf{r}), \quad (2.322)$$

де

$$\Delta\varphi \equiv \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}. \quad (2.323)$$

Отже, будь-який об'єкт знаходиться у гравітаційній ЗП земної кулі. Як наслідок, у цій польовій структурі будь-який об'єкт має свій гравітаційний потенціал та напруженість взаємодії з оточуючими об'єктами. Наразі гравітаційні сили є найпотужнішими у своїй взаємодії, якщо не існує іншої протидії. Тобто йдеться про електричні, магнітні та електромагнітні сили, які часом можуть перевищувати гравітаційні компоненти.

У класичній фізиці існує низка спрощень для того, щоб пояснити основи гравітаційної взаємодії. Для цього здійснимо моделювання об'єкту кулястої форми та його гравітаційну взаємодію з полем Землі, наприклад деякі види, радіолярій, яйця, мікроби ВПД тощо. Методологія цього принципу полягає у тому, що гравітаційне поле однорідної за складом кулі радіусу  $R$  з щільністю  $\rho$  при  $r < R$  у першому наближенні надає опис земної кулі, тобто її гравітаційного поля, яке є центральносиметричним.

Якщо маса земної кулі визначена як

$$m_3 = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho, \quad (2.324)$$

напруженість поля  $\mathbf{g}(r)$  та його потенціал при взаємодії мають наступний вигляд

$$\begin{aligned} g(r) &= -\gamma \frac{m_3}{r^2}, \varphi(r) = -\gamma \frac{m_3}{r}, r < R \\ g(r) &= -\gamma \frac{m_3}{R^2}, \varphi(r) = -\gamma \frac{m_3}{R}, r = R \\ g(r) &= -\gamma \frac{m_3}{R^3} r, \varphi(r) = -\gamma \frac{m_3}{R^3} \left( \frac{3}{2} R^2 - \frac{1}{2} r^2 \right), r > R \end{aligned} \quad (2.325)$$

Отже, поза цією кулею Землі гравітаційне поле дорівнює потужності поля кулі, розташованої у центрі кулі. Але ж об'єкт АС може бути розташованим у межах радіуса  $R$  та мати центральносиметричну структуру. У межах земної кулі ми маємо можливість розгляду лише в обмеженому гравітаційному полі, яке безпосередньо впливає на ПЗ об'єкта. У ПЗ Землі маємо іншу ситуацію, тобто у гравітаційному полі діє кілька сил. По-перше, на будь-яку масу  $m$  діє сила  $P$  з прискоренням  $g$ , тобто сила тяжіння або вага тіла

$$G = P = mg. \quad (2.326)$$

Але, якщо об'єкт рухається у напрямку сили тяжіння з прискоренням  $a$ , то його вага залежить від суми цих прискорень

$$\mathbf{G} = m(\mathbf{g} + \mathbf{a}), \quad (2.327)$$

модуль ваги

$$G = m(g + a), \quad (2.328)$$

а якщо супротив, то від різниці цих прискорень

$$\mathbf{G} = m(\mathbf{g} - \mathbf{a}). \quad (2.329)$$

Величина (2.326) є статичною, що визначає вагу об'єкта у нерухомому стані, величина (2.328) вага об'єкта, обумовлена комплексною взаємодією різних типів прискорень. Як наслідок, рівняння (2.328) та (2.329) можуть бути достеменними у випадку, коли вектори прискорень  $\mathbf{g}$ ,  $\mathbf{a}$  співпадають за

напрямком. Але це вкрай ідеалізована модель, оскільки вектор **a** не може бути рівним нулю, а також у межах гравітаційного поля Землі це нереально. Це пояснюється тим, що:

- гравітаційні явища планетарного масштабу доводять, що будь-яка АС у гравітаційному полі має низку силових дій, які у своєму принципі не можуть бути статичними [1];
- низка дій ЕМП викликає електродинамічний вплив на будь-яку АС і, як наслідок, механічні рушійні сили [1];
- присутність впливу сейсмічних та звукових явищ на будь-яку АС, які викликають вторинні вібраційні ефекти.

Як наслідок, маємо можливість стверджувати, що будь-який АС, що знаходиться у межах гравітаційного поля Землі, Місяця, Сонця, має відповідні прискорення, які вже не виправдовують залежності (2.328) та (2.329). Тому потрібно розглядати більш складну залежність, а саме

$$\mathbf{G} = m(\mathbf{g} \pm \mathbf{a}_0 + \mathbf{a}_B), \quad (2.330)$$

де  $\mathbf{a}_0$  – вектор прискорення за звичайного руху,  $\mathbf{a}_B$  – вектор вібраційних прискорень.

Головний висновок, якого можна дійти стосовно рівняння (2.330), є те, що будь-який АО, в тому числі і будь-який об'єкт природи (флори, фауни), знаходиться під низкою прискорень. Як наслідок, вага об'єкта є досить плинною, величина якого має лише миттєві значення у певний визначений момент часу. Водночас вектор  $\mathbf{a}_0$  є найбільш впливовим, хоча діє періодично. В основному, це є характерним для ТО, які перебувають у динамічному стані (безперервному русі) та отримують силові навантаження згідно (2.330). Особливо це стосується механізмів, котрі мають рухи з прискоренням у межах ЗП Землі та мають циклічні рухи. Так, наприклад, звичайний двигун від авта при повороті на трасі має цілу низку прискорень, які не можна розглядати як ефекти окремої матеріальної (фізичної) точки. У цьому випадку двигун як

закінчена система з визначеними розмірами має суттєві навантаження на механіку підшипників (прискорення Коріоліса), яке викликає їх неадекватний знос. Ще більш складна ситуація стосовно вектора  $\mathbf{a}_0$  виникає у двигунах літальних апаратів. Здебільшого оберти авіаційних двигунів набагато більші і становлять 20-50 тис. об/хв. Тому такі навантаження на групу підшипників, які утримують турбіну є дуже високими, оскільки пропорційні квадрату швидкості обертання, тобто кінетичній енергії рухомої маси турбіни. Для БО (БТО) обертальний рух не є характерним. Можна визначити два основних типи руху, притаманних їх способу життя: криволінійний рух загальної маси БО та коливальний рух окремих частин тіла. Наразі дуже рідко зустрічається той чи інший вид руху окремо, а частіше їх комбінація з різним ступенем зв'язку. Стосовно руху за вектором  $\mathbf{a}_0$  для БО є можливість навести такі приклади, як компоненти крові, деякі частини органів тощо. Звісно, що ці приклади є непевними, оскільки навіть за кулястої форми ці БО перебувають у гідродинамічному потоці, який викликає те чи інше обертання. Звичайно, ці сили невеликі, але, орієнтуючись на масштаби співвідношення сила – маса – момент, це викликає відповідні крутні сили, які не дають можливості увійти об'єкту в стан спокою. Основна причина подібного явища полягає у пасивності БО відносно зовнішньої дії, тобто сторонніх сил  $F_{\text{ст}}$  і, як наслідок, повного підкорення цим силам. Наразі ціла низка БО діє у зовсім іншому напрямку, тобто активної взаємодії із оточуючим середовищем. Водночас із повною потужністю використовується вектор  $\mathbf{a}_B$  вібраційних прискорень як система підтримки вектору  $\mathbf{a}_0$ . подібна система є найбільш розповсюдженою серед БО.

Користуючись класичними виразами коливального процесу, можна розглядати загальне рівняння сили ваги як

$$\mathbf{G} = m[\mathbf{g} \pm \mathbf{a}_0 - A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0)], \quad (2.331)$$

де  $A$ ,  $\omega$ ,  $\varphi$  - амплітуда, частота, фаза коливального процесу відповідно.

Вираз (2.331) зайвий раз доводить, що будь-який АО знаходиться під постійним вібраційним рухом, оскільки функція  $\mathbf{a}_B$  є залежною від двох чинників, а саме це є або внутрішні енергетичні вимоги об'єкту, або їм необхідно постійно відпрацьовувати просторово-часову орієнтацію, а актож передбачати свої наступні дії. Для виживання АО повинен проводити постійну орієнтацію свого руху та розташування у просторі та відповідну орієнтацію на об'єкт, котрий може бути основою енергетичної підтримки організму. Тобто залежність (2.331) фактично є одною з основних моделей існування АО у панданній зоні та зоні присутності.

Гравітаційна зона присутності несе в собі інформацію про присутність маси АО як такої, отже на першому місці є закон ТОНТОР, тобто при  $T(T)$  сигнал гравітації є і сповіщає про наявність маси АО, а при  $\bar{T}(\bar{T})$  сигналу про масу немає, і система реєстрації її не помічає, тобто

$$\left. \begin{aligned} T(T)G(t) &= \Xi G(t) \\ \bar{T}(\bar{T})G(t) &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (2.332)$$

де  $0 < \Xi < 1$  - функція трансляції зони присутності гравітаційного поля середовищем.

Найбільш ефективно реєстрація гравітаційного поля відбувається, коли є певна маса, яка на нього реагує, тобто спрацьовує закон Ньютона (II). Інформацію про наявність гравітаційної зони присутності можна отримати, розглядаючи рух елементів в ДТТЗ у твердотільній зоні присутності.

## 2.6. Електрична зона присутності

Одним з різновидів зони присутності є електричне поле. Надалі для спрощення будемо її називати електрична ЗП. Наразі електрична ЗП має наступні характерні властивості.

По-перше, електричне поле має свою елементарну частку, менше якої воно не може бути. Таких часток визначається дві. Це, по-перше, протон з масою  $1,67 \cdot 10^{-27}$  кг і, по-друге, електрон з масою  $9,1 \cdot 10^{-31}$  кг. Обидві частки

мають однаковий заряд  $1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл, але вважається, що у протона заряд додатній, а в електрона – від’ємний. Незважаючи на такий маленький заряд, електрони мають властивість до поєднання у великі потенційні маси, тобто кількості. Достатньо згадати, що два заряди у 1 Кл на відстані у 1 м взаємодіють із силою в  $9 \cdot 10^6$  т. Розрізняють позитивні та негативні заряди. Такий розподіл має суто уявне підґрунтя. Кожний заряд, якщо поряд немає іншого, утворює навколо себе польову структуру у вигляді кулі. Подібна польова структура визначається поняттям напруженості та має силовий характер.

Ще однією властивістю електричного поля є рівномірний розподіл по поверхні АС внаслідок силової взаємодії. В основі цього явища полягають властивості електрона як досить вільної частини, в той час, як протон проявляє свої властивості на атомарному рівні. Наразі силова взаємодія пояснюється великою кількістю кулонівських сил. Як наслідок, конфігурація електричного поля навколо об’єкту є повністю залежна від форми АО. Потужність поля є повністю залежною від заряду АО та закону збереження заряду. На властивість розтікання по поверхні АО досить часто використовується для електростатичної дефектоскопії.

У широкому сенсі при розгляді польових електричних структур використовують закон Кулона (основний закон електростатики), який надає опису силової взаємодії двох зарядів:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q_1q_2}{r_{12}^3} \cdot \mathbf{r}_{12}, \quad (2.333)$$

де  $r_{12}$  – радіус-вектор відстані між зарядами  $q_1, q_2$ ,  $\epsilon_0$  – електрична стала у системі СІ  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м,  $\epsilon$  – відносна діелектрична проникність середовища.

З виразу добре видно, що потужність взаємодії залежна від відстані і може слугувати для визначення цієї відстані.

Зробимо нескладні перетворення і отримуємо:

$$r = \sqrt{\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 F}}. \quad (2.334)$$

У загальному вигляді геометрія електричного поля АС може бути розглянута наступним чином.

Якщо маємо розподіл заряду, то

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV}, \quad dq = \rho \Delta V, \quad (2.335)$$

де  $dq$  – заряд елементарного об'єму  $dV$ ,  $\rho$  - об'ємна щільність заряду.

Окрім того, як будь-яка ЗП електростатичної сили взаємодіє з оточуючим середовищем, отже, величину такої взаємодії маємо через величину  $\epsilon$ , на якій будемо зупинятися час від часу, оскільки це є важлива характеристика середовища.

Отже, якщо джерело випромінювання характеризується безперервним розподілом заряду, то напруженість електричного поля у крапці  $A(x, y, z)$  має опис

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, y, z) = \iiint \frac{\rho(x', y', z') \mathbf{r}}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} dx' dy' dz', \quad (2.336)$$

де  $\rho(x', y', z') dx' dy' dz'$  – заряд, який утримується в об'ємі  $dV' = dx' dy' dz'$ , та розташований у крапці  $x', y', z'$ ,

$\mathbf{r}$  – одиничний вектор  $\mathbf{r} = \frac{\mathbf{r}}{r}$ , спрямований від крапки  $x', y', z'$  до крапки  $A(x, y, z)$  (рис. 2.17).

Водночас відбувається інтегрування за всім об'ємом розташування заряду, а  $r^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2$ .

Компонента  $E_x$  вектора  $\mathbf{E}$  згідно виразу (2.336) визначається як

$$E_x(x, y, z) = \iiint \frac{(x - x') \rho(x', y', z')}{4\pi\epsilon_0 \epsilon [(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}} dx' dy' dz'. \quad (2.337)$$



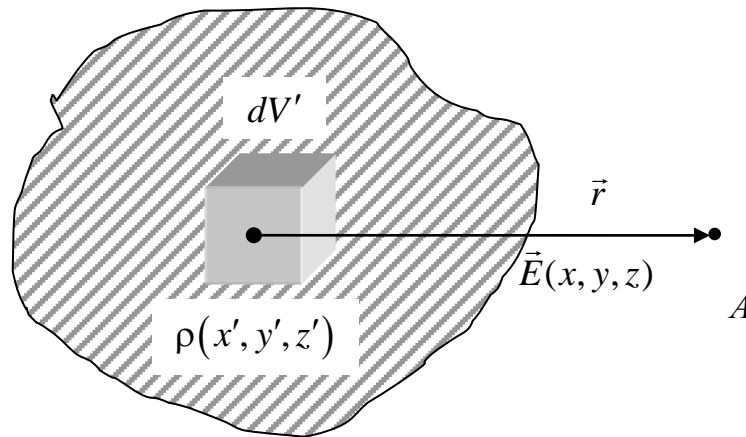


Рис. 2.17. Об'ємний розподіл заряду в полі ЕМВ

Аналогічно для інших складових отримуємо

$$E_y(x, y, z) = \iiint \frac{(y - y')\rho(x', y', z')}{4\pi\epsilon_0\epsilon \left[ (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2 \right]^{3/2}} dx' dy' dz', \quad (2.338)$$

$$E_z(x, y, z) = \iiint \frac{(z - z')\rho(x', y', z')}{4\pi\epsilon_0\epsilon \left[ (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2 \right]^{3/2}} dx' dy' dz'. \quad (2.339)$$

Напруженість електричного поля є векторною величиною, яка не залежить від часу, і є функцією координат. Поле буде однорідним, якщо його напруженість у всіх крапках поля буде однаковою. Оконтурувати форму такої польової структури можливо при введенні поняття екіпотенційної поверхні, яка визначається межею чутливості чутника електричного поля.

Силовую характеристикою електричного поля є вектор  $E$  напруженості поля:

$$E = \frac{F}{q}, \quad (2.340)$$

де  $F$  – сила, діюча на електричний заряд  $q$ , який знаходиться у певній точці поля.

До того ж, електричні поля підкорюються принципу суперпозиції:

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_n = \sum_{i=1}^n E_i, \quad (2.341)$$

де  $n$  - довільне число.

Розглянемо найпростіший випадок електричної зони присутності точкового заряду. Якщо це заряд  $q$  з координатами  $M(x, y, z)$ , то поле напруженості  $E$  буде:

$$E = \frac{qx}{r^3} i + \frac{qy}{r^3} j + \frac{qz}{r^3} k, \quad (2.342)$$

де  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  відстань від початку координат до точки  $M(x, y, z)$ .

Поле напруженості є потенційним. Водночас, потенціал визначається як  $\varphi = \frac{q}{r}$ . Таким чином, різниця потенціалів між двома точками, яка дорівнює роботі, взятій з протилежним знаком, що витрачається на виконання силами поля на пересування одиничного заряду з одної точки в іншу, а отже:

$$E = \text{grad} \left( -\frac{q}{r} \right) = -\text{grad} \varphi \quad (2.343)$$

та

$$\text{rot} E = -\text{rot grad} \varphi = 0 / \quad (2.344)$$

Звідкіля

$$\text{div} E = \frac{q}{r^5} [3r^2 - 3(x^2 + y^2 + z^2)] = 0. \quad (2.345)$$

Тобто потік вектора  $E$  через будь яку замкнену поверхню, яка не охоплює початок координат дорівнює нулю.

З іншого боку, якщо початок координат пристайний до геометрії заряду, тобто дорівнює нулю, та знаходиться у середині поверхні, то такого висновку зробити не можливо, оскільки у початку координат поле не визначено. Для прикладу розглянемо потік вектору  $E$  через кулю радіусу з центром у початку координат.

Отже:

$$E_n = |E| = \frac{q}{R^2}, \quad (2.346)$$

звідки потік

$$p = 4\pi q. \quad (2.347)$$

Як наслідок, маємо наступну залежність для потоку, який створює зарядів у середині замкненої поверхні (електростатична теорема Гауса)

$$P = \oiint_S E_n dS = \sum_{i=1}^n \oiint_S E_n = 4\pi \sum q_i. \quad (2.348)$$

Наразі нас цікавить, з якими параметрами електричного поля пов'язана відстань до самого АО.

Першим таким параметром є напруженість електричного поля  $E$ , тобто:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} l, \text{ тобто } r = \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 E}} l. \quad (2.349)$$

Другим таким параметром є потенціал точкового заряду:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}, \text{ тобто } r = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 \varphi}. \quad (2.350)$$

У загальному випадку потенціал електричного поля має наступну залежність від точкового, лінійного, поверхневого та об'ємного зарядів:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_a r} + \int_L \frac{\tau dl}{4\pi\epsilon_a r} + \int_S \frac{\sigma dS}{4\pi\epsilon_a r} + \int_V \frac{\rho dV}{4\pi\epsilon_a r} \quad (2.351)$$

або

$$r = \frac{1}{4\pi\epsilon_a \varphi} \left( q + \int_L \tau dl + \int_S \sigma dS + \int_V \rho dV \right), \quad (2.352)$$

де  $\epsilon_a = \epsilon \cdot \epsilon_0$ .

Електричне поле взаємодіє з середовищем, у якому воно розповсюджується, викликаючи явище електричної індукції або електричного зміщення  $\mathbf{D}$ , як і напруженість поля зміщення є векторною величиною:

$$D = \epsilon_a E = \epsilon \epsilon_0 E = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 (1 + H_b)$$

де  $\epsilon_a$  - абсолютна діелектрична проникність середовища;  $P$ - вектор поляризації середовища;  $H_b$  - відносне електричне сприйняття середовища.

Наразі параметри  $D$ ,  $\epsilon_a$ ,  $H_b$  є фізичними властивостями середовища, які впливають на можливість визначення відстані. Як наслідок впливу середовища на електричне поле, маємо низку залежностей.

Теорема Гауса в інтегральній формі буде мати вигляд:

$$\oint D dS = \sum (\pm q) , \quad (2.53)$$

та в диференціальній формі

$$\operatorname{div} D = \rho . \quad (2.354)$$

Рівняння Пуасона та Лапласа:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\rho}{\epsilon_a} \quad \nabla^2 \varphi = 0 . \quad (2.355)$$

Зasadні рівняння електростатичного поля:

$$\operatorname{rot} E = 0 ,$$

$$\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\epsilon_a} , \quad (2.356)$$

$$E = -\operatorname{grad} \varphi .$$

Граничні умови в електростатичному полі мають вираз:

$$D_{1n} - D_{2n} = \sigma ; E_{1\tau} - E_{2\tau} = 0 , \quad (2.357)$$

де  $D_{1n}, D_{2n}$  – нормальні складові вектора електричної індукції до граничної поверхні;  $E_{1\tau}$  та  $E_{2\tau}$  – тангенціальні або дотичні складові вектора напруженості електричного поля;  $\sigma$  – поверхнева цілісність вільних зарядів на границі розподілу.

Граничні умови на поверхні розподілу поверхні провідника розташованого у електростатичному полі:

$$E_{\tau} = 0 , D = D_n = \epsilon_a E = \sigma . \quad (2.358)$$

Водночас, енергія електричного поля:

$$W_b = \int_V \frac{\epsilon_a E^2}{2} dV = \int_V \frac{\rho \phi dV}{2} + \oint_S \frac{\sigma \phi dS}{2} . \quad (2.359)$$

З цього співвідношення видно, що енергія розсосереджена по всьому об'єму, яке займає поле, а локалізована у зарядженому АО. Таким чином, ця енергія притаманна електричному полю як одному з видів матерії. Аналіз різних рівновагових конфігурацій нерухомих зарядів доводить, що завжди існує така зміна розташування зарядів, при якому загальна потенційна енергія зменшується, а отже розглядаєма рівновага нестійка. З цієї тези формується теорем Ірншоу: сталий статичний розподіл електричних зарядів неможливо. Ця теорема є одним з доказів існування закону агресії. Отже, з теореми Ірншоу маємо, що атоми та молекули, які являють собою усталені електричні комплекси зарядів, повинні бути динамічними системами, частки яких знаходяться у безперервному русі.

Як видно з попереднього розгляду, електричне поле активно взаємодіє з навколишнім середовищем. Саме через ці властивості взаємодії всі речовини мають розподіл на діелектрики, напівпровідники та провідники. Діелектриками є речовини, які не проводять електричний струм, в діелектриках практично відсутні вільні електрони і впорядкований рух електронних зарядів у звичайних умовах неможливо. Діелектрик стає провідником за дуже високої напруги, тобто вібувається пробій діелектрика. У загальному випадку молекули діелектриків нейтральні, хоча й утворюють слабе електричне поле еквівалентне диполу з електричним моментом. При внесенні діелектрика у електричне поле відбувається його поляризація. Поляризація діелектрика називається його перехід у такий стан, коли у середині речовини геометрична сума дипольних моментів виявляється відмінною від нуля. Оскільки діелектрики бувають полярні та не полярні, то і процес поляризації у них дещо відрізняється. Якщо на неполярний діелектрик діє електричне поле, то в молекулах відбувається зміщення зарядів, при чому на поверхні з'являються поверхневі зв'язані заряди. При внесенні полярного діелектрика у електричне

поле кожна молекула диполь буде мати орієнтуючий вплив пропорційно потужності поля, а на поверхні некомпенсовані заряди протилежних знаків.

Напівпровідниками є речовини, питомий електричний опір яких може мінятися у досить широких межах і швидко зменшується з підвищенням температури. Низка хімічних елементів, які мають властивості напівпровідників, типовими з них є германій, кремній, телур, тощо, відрізняються тим що, на зовнішніх оболонках мають по чотири валентних електрони. У кристалах таких елементів атоми пов'язані між собою парно електронними зв'язками (ковалентний зв'язок). Коли напівпровідник отримує енергію, більшу за енергію ковалентного зв'язку, електрони зриваються з зовнішньої оболонки атома, утворюючи так звану позитивну дірку, яка поводить себе як заряд. При цьому електрони перестрибують з одної дірки на іншу, утворюючи таким чином струм. Наразі розрізняють позитивну (р-типу) та негативну (n-типу) провідність. З цими властивостями напівпровідників зв'язано дуже багато фізичних явищ, які дозволяють будувати цілу низку приладів промислового призначення. Наразі особливо яскравим прикладом є польові транзистори, де потік електронів керується електричним полем.

Провідниками є речовини, які мають властивість впорядкованого руху електричних зарядів. Особливо це є характерним для металів, які мають велику кількість вільних електронів або електронів провідності. В електричному полі такі електрони починають однонаправлений рух у напрямку напруженості  $E$ , на провідник у ньому виникає протилежне за напрямком поле  $E$ . Як наслідок, утворюється результуюче поле

$$E = E_e + E_i \text{ або по модулю } |E| = |E_e| + |E_i| \quad (2.360)$$

Отже, під дією зовнішнього електростатичного поля електрони провідності у металічному провіднику перерозподіляються так, що результуюча напруженість у будь якій точці дорівнює нулю; не компенсовані заряди розташовуються непорушно тільки на його поверхні. Якщо всередині провідника є порожнина, то напруженість поля в ній дорівнює нулю незалежно від потужності зовнішнього

поля. Але це не стосується панданного вакууму, який має відкритий вихід на поверхню. У всіх точках всередині провідника потенціал однаковий, при цьому поверхня зарядженого провідника є екіпотенційною. Оскільки поверхня впливає на конфігурацію поля, розглянемо деякі класичні приклади.

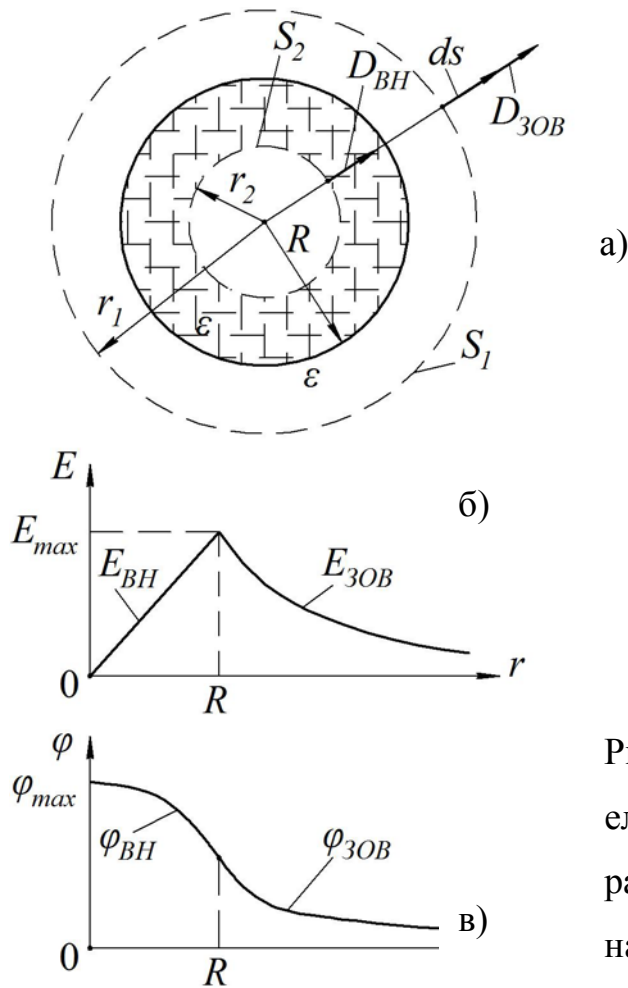


Рис. 2.18. Розподіл напруженості електричного поля та потенціалу кулі радіусом  $R$ , де: а) загальна схема, б) напруженість поля, в) потенціал електричного поля

Для прикладу візьмемо кулю радіусом  $R$ , у центрі якої розташований заряд (рис. 2.18). Оскільки заряд розподілено симетрично відносно центру сферичної системи координат то вектори  $\mathbf{E}$  та  $\mathbf{D}$  мають лише радіальні складові, проведемо на відстані  $r$ , від центру кулі сферичну поверхню і застосуємо теорему Гауса. Оскільки для всіх точок поверхні  $S_1$  чисельне вектора  $\mathbf{D}$  однаково, а напрямок співпадає з напрямком нормалі, то:

$$\oint_{S_1} D_{3OB} dS = D_{3OB} \cdot 4\pi r^2 = q. \quad (2.361)$$

Звідсіля величина вектора електричної індукції

$$D_{3OB} = \frac{q}{4\pi r^2} l_2. \quad (2.362)$$

Напруженість поля при цьому

$$E_{3OB} = \frac{D_{3OB}}{\epsilon_a} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} l_2. \quad (2.363)$$

Таким чином, потенціал точок за межами кулі:

$$\varphi = -\int \frac{q}{4\pi\epsilon_a r} l_2 dl + const. \quad (2.364)$$

Так як  $l_2 dl = dr$ , то

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_a r} + const. \quad (2.365)$$

При  $\varphi = 0$  та  $r = \infty$  стала інтегрування перетворюється на нуль, і тоді

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}. \quad (2.366)$$

Розглянемо поле всередині кулі ( $r < R$ ). Для цього утворимо кулясту поверхню  $S_2$  за радіусом  $r < R$ . За теоремою Гауса.

$$\oint_{S_2} D_{BH} dS = D_{BH} 4\pi r^2 = q_{BH} \quad (2.367)$$

Водночас, об'ємна щільність заряду

$$\frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \rho. \quad (2.368)$$

Заряд в середині  $S_2$

$$q_{BH} = \rho \frac{4}{3}\pi r^3 = q \frac{r^3}{R^3}. \quad (2.369)$$

Звідкіля



$$D_{BH} = l_2 \frac{qr}{4\pi R^2} = \frac{qr}{3} l_2$$

$$E_{BH} = l_2 \frac{qr}{4\pi \epsilon_a R^2} = \frac{qr}{3\epsilon_a} l_2 \quad (2.370)$$

$$\varphi = \frac{\rho r}{6\epsilon_a} + const.$$

Оскільки потенціал безперервний, то при  $r = R$  величина потенціалу в зовнішній та внутрішній областях повинно бути однаковим

$$(\varphi_{BH})_{r=R} = (\varphi_{ЗОВ})_{r=R} \quad \text{або} \quad \frac{\rho R^2}{3\epsilon_a} = -\frac{R^2 \rho}{6\epsilon_a} + const, \quad (2.371)$$

Звідкіля

$$const = \frac{\rho R^2}{2\epsilon_a}, \quad (2.372)$$

а тому

$$\varphi_{BH} = \frac{\rho(3R^2 - r^2)}{6\epsilon_a}. \quad (2.373)$$

При цьому

$$E_{\max} = \frac{\rho R}{3\epsilon_a} = \frac{q}{4\pi \epsilon_a R^2}; \quad \varphi_{\max} = \frac{\rho R^2}{2\epsilon_a}. \quad (2.374)$$

При загальному дослідженні розподілу поля маємо констатувати чотири основних випадків розподілу  $E$  та  $\varphi$ , які є основою стосовно визначення відстані до поверхні об'єкту.

Лінійний розподіл заряду відбувається, коли маємо нескінченно довгу лінію діаметру  $\sqrt{2S}$  з лінійною щільністю заряду  $\tau$ . Водночас, напруженість поля та потенціал визначаються за нормальним вектором до циліндричної поверхні АС

$$E = \frac{\tau}{2\pi \epsilon r}; \quad \varphi = \frac{\tau}{2\pi \epsilon} \ln r, \quad (2.375)$$

де  $r$  – відстань від вісі АС (циліндр) до точки вимірювання  $E$  або  $\varphi$ .

Стосовно залежностей необхідно зробити зауваження, що об'єкт АС має нескінченну довжину, а величина  $\tau$  миттєве значення. У супровідному випадку

теорема Гауса втрачає всякий сенс, а разом з нею і закон розподілу заряду на поверхні АО. Розподіл заряду в кулі радіусу  $R$  ми вже розглядали і звідсіля маємо різницю стосовно суми зарядів та поодинокого заряду. Отже, у першому випадку заряд рівномірно розподілений у межах кулі. У такому випадку напруженість поля та електричний потенціал:

$$E = \frac{q}{2\pi\epsilon r^2} \text{ при } r > R \text{ та } E = 0 \text{ при } r < R, \quad (2.376)$$

$$\varphi = \frac{q}{2\pi\epsilon r} \text{ при } r \gg R \text{ та } \varphi = \frac{q}{2\pi\epsilon R} \text{ при } r \ll R.$$

Поза кулею ( $r > R$ ) поле також, якби воно створювалося зарядом, розміщеним у центрі координат. На поверхні кулі напруженість поля має розрив безперервності (рис. 2.19). Якщо заряд рівномірно розподілено за об'ємом кулі, то з попередньо розглядаємої задачі маємо у середині сфери при  $r < R$  напруженість поля

$$E = \frac{\rho r}{3\epsilon} \quad (2.377)$$

За рівномірно зарядженої поверхні за поверхневої щільності заряду:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon} \quad (2.378)$$

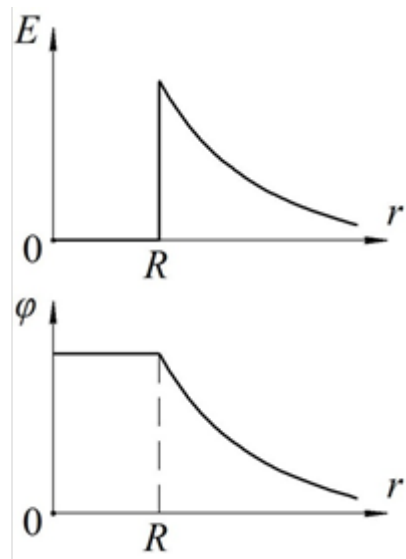


Рис. 2.19. Напруженість та потенціал рівномірно розташованого заряду на поверхні сфери

Якщо маємо дві площини різнополярного заряду, то

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon}, \quad (2.379)$$

а у іншому просторі  $E = 0$ .

Ще однією особливістю електростатичних полів є створення дипольних з'єднань з різнополярними зарядами  $q$  розташованих на відстані  $l$  один від одного. Для оцінки диполю існує поняття дипольного моменту  $p = lq$  дипольний момент є векторна величина спрямований за віссю диполю від позитивного до негативного заряду. Якщо відстань  $r$  від диполя більше за плече  $l$ , то напруженість поля диполя  $E$ :

$$E = \frac{q}{\varepsilon r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \varphi} \quad (r \gg R), \quad (2.380)$$

де  $\varphi$  – кут напрямку на точку визначення напруги поля, або за нашими вимогами, відстань можна визначити як

$$r = \sqrt[3]{\frac{q}{\varepsilon E} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \varphi}}. \quad (2.381)$$

Поляризація діелектрика є дуже важливий чинник взаємодії електричного поля навколишнім середовищем. Наразі як ступінь поляризації речовини приймається вектор поляризації  $P$ , який дорівнює геометричній сумі декількох молекул діелектрика в одиниці об'єму діелектрика

$$P = \frac{\sum P}{\Delta V}. \quad (2.382)$$

Ступінь орієнтування молекул діелектрика пропорційна пружності поля  $E$ , звідкіля вектор поляризації  $P$  пропорційний напруженості поля  $E$ :

$$P = \chi E, \quad (2.383)$$

де  $\chi$  – коефіцієнт поляризації.

При розгляді звичайної ємності з діелектриком. У такому випадку за його відсутності  $E_0$  зв'язано з поверхневою щільністю заряду на обкладинках як:

$$E_0 = 4\pi\sigma. \quad (2.384)$$

При напруженості додаткового поля у діелектрику  $E$ , викликаного поляризацією діелектрика, аналогічно пов'язана з поверхневою щільністю зв'язаних зарядів, на поверхні діелектрика:

$$E' = 4\pi\sigma' . \quad (2.385)$$

Напруженість поля у діелектрику  $E$ :

$$E = E_0 - E' = 4\pi(\sigma - \sigma') = \frac{E_0}{\varepsilon} = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon} , \quad (2.386)$$

де  $\varepsilon$  – діелектрична проникність діелектрика.

Водночас, щільність пов'язаних зарядів

$$\delta' = \frac{4\pi\sigma - E}{4\pi} = \frac{\varepsilon E - E}{4\pi} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E = \chi E . \quad (2.387)$$

Таким чином, щільність поверхневих зарядів  $\sigma'$  численно дорівнює нормальній складовій вектора поляризації. Коефіцієнт поляризації та діелектрична проникність пов'язані співвідношенням:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi \text{ або } \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} = \chi . \quad (2.388)$$

Оскільки вектор діелектричної індукції:

$$D = \varepsilon E \text{ то } D = E + 4\pi\chi E = E + 4\pi P . \quad (2.389)$$

Тобто вектор індукції є результатом взаємодії вектора напруженості зовнішнього поля та вектора поляризації. Величина  $\varepsilon$  та  $\chi$  є електричними сталими речовини АС, ці величини залежні від внутрішнього стану речовини і здебільшого залежні від температури середовища. У різних довідниках є можливість знайти їх значення в табличних величин.

Характерною особливістю взаємодії електричного поля з речовиною АО, що має закінчену форму, це є можливість накопичення енергії. На цьому принципі засновано цілу низку приладів, на засадах яких накопичується електрична енергія. Ці прилади мають назву ємності або конденсатора. Наразі заряд та напруга у цих приладах пов'язані між собою залежністю

$$q = CU , \quad (2.390)$$

де  $C$  – електрична ємність або конденсатор.

Розглянемо найпростіші випадки побудови ємності від форми як прилад утворення зони присутності залежно від форми АО. Найпростіший випадок - це пласка ємність. У цьому випадку маємо дві заряджені пластини, між якими є невеличка діелектрична щілина, тобто:

$$U = \frac{\sigma d}{\epsilon_0}, \quad (2.391)$$

де  $d$  – відстань між щілинами.

Отже, якщо площа кожної площини дорівнює  $S$ , то новий заряд пластини  $q = \sigma S$ . Тому

$$C = \frac{q}{U} = \epsilon_0 \frac{S}{d}. \quad (2.392)$$

Якщо діелектрик є не повітря, а певна речовина з проникністю  $\epsilon$ , то ємність буде у  $\epsilon$  більша, тобто:

$$C = \epsilon \epsilon_0 \frac{S}{d}. \quad (2.393)$$

Кульова ємність складається з двох куль одна в одній. Водночас, якщо внутрішня куля має радіус  $r$ , а велика  $R$ , то ємність визначається як:

$$U = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right), \quad (2.394)$$

а заряд  $q$  розташовано на внутрішній кулі. При цьому ємність у вакуумі буде визначатися як:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{4\pi\epsilon_0}{\frac{1}{r} - \frac{1}{R}}. \quad (2.395)$$

При необмеженому наближенні  $r$  до  $R$  вираз перетворюється на вираз ємності для пласкої ємності (2.392). Наразі обидві ємності мають свої особливості. Для кульової ємності це відсутність панданного вакууму. А для пласкої її можливість при кутах ( $\alpha$ ) нахилу площини відносно вісі обертання у

межах  $0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$ . При цьому пласка ємність створює коливання електричного поля при обертанні навколо будь-якої вісі із частотою обертання. Заряджена куляста ємність таких модуляції не створює.

Явище ємності та здібності виробляти і накопичувати заряд широко використовується не лише у природі. До того ж, така здібність притаманна практично усім природнім явищам та істотам. Природні матеріали (мінерали, порода тощо) виробляють статичну електрику, як наприклад кварц, звідкіля беруть свій початок п'єзоелектричні явища. Велика кількість статичної електрики, яка виробляється внаслідок механічного руху різних об'єктів, призводить до появи грозових розрядів великої потужності. Всі без винятку живі істоти чутливі до електричних полів та мають здібність їх виробляти. Так наприклад, деякі види риб мають можливість виробляти поля з потенціалом до 800 В та розрядом 7А при захисті. Створюються такі поля завдяки спеціалізованим клітинам електроцитам з можливістю об'єднання у ланцюги. Наразі такий ланцюг може складатися з кількох тисяч клітин, кожна з яких генерує напругу 0,15 В. В основі роботи такого електричного елементу є калій - натрієво іонний мембранний обмін. У деякому сенсі клітини біологічних істот, які виробляють потенціал, котрий можна розглядати як елементарний біологічний носій електрики на зразок електрона або йона. Такі елементи мають властивість утворювати певні угруповання, які несуть у собі енергетику для виживання біологічного об'єкту. У людини немає таких яскраво окреслених клітин, але, тим не менш, тіло тримає статичну електрику в 1-3 мкК. Це призводить до того, що при торканні будь-якого об'єкту утворюються електричний розряд від 7-30 А тривалістю у межах 100 мкс. Людина цих розрядів не відчуває, оскільки вони мають потужність набагато нижче сенсорної чутливості людини.

На закінчення необхідно констатувати той факт, що всім АО без включення притаманні електричні властивості приблизно, так як і гравітаційні;

але існують варіації прояву потужності цієї зони присутності у тому чи іншому вигляді.

Первинна інформаційна особливість електростатичної зони присутності ще його наявність та відсутність. Наявність визначається функцією ТОНТОР  $T(T)$  а відсутність функцією  $\bar{T}(\bar{T})$ , тобто

$$\left. \begin{aligned} T(T)E(t) &= \Xi E(t) \\ \bar{T}(\bar{T})E(t) &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (2.396)$$

де  $0 < \Xi < 1$  - функція здібності середовища до передачі електричного заряду, яка залежна від діелектричної сталої оточуючого простору.

Ще однією властивістю електричної ЗП це створення магнітного поля під час руху згідно закону Максвела. На відміну від магнітного поля, електричне поле (ЗП) має можливості досить потужного розповсюдження, навіть по речовинам, які не мають електричних властивостей.

## *Висновки до розділу 2*

На підставі проведених досліджень запропоновано аналітичні моделі зон присутності абстрактних об'єктів різної природи, тобто інтегрованих біотехнічних об'єктів, або виключно технічних, або біологічних. Розглянуто процеси утворення зон присутності гравітаційними, електричними силами, а також утворення твердотільної зони присутності в різних формах залежно від типу об'єкта, сфери та механізмів його функціонування. Властивості твердотільної зони присутності об'єкта обумовлені структурним складом та розташуванням макроелементів, що впливає на просторово-часові характеристики зони присутності. Так, наприклад, розглянуто залежності швидкості та траєкторії руху елементів твердого тіла в просторі визначеної зони. Таким чином, проведено аналіз існуючих сил взаємодії у дискретній твердотільній зоні присутності абстрактних біотехнічних об'єктів. Отже, властивості існування абстрактних біотехнічних об'єктів у панданній зоні та зоні присутності впливають на параметри аналітичних моделей, за якими визначені фізичні процеси функціонування об'єктів з урахуванням не тільки внутрішніх процесів, а й зовнішніх чинників впливу на об'єкт. При цьому розглянуто кінематичні особливості руху структурних елементів в твердотільній зоні присутності відносно геометричних параметрів окремих елементів та їх траєкторій у просторі зони присутності. Це надає можливості підвищення точності визначення параметрів об'єкта, оскільки під час процесу торкання при взаємодії з іншими об'єктами відбувається обмін інформацією між цими об'єктами.

Визначені основні поняття існування та властивостей середовища, що враховується при створенні нових технічних засобів контролю та вимірювання основних величин абстрактних об'єктів.

Так, за загального підсумку маємо констатувати той факт, що хімічна зона присутності абстрактного об'єкта може утворюватися у три основні способи: нейтральне розповсюдження речовини у середовищі без хімічної взаємодії, але



з наявністю механіки зіткнення атомів та молекул; активне розповсюдження завдяки реакціям з утворенням нових хімічних сполук; розповсюдження вторинної хімічної зони присутності, яка є продуктом взаємодії з середовищем первинної речовини. Дослідження довели, що хімічна зона присутності за своєю формою намагається набути центральносиметричної форми. Такими формами є диски, півкулі, кулі та її спотворені різновиди залежно від однорідності оточуючого середовища. Отже, дослідження розвиватимуться у напрямку визначення величини похибки вимірювання залежно від концентрації нашарування хімічної речовини у зони присутності. Особливо це стосується меж панданної зони, нестабільність якої може призвести до значних похибок вимірювання різних параметрів оброблюваного матеріалу, зокрема мікротвердості локальної ділянки об'єкту.

## Перелік посилань до розділу 2

1. Г.С. Тимчик, В.І. Скицюк, Т.Р. Ключко. *Теорія біотехнічних об'єктів. Том 1. Узагальнені фізичні властивості об'єкта: монографія. Київ, Україна : НТУУ «КПІ». 2016.*
2. Тимчик Г.С., Скицюк В.І., Ключко Т.Р.. *Теорія біотехнічних об'єктів. Том 2. Динаміка польових взаємодій об'єктів. Київ: ТОВ «Інтердрук», 2017. 224 с., іл.*
3. Скицюк В.І., Ключко Т.Р. *Моделювання мілкодисперсної твердотільної зони присутності технологічного об'єкту різної кривизни поверхні. Вісник КПІ. Серія Приладобудування, 56(2), с. 84-90, 2018.*
4. R.W. Christy, A. Pytte, *The structure of matter: an introduction to modern physics. New-York, Amsterdam, 1965.*
5. Charles Kittel, *“Introduction to Solid State Physics”, 8th Edition. New York : Wiley; (November 11, 2004), 704.*
6. И.А. Биргер, Р.Р. Мавлютов.. *Сопротивление материалов: учебное пособие. Москва : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1986. 560 с.*
7. Г.С. Тимчик, В.І. Скицюк, М.А. Вайнтрауб, Т.Р. Ключко. *Чутники електромагнітного випромінювання для біотехнічних досліджень. Київ, Україна: МП "Леся ", 2004.*
8. B. Karp; D. Durban, *Saint-Venant's Principle in Dynamics of Structures, Appl. Mech. Rev. 2011; 64(2):020801-020801-20. DOI: 10.1115/1.4004930]*
9. Скицюк В.І., Ключко Т.Р. *Физика технологии ТОНТОР: монография. Саарбрюкен (Германия): ИД LAP Lambert Academic Publishing, 2015. 332 с.*
10. A. A. Ilyushin V. S. Lensky. *Strength of Materials, 1st Edition, Published Date: 1st January 1967, 452 p. © Pergamon 1967. eBook ISBN: 9781483151151.*
11. G. Politser, F. Meissner. *Basics of Friction and Wear. Moscow, Mashinostroenie, 1984. 264 p.*
12. Granino A. Korn, Theresa M. Korn. *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers: Definitions, Theorems, and Formulas for Reference and Review (Dover Civil and Mechanical Engineering). 2 Revised Edition, (2000), 1152.*
13. Skoog D.A., Leary J.J. *Principles of Instrumental Analysis, Fourth Edition, Saunders College Publishing, Fort-Worth, Philadelphia, San Diego, New York, Orlando, Austin, San Antonio, Toronto, Montreal, London, Sydney, Tokyo, 1992.*
14. Walsh A., Willis J.B. *Atomic Absorption Spectrometry, Chap. 6 in “Standard Methods of Chemical Analysis”, 6th ed. Vol. 3A (F.J. Welcher, Ed.), Van Nostran, Princeton, N.J., 1966.*
15. Visman J.A. *A General Sampling Theory, Materials Research and Standards, Vol. 9, No 11, November 1969.*
16. Gordon Walker, *Astronomical Observations an optical perspective, Cambridge University Press, Cambridge, New York, New Rochelle, Melbourne, Sydney, (1987).*

17. *Richard Feynman, The character of physical law, A series of lectures recorded by the BBC at Cornell University USA, Cox and Wyman LTD London, 1965.*
18. *Ch. W. Misner, K. S. Thorne and J. A. Wheeler, Gravitation (Freeman, San Francisco, 1973), 386 p.*
19. *Frederick K. Lutgens, Edward J. Tarbuck. Dennis G. Tasa. Essentials of Geology, 13th Edition, Published by Pearson, Copyright © 2018, Published Date: Jan 4, 2017.*
20. *Кузмичев В.Е. Законы и формулы физики. Київ: Наук. думка, 1989. 864 с.*
21. *Биологическое сигнальное поле млекопитающих. Коллективная монография; под ред. А.А. Никольского, В.В. Рожнова. Москва, Россия: Товарищество научных изданий КМК, 2013.*
22. *E. J. A. Armarego, R. H. Brown. The machining of metals. Technology & Engineering, ,Prentice-Hall, 1969, 437 p.*
23. *Andre Angot, COMPLEMENTS DE MATHEMATIQUES à l'usage des ingénieurs de l'électrotechnique et des télécommunications, Paris, 1957, 778 p.*
24. *Gregory S Tymchyk, Volodymyr I Skytsiuk, Tatiana R Klotchko, Tomasz Ławicki, Natalia Demsova. Distortion of geometric elements in the transition from the imaginary to the real coordinate system of technological equipment, Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High Energy Physics Experiments 2018, Volume 10808, pp. 108085C, Publisher International Society for Optics and Photonics, 2018/10/1.*
25. *Grygorij S. Tymchyk, Volodymyr I. Skytsiuk, Tatiana R. Klotchko, Pawel Komada, Akmaral Tlesheva, Kanat Mussabekov, "Determination of the interaction of field structures in the presence area of abstract objects", Optical Fibers and Their Applications, 2018, vol. 11045, pp. 110450Y, International Society for Optics and Photonics, 2019/3/15/*
26. *D. R. Koehler, Geometric-distortions and physical structure modeling, Indian J Phys. 87: 1029, 2013. DOI:10.1007/s12648-013-0321-51152.*
27. *Physics, Chapter 8: Hydrostatics (Fluids at Rest). Henry Semat. City College of New York. Robert Katz. University of Nebraska-Lincoln, 1958.*
28. *John McPhee. Annals of the Former World. Published by Farrar, Straus and Giroux, 720 pages (January 6th 1999).*
29. *Д. Вудраф, Т. Делчар. Современные методы исследования поверхности. Москва : Мир, 1989. 564 с.*
30. *Павловський М.А. Теоретична механіка: підручник. Київ.: Техніка, 2002. 512 с.*
31. *Жуковский Н.Е. О гидравлическом ударе в водопроводных трубах. Ленинград: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1949. 106 с.*
32. *Радченко И.В. Молекулярная физика. Москва : Наука, 1965. 480 с.*
33. *Л.Г. Лойцянский. Механика жидкости газа: Учеб. для вузов; 7-е изд. испр. Москва : Дрофа, 2003. 840 с.*

34. *Ferdinand P. Beer, E. Russell Johnston, Jr., John T. DeWolf, David F. Mazurek, Sanjeev Sanghi. Mechanics of Materials. ISBN: 9789339217624. Publisher: New Delhi: McGraw-Hill Education (India) Private Limited, 2017.*
35. *D. R. Baer, D. J. Gaspar, and P. Nachimuthu, S. D. Techane and D. G. Castner, "Application of Surface Chemical Analysis Tools for Characterization of Nanoparticles", Anal Bioanal Chem.; 396(3): 983–1002, Feb., 2010. Published online 2010 Jan 6. DOI: 10.1007/s00216-009-3360-1.*
36. *K. N. Piyakis, D.Q. Yang, E. Sacher "The applicability of angle-resolved XPS to the characterization of clusters on surfaces", Surface Science, 536:139-144, 2003. DOI: 10.1016/S0039-6028(03)00571-5.*
37. *G. S. McCarthy, P. S. Weiss, "Scanning Probe Studies of Single Nanostructures", Chemical Reviews. 99:1983–1990, 1999. DOI: 10.1021/cr970110x.*
38. *Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers. Von Erwin Madelung unter Mitarbeit von Karl Boehle und Siegfried Flügge. (Die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften, Band IV.) 3. Vermehrte und verbesserte Auflage. 381 S., 25 Fig. Verlag von Julius Springer, Berlin, (1936). Preis geh. RM 27, geb. RM 28.50. DOI: 10.1002/bbpc.19370430418.*
39. *Н.С. Кошляков. Уравнение в частных производных математической физики. Учеб. пособие для мех. – мат. фак. ун-тов. Москва : Высшая школа, 1970. 712 с.*
40. *М.В. Дудик, Ю.В. Діхтяренко. Класична механіка: навч. посібник. Умань: ПП «Жовтий», 2015. 160 с.*

## РОЗДІЛ 3

### ВТОРИННІ АБО ІНДУКЦІЙНІ ЗОНИ ПРИСУТНОСТІ

Окрім вище згаданих фізичних явищ, які створюють навколо АС польову зону присутності, існує ціла низка зон присутності, які є наслідком процесів взаємодії основних. Однією з таких зон присутності є акустична, яка є наслідком руху маси у межах панданної зони присутності та детермінованої твердотільної зони. Як наслідок, ДТТЗП є не тільки джерелом її утворення, а середовищем для передачі на певну відстань. При цьому акустична та вібраційна хвиля несе у собі інформацію про джерело, тобто розміри, потужність та можливості щодо силових дій. Акустичний спектр у такому разі є носієм інформації, яка може бути передана від однієї АС до іншої. Окрім того, акустичні коливання, притаманні гравітаційним полям, завдяки чому передаються на великі відстані.

Особливістю індукційних зон присутності є наявність руху якогось з основних полів зони присутності. Так, наприклад, рух електричних зарядів має властивість створювати магнітне поле. У цьому випадку магнітне поле є наслідком руху електричного, яке рухається або від взаємодії самого з собою у вигляді окремих зарядів або під дією сторонніх сил. Оскільки ДТТЗП має за розмірами атомарні частки та молекули, то, як наслідок, їх розповсюдження у просторі навколо АС призводить до таких зон присутності як запахи у повітрі. Якщо це поверхня, то іржа теж має свій хімічний склад, який характерний для визначеного АС. Для рідини характерно зміна концентрації розчиненої хімічної речовини навколо АС.

#### **3.1 Магнітна зона присутності абстрактного об'єкта**

Магнітне поле є різновидом польових структур, які може виробляти АС [1, 2]. Фактично частина речовин активно реагує з магнітним полем, а інша може бути пасивна. Речовини, які мають властивість створювати особисте

магнітне поле під дією зовнішнього, є магнетики, які за своїми властивостями розділяються на слабо магнітні та сильно магнітні. До слабо магнітних відносяться парамагнетики та діамагнетики. Сильно магнетні складають групу феромагнетиків. Основою будь-якого магнітного поля є рух електричного заряду, тому елементарним магнітним елементом є атом. У цьому випадку електрон як елементарний заряд обертається по орбіті, створюючи електронний струм, спрямований у протилежний бік руху, при цьому сила струму в контурі визначається як:

$$I = \frac{e}{T}, \quad (3.1)$$

де  $e$  – заряд електрона, а  $T$  – період обертання. Магнітний момент  $P_m$  електричного струму від руху електрона визначається як:

$$P_m = ISn_0, \quad (3.2)$$

де  $S$  – площа орбіти. У загальному випадку ця величина має назву орбітального магнітного моменту електрона. Оскільки в атомі може бути декілька електронів на орбітах та орбіталях, то магнітний момент атома буде:

$$P_m = P_m^{(1)} + P_m^{(2)} + \dots + P_m^{(z)}, \quad (3.3)$$

де  $(z)$  – порядковий номер атома за періодичною системою Менделєєва. Для молекули це буде сума орбітальних моментів атомів.

Оскільки кожний атом або молекула з притаманним магнітним моментом можуть бути змодельовані за деякою поверхнею  $S$ , то, як наслідок, отримуємо еквівалент контуру зі струмом, магнітний момент і створює магнітне поле згідно гіпотези Ампера. Магнітні властивості речовини визначаються молекулярним струмом електрона [3] незалежно від того, в якій системі він знаходиться та має свій власний момент кількості руху  $P_s$ , що має назву спіна, і є модельне уявлення про обертання навколо власної вісі. Важливою особливістю спіна електрона є те, що він може бути зорієнтованим так, що його проекція на напрямок вектора індукції магнітного поля  $\mathbf{B}$  приймає

лише два значення:

$$L_{SB} = \pm \frac{\hbar}{2} = \frac{h}{4\pi}, \quad (3.4)$$

де  $h$  – стала Планка, а  $\hbar = h/2\pi$ .

Наявність у електрона та деяких інших часток спіна пояснюють різні важливі закономірності у фізиці. Так, наприклад, спіном пояснюють магнітні властивості феромагнетиків. Спін електрона визначає розподіл електронів по енергетичним станам і, як наслідок, по атомарним нашаруванням.

За своєю сутністю розподілу в просторі магнітне поле є двополярним. Поки що отримати монополярне магнітне поле (аналог електричного) не мали успіху. Окрім того, оскільки електричні явища вивчалися дещо раніше та інтенсивніше, то відповідна методика була накладена і на магнітні явища. Як наслідок, визначено поняття магнітної маси або магнітного заряду, водночас був сформульований закон Кулона для немагнітних АС [1, 2]:

Дві магнітні маси  $m_1$  та  $m_2$  взаємодіють з силою, пропорційною їх добутку та зворотно пропорційною квадрату відстані між ними:

$$F = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}, \quad (3.5)$$

де  $\mu$  – магнітна проникність середовища взаємодії (у системі одиниць Гауса за одиницю маси приймається магнітна маса, яка на рівну їй магнітну масу на відстані в один сантиметр діє з силою 1 дин). Напруженість поля  $H$  у такому випадку є величина, вимірювана силою, діючою на північний полюс з величиною в одиницю магнітної маси, тобто:

$$H = \frac{F}{m}. \quad (3.6)$$

Напруженість поля одинокої маси, якщо інший полюс поза межами розглядаемого простору, має вираз:

$$H = \frac{m}{\mu r^2} \Rightarrow r = \sqrt{\frac{m}{\mu H}}. \quad (3.7)$$

Магнітний диполь у вигляді стрижня довжиною  $l$  має дипольний момент:

$$P_m = ml. \quad (3.8)$$

При цьому цей диполь створює напруженість поля у певній точці простору на відстані  $r$  та куті  $\varphi$ :

$$H = \frac{P_m}{\mu r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \varphi} \quad r \gg l \quad (3.9)$$

Оскільки магнетики розподіляються на три види, розглянемо, які саме властивості АС і призводять до подібного розподілу. Для початку розглянемо, які саме властивості призводять до утворення діамагнетиків.

Отже, діамагнетиками є речовини АС, в яких атоми або молекули [3] за відсутністю зовнішнього магнітного поля не мають власних магнітних моментів. Атоми таких речовин називаються діамагнетичними атомами. До діамагнетиків відносяться інертні гази (гелій аргон тощо) багато металів (золото, цинк мідь, срібло тощо), а також вода, скло, мармур і велика кількість органічних з'єднань. Для цих речовин відносна магнітна проникність незалежна від температури. Так, наприклад, ядро атома гелія має заряд  $q = \pm 2e$ , де  $e$  - заряд електрона. Якщо уявити, що обидва електрони обертаються навколо ядра з однаковою швидкістю, то однаковим орбіталям, але в протилежних напрямках, то у такому випадку їх орбітальні моменти протилежно спрямовані. Оскільки їх орбітальні моменти однакові, але протилежні за знаком, то підсумковий момент атома:

$$P_m = P_m^{(1)} + P_m^{(2)} = 0. \quad (3.10)$$

При внесенні діамагнетика у магнітне поле в кожному його атомі, або молекулі індуктується деякий додатковий струм  $I_i$  з магнітним моментом  $\Delta P_{mi}$ . До того ж, вектор  $\Delta P_{mi}$ , спрямований протилежно зовнішньому полю  $B_z$ . Вектор  $\Delta P_{mi}$  та індукований струм  $I_i$  за правилом Ленца повинні мати такий напрямок, щоб магнітне поле, утворене наведеним струмом, було протилежно



намагнічуючому зовнішньому полю. Це є принцип намагнічування діаманетика. При цьому на виникнення внутрішніх струмів зовсім не впливає хаотичний рух молекул і, як наслідок, отримуємо магнітну термостабільність.

Вважається, що діаманетизм є універсальною властивістю всіх речовин, оскільки у атомах та молекулах будь яких речовин, розташованих у магнітному полі, утворюються індуковані струми, однак це дуже слабе явище. Як наслідок, діаманетичні властивості виявляються лише у тих речовинах, в яких вони є єдиними і не перекриваються іншими властивостями.

Що стосується парамагнетизму, то це деякі атоми та молекули, які мають невеликий магнітний момент  $P_m$  – а речовини, з яких вони складаються, парамагнетиками. Магнітні моменти таких атомів чи молекул залежать від їх побудови зовнішнього магнітного поля. Такі властивості притаманні кисню, окису азота, алюмінію, платині, рідкоземельним елементам, лужним та лужно-земельним металам, тощо [4]. Для парамагнетиків  $\mu$  – залежне від температури і зменшується за законом:

$$\mu = 1 + \frac{C}{T}, \quad (3.11)$$

де  $T$  – абсолютна температура, а  $C$  – стала Кюрі характерна для визначеної речовини.

За відсутності зовнішнього магнітного поля тепловий рух атомів (молекул) парамагнетика та їх співударення протидіють впорядкуванню розташування векторів  $P_m$ . Тому в парамагнетиках за відсутності зовнішнього поля атомні (молекулярні) струми не утворюють результуючого поля, і речовина не намагнічується, тобто це внутрішнє поле. За наявності зовнішнього поля вектори  $P_m$  намагаються розташуватися паралельно вектору цього поля, до того ж з однаковою орієнтацією, якій заважає тепловий рух атомів або молекул. Таким чином, у парамагнетиків виникає внутрішнє поле та намагніченість. При підвищенні температури тепловий рух атомів(молекул) посилюється і як наслідок зменшується намагніченість.

Наступна група магнетиків є феромагнетики. Ці речовини є тверді, кристалічні, яким притаманні магнітні властивості, та обумовлюються особливою взаємодією атомних носіїв магнетизму. У феромагнетиків власне магнітне поле має індукцію, яка у декілька сотень разів більша ніж індукція зовнішнього поля. Для характеристики явища намагнічування вводиться  $I$  – намагніченість речовини, яка визначається як:

$$I = B - B_0 = \mu B_0 - B_0 = (\mu - 1)B_0, \quad (3.12)$$

де  $\mu$  – магнітна проникність речовини,  $B_0$  – індукція магнітного поля у вакуумі,  $B$  – індукція магнітного поля у речовині АС.

$B = \mu B_0$  від величини  $B_0/\mu_0$  і є технологічною характеристикою. Ця характеристика вказує на явище магнітного насичення; тобто, починаючи з деякого значення  $\frac{B_0}{\mu_0} = \frac{B_{0H}}{\mu_0}$ , намагніченість є практично сталою ( $I_H$  – намагніченість насичення). При цьому магнітна проникність  $\mu$  феромагнетиків приймає досить великі значення до сотень тисяч, а залежне від поля  $B_0/\mu_0$ , де магнітна стала  $\mu_0 = 0,4 \cdot 10^{-7}$  Гн/м. Для феромагнетиків намагніченість є складною функцією рис. 3.1, яка залежна рис. 3.2. Окрім того, для феромагнетиків є характерним явище гістерезису (рис.3.3). Сутність гістерезису полягає в тому, що існує запізнення внутрішньої намагніченості речовини по відношенні до зовнішнього поля. Тобто намагніченість залежна не тільки від зовнішнього поля, а й від посереднього стану намагніченості АС. Така петля гістерезису має низку точок, які визначають її формулу, а саме:

$+\frac{B_0}{\mu_0}, -\frac{B_{0H}}{\mu_0}$  – зовнішнє магнітне поле при якому речовина АС досягає намагніченості;  $+I_H, -I_H$  – намагніченість насиченості речовини АС;  
 $+\frac{B_{0K}}{\mu_0}, -\frac{B_{0K}}{\mu_0}$  – коерцетивна або затримуюча сила магнітного поля, при якому намагніченість дорівнює нулю.

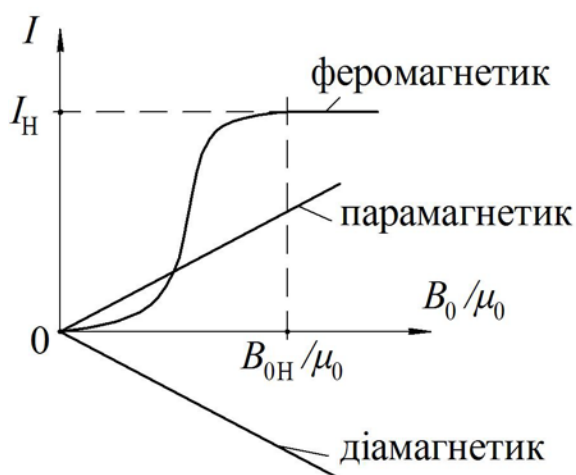


Рис. 3.1. Залежність намагніченості  $I$  для різних речовин залежно від зовнішнього поля  $B_0$

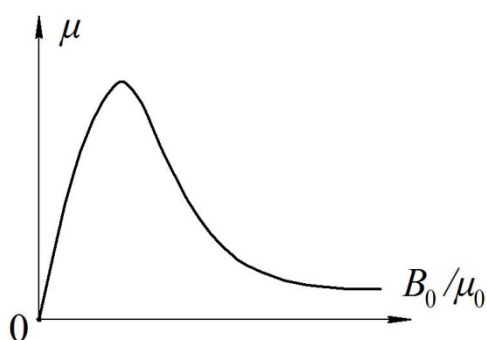


Рис. 3.2. Залежність проникності  $\mu$  від магнітного поля  $B_0/\mu_0$ .

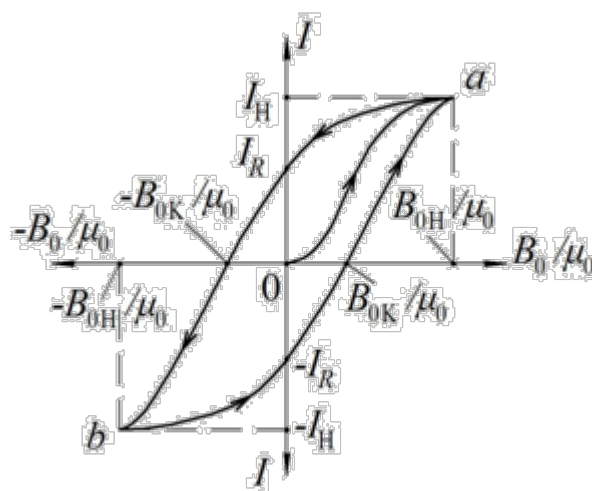


Рис.3.3. Петля магнітного гістерезису

Саме коерцетивна сила пояснює наявність постійних магнітів, які створюють навколо себе досить сталу індукцію. Особливістю ферромагнетика є те, що він має свої властивості і нижче за температуру точки Кюрі ( $O_K$ ). Вище за цю точку ферромагнетики перетворюються у парамагнетик. Так, наприклад, для заліза це  $770^\circ\text{C}$ , нікелю  $360^\circ\text{C}$ , пермалою  $70^\circ\text{C}$ . Вважається, що при температурах  $T < O_K$  будь-яке ферромагнітне АС складається з деяких маленьких шматочків (1-0,1 мм) магнітів, які мають максимальну намагніченість та відповідний свій вектор магнітного моменту. Цей момент орієнтується згідно зовнішнього поля

залежно від його потужності. [5]. Отже, все вище розглянуте стосовно магнітної зони присутності має природне походження, тобто магнітні властивості АС виявляються лише у випадку стороннього впливу. Тим не менш, всі речовини зовнішнього середовища знаходяться під дією магнітного поля Землі. А отже, так чи інакше проявляють свої магнітні властивості. Як наслідок, виникають так звані магнітні аномалії, як наслідок спотворення регулярного (не спотвореного) поля. Подібні спотворення є інформаційно несучими полями, які сповіщають про характер тих чи інших аномалій. Ця ситуація магнітної зони присутності є досить інформативною, оскільки будь-який об'єкт, що рухається у цій зоні, по-своєму реагує на ці спотворення. Наразі розглянемо цю реакцію на низці штучних моделей, які можуть бути притаманними природнім об'єктам.

Оскільки носієм магнітного поля є електричний заряд, то розглянемо низку простих моделей спотворення магнітного поля [1, 2].

Отже для отримання магнітного інформаційного поля навколо АС використовуються два фізичні закони:

- Закон розповсюдження магнітного поля навколо прямого провідника з електричним струмом:

$$H = \frac{i}{2\pi R}, \quad (3.13)$$

де  $H$  – напруженість магнітного поля;  $i$  – струм, який проходить вздовж провідника;  $R$  – відстань від центра провідника.

- Закон магнітного поля, що утворюється на відстані  $x$  від середнього перерізу намагніченого об'єкту:

$$B_x = \frac{\mu_0 r_m^2 M}{4\left(x + \frac{1}{2}l\right)^2} - \frac{\mu_0 r_m^2 M}{4\left(x - \frac{1}{2}l\right)^2}, \quad (3.14)$$

де  $B_x$  – магнітна індукція у перерізі на відстані  $x$  від середини намагніченого АС;  $r_m^2$  – радіус намагніченої АС;  $l$  – довжина намагніченої АС;  $M$  – намагніченість намагніченої АС;  $\mu_0$  – магнітна сила.

Намагніченість будь якого матеріалу з магнітними якостями, що складається з двох компонентів, тобто:

$$M = M_0 + M_i$$

де  $M_0$  – постійна намагніченість матеріалу, яка залежить від якостей матеріалу;

$$M_i = \frac{\mu - \mu_0}{\mu \mu_0} B_i \text{ – індукована намагніченість, котра є залежною від якостей}$$

потужності зовнішнього поля  $H_i$ ;  $\mu$  – магнітна проникність матеріалу.

Використання першого закону є найбільш ефективним у двох випадках:

- для АС типу «вісь», коли струм протікає вздовж довжини;
- для АС, коли збуджуюче поле струм протікає вздовж поверхні.

При застосуванні другого закону, пов'язаного з магнітним полем подовженої АС. Необхідно зауважити природність його походження, тому що намагніченість об'єкту в земному просторі є наведеною магнітним полем Землі [6]. Навіть, якщо АС не мала початкової намагніченості, з часом під дією магнітного поля Землі така намагніченість з'являється. Окрім того, будь яка АС знаходиться під дією особистих магнітних полів, що утворюється струмами живлення та керування. Сумарне тло поля не менше за потужність магнітного поля Землі. У відповідності до теорії магнітної поляризації тіл кінцевих розмірів магнітна проникність тіла у вакуумі чи в повітрі (а саме цей випадок стосується досліджень) може бути визначена за формулою:

$$\mu_r = \frac{\mu}{1 + N(\mu - 1)} \text{ ,} \quad (3.15)$$

де  $N$  – коефіцієнт розмагнічування, який іноді має назву коефіцієнту форми, та визначається у напрямку, що співпадає з напрямком магнітної індукції.

Коефіцієнт розмагнічування є здебільшого функцією форми об'єкта точніше співвідношення його розмірів, тоді як  $\mu$  визначається виключно властивостями речовини, з якої складається АС. Виходячи з цієї обставини, величина  $N$  характеризує деякий магнітний негативний зворотній зв'язок в

об'єкті по величині  $\mu$ . Цей зворотній зв'язок виникає через те, що об'єкт, намагнічуючись у полі, утворює власне розмагнічуюче поле, з напрямком у середині об'єкта назустріч зовнішньому та результуючому полям.

Отже, розмагнічуючи поле тим сильніше, чим ближче один до одного розташовані полюси намагніченості, тобто, чим менше подовженість об'єкта у напрямку дії полюсів. Звідсіля послаблення магнітного зворотнього зв'язку в АС і, як наслідок, збільшення його магнітної проникності одноособово пов'язано з формою, подовженою у напрямку дії поля.

Суворий аналітичний вираз для коефіцієнту форми може бути отриманий лише для симетричних об'єктів обертання еліпсоїдів, які в однорідному зовнішньому магнітному полі отримують однорідну намагніченість, що характеризується однорідністю особистого поля розмагнічення. У реальності вироби еліпсоїдальні форми обертання зустрічаються надто рідко, здебільшого є форми циліндрів і паралелепіпедів та їх комбінації [7, 8]. При дії однорідного магнітного поля закон розподілу магнітної індукції по довжині у стрижнях не еліпсоїдальної форми можна з достатньою для практики точністю визначити за формулою (табл. 3.1. рис. 3.4)

$$B_x = B_{\text{ц}} \left( 1 - k_{\text{фп}} \frac{4x^2}{l_c^2} \right), \quad (3.16)$$

де  $B_x$  – значення магнітної індукції у перерізі, розташованому на відстані  $x$  від центрального перерізу, в якому індукція дорівнює  $B_{\text{ц}}$  (рис. 3.5);  $k_{\text{фп}}$  – коефіцієнт, залежний від форми перерізу стрижня довжиною  $l_c^2$ .

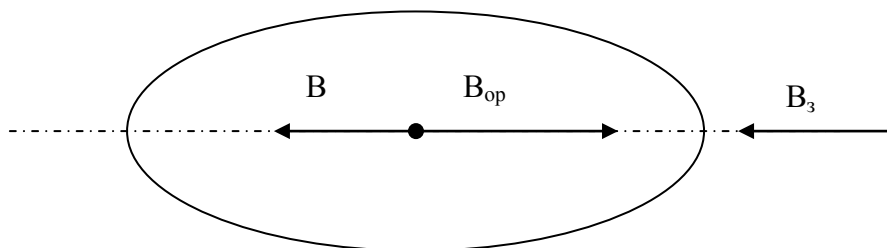


Рис. 3.4. Еліпсоїд обертання у зовнішньому однорідному магнітному полі

Таблиця 3.1. Значення коефіцієнтів форми  $k_{\text{фп}}$  та  $k_{\text{ф}}$  для тіл різної форми

Форма стрижня	$k_{\text{фп}}$	$k_{\text{ф}}$
Еліпсоїд	0	4
Стрижень прямокутного перерізу	0,75	0,6
Циліндричний стрижень	0,-0,85	2,4

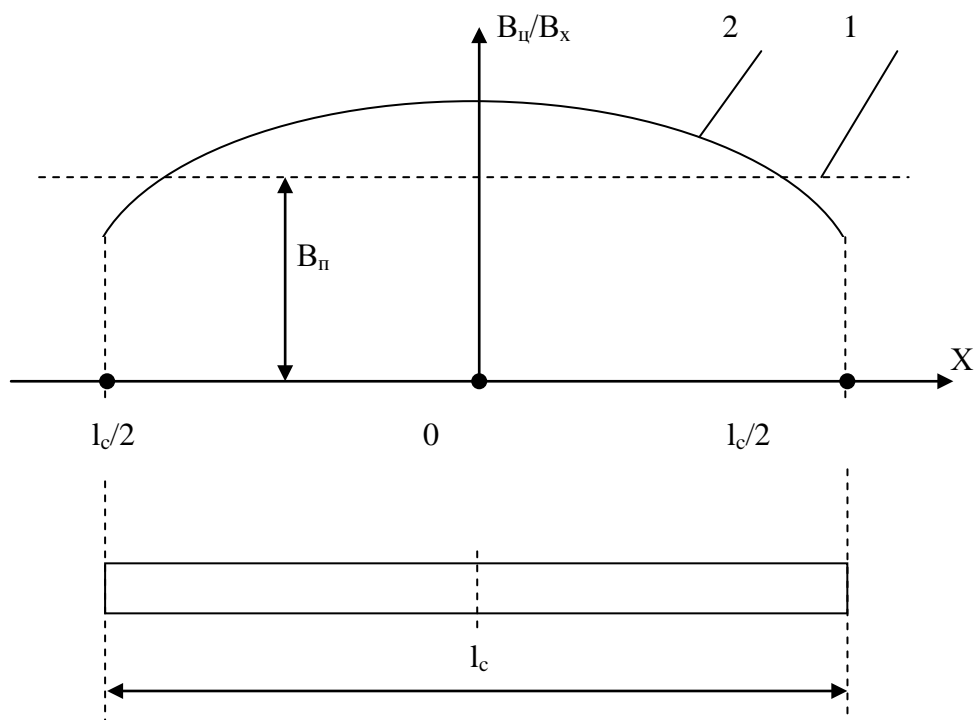


Рис. 3.5. Розподіл магнітної індукції вздовж еліпсоїдального (1) та нееліпсоїдального (2) стрижня

Оскільки функція  $\frac{B_x}{B_{\text{ц}}} = f(x)$  є нелінійна, то коефіцієнт форми, визначається

співвідношенням  $N \approx \frac{B_x}{B_3}$ , де  $B_3$  – магнітна індукція зовнішнього поля), не

однаковий для різних координат перерізу. У зв'язку з цим обчислюють або центральний коефіцієнт форми  $N_{\text{ц}} \approx \frac{B_x}{B_3}$ , або посередній  $N_{\text{п}} \approx \frac{B_{\text{п}}}{B_3}$  де  $B_{\text{п}}$  – посереднє значення індукції по довжині стрижня. Коефіцієнтом  $N_{\text{ц}}$  зазвичай користуються за необхідності визначення  $B_{\text{ц}}$  на невеликому відрізку навколо центрального перерізу стрижня. Якщо необхідно оцінити інтегральну дію на значному відрізку стрижня  $l_{\text{о}}$ , симетрично розташованому навколо його центру, то користуються посереднім коефіцієнтом  $N_{\text{п}}$ .

Центральний коефіцієнт форми суцільних та порожніх циліндрів, а також еліпсоїдів може бути врахований за формулою:

$$N_{\text{ц}} = \frac{4S_{\text{с}}}{\pi l_{\text{с}}^2} \cdot \left\{ \ln \frac{k_{\phi} l_{\text{с}}}{b_{\text{с}} h_{\text{с}}} - 1 \right\}, \quad (3.17)$$

де  $S_{\text{с}}$  - площа перерізу стрижня;  $l_{\text{с}}$  – довжина стрижня;  $b_{\text{с}}$  та  $h_{\text{с}}$  – поперечні розміри стрижня;  $k_{\phi}$  – коефіцієнт, залежний від форми стрижня.

Посередній коефіцієнт форми визначається за виразом:

$$N_{\text{о}} = \frac{4S_{\text{с}}}{\pi \left( l_{\text{с}}^2 - \frac{k_0 l_{\text{о}}^2}{3} \right)} \cdot \left\{ \ln \frac{k_0 l_{\text{с}}}{b_{\text{с}} h_{\text{с}}} - 1 \right\}. \quad (3.18)$$

Складні за формою АС, як наслідок, утворюють і складні за формою магнітні поля, які мають складний математичний опис. Тим не менш, для польових структур є характерним принципі суперпозиції, а отже, можна розглядати різні комбінації елементарних польових структур, кожену з яких можна розглядати поодиночі [9]. Найпростіший випадок - це лінійний рух одиничного заряду та створення ним магнітного елементу (рис. 3.6).

Будь який струм є наслідком руху групи зарядів по провіднику і тому має багато схожого при утворенні магнітної зони присутності. В основі такого розгляду покладено залежність приросту напруженості та магнітного поля провідника на деякій відстані, а саме:



$$dH = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{idl \sin \theta}{r^2}. \quad (3.19)$$

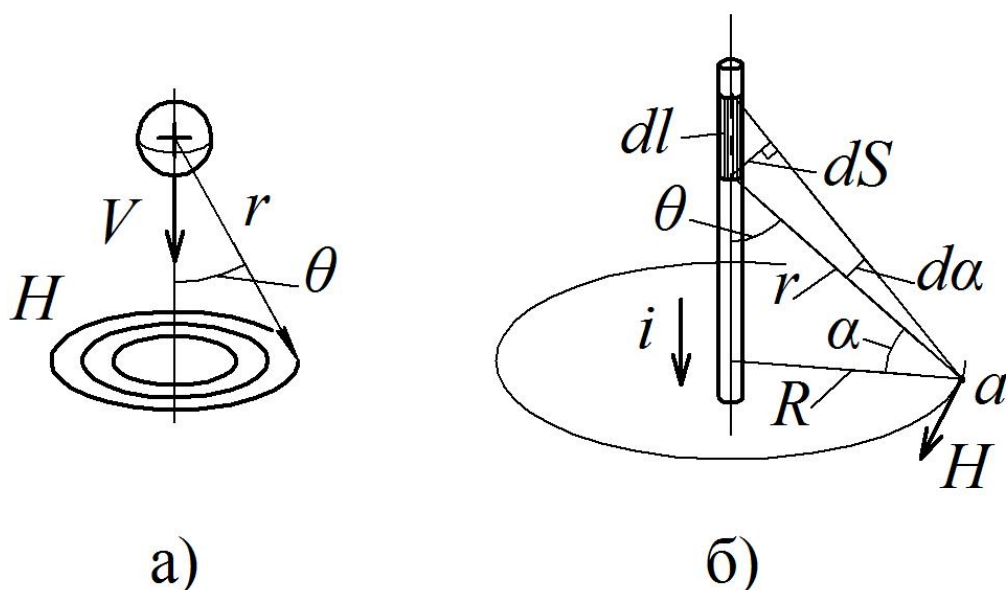


Рис. 3.6. Утворення елементарного магніта при русі електрично зарядженої частки.

Силу струму можна уявити як добуток щільного струму  $j$  та площину перерізу  $S$ , тобто  $i = jS$ .

Щільність струму можна уявити як концентрацію зарядів  $n$  та їх швидкості руху  $V$ , тобто  $i = neV$ , що дає наступне:

$$il = jSl = neVSl = NeV, \quad (3.20)$$

де  $N$  – повна кількість часток на відрізку проводу. Звідсіля напруженість поля можна уявити як:

$$H = \frac{NeV \sin \theta}{4\pi r^2}. \quad (3.21)$$

Отже, маємо висновок: напруженість викликана однією часткою:

$$H_e = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{eV \sin \theta}{r^2}. \quad (3.22)$$

Користуючись позначками векторної алгебри [7], можна цей вираз переписати у вигляді:

$$H_e = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{e[V \cdot r]}{r^3}. \quad (3.23)$$

Після перетворень виразу відносно відстані отримуємо:

$$r = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{eV \sin \theta}{\pi H_e}}. \quad (3.24)$$

Отже за визначеної відстані від заряду максимальну потужність будемо мати при  $\sin \frac{\pi}{2} = 1$ , тобто у площині, яка знаходиться перпендикулярно вектору швидкості. Прямо по вектору руху напруженість дорівнюватиме нулю, оскільки векторний добуток  $V \cdot r$  дорівнює нулю.

Тим не менш, такої ситуації не може бути, оскільки у виразі не враховано розміри заряду. За такого врахування кут  $\theta$  не може дорівнювати нулю, а отже радіус не може співпадати з вектором швидкості. Подібна ситуація краще розглядається, коли провід має кінцевий діаметр.

Розглянемо провід, достатньо довгий у порівнянні з відстанню  $R$  до точки  $a$ . У цьому випадку напрямок магнітного поля зони присутності для всіх елементів однаковий, а тому можна складати абсолютні значення напруженості

$$\frac{dl \sin \theta}{r} = \frac{dl \cos \alpha}{r} = \frac{dS}{r} = d\alpha, \quad r = \frac{r}{\cos \alpha}. \quad (3.25)$$

Після підстановки отримуємо

$$dH = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{idl \sin \theta}{r^2} = \frac{i}{\alpha \pi R} \cos \alpha d\alpha. \quad (3.26)$$

Повна напруженість поля провідника буде:

$$H = \frac{1}{4\pi R} \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos \alpha d\alpha = \frac{i}{\alpha \pi R}. \quad (3.27)$$

Цей вираз дає опис напруженості поля зовні провідника. Але, якщо ми маєм кінцевий діаметр дроту  $r$  та щільність струму  $j$ , яка стала у всіх точках перерізу, то за теоремою про магнітну напругу матимемо:

$$2\pi r H = \pi r^2 j. \quad (3.28)$$

Звідсіля отримуємо

$$H = \frac{1}{2} j r = \frac{i}{2\pi r^2} \cdot r. \quad (3.29)$$

Таким чином, напруженість проля всередині провідника збільшується з відстанню від центру. Зовні напруженість спадає за гіперболічним законом на відстані від поверхні, наразі це розглянемо трохи далі.

Розглянемо випадки криволінійного струму. Найкращим прикладом ту є кільце радіусу  $R$  зі струмом  $i$ . Якщо йдеться про напруженість поля у центрі кільця струму (рис. 3.7), то

$$H = \frac{i}{4\pi R^2} dl = \frac{i}{4\pi R^2} 2\pi R = \frac{i}{\alpha R}. \quad (3.30)$$

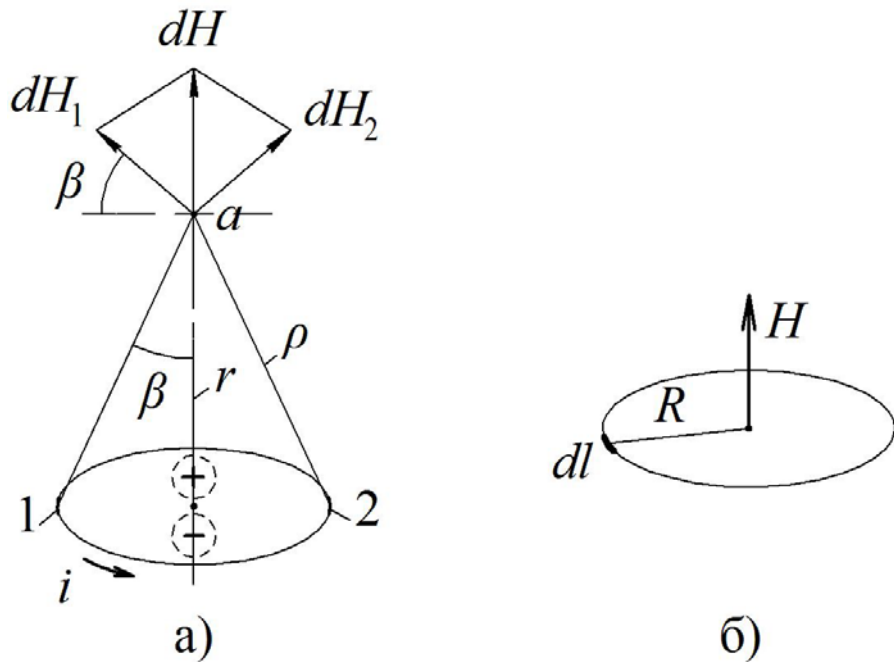


Рис. 3.7. Магнітне поле кільця зі струмом а) моделювання, б) векторна діаграма

На відстані від центру в точці «а», яка знаходиться на вісі по центру, будемо мати дещо іншу ситуацію. Оскільки всі елементи струму перпендикулярні до радіусу вектору, то  $\sin \theta = 1$ . Нарешті видно, що магнітне поле  $dH_1$  та  $dH_2$ , які створюються елементами  $i$  та  $r$  складаються, утворюючи поле  $dH$ , яке спрямоване за віссю. Звідсіля висновки, що повне поле усього кола струму спрямоване за віссю. Таким чином, складова поля по вісі струму, яке створює один елемент струму буде

$$\frac{1}{4\pi} \cdot \frac{idl \sin \beta}{\rho^2} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{idl R}{\rho^3} . \quad (3.31)$$

Інтегруючи вираз по елементам струму, отримуємо:

$$H = \frac{iR}{4\pi\rho^3} \int dl = \frac{iR}{4\pi\rho^3} 2\pi R = \frac{iS}{2\pi\rho^3} , \quad (3.32)$$

де  $S = \pi R^2$  – площа що охоплюється струмом  $i$ .

Якщо  $\rho \gg R$ , то з точністю до малих величин другого порядку можна уявити що  $\rho \approx r$ , тоді кінцевий результат приймає вигляд:

$$H = \frac{P_m}{2\pi r^3}; \quad P_m = iS . \quad (3.33)$$

Якби ми мали електричний диполь, спрямований за вісю, то електричне поле мало б такий самий напрямок, як і магнітне. Величина електричного зміщення  $D = \epsilon_0 E$ :

$$D = \frac{p}{2\pi r^3} , \quad (3.34)$$

де  $p$  – електричний момент диполя хоча його роль відіграє  $iS$ . У більш загальному вигляді напруженість магнітного поля можна визначити за виразом:

$$H = \frac{iR^2}{2(R^2 + l^2)^{3/2}} . \quad (3.35)$$

Якщо ми маємо пласку котушку, яка складається з  $n$  – витків дроту, то напруженість у її центрі становитиме:

$$H = \frac{in}{2R} . \quad (3.36)$$

Для соленоїда або тороїда:

$$H = in_0 , \quad (3.37)$$

де  $n_0$  – кількість витків на одиницю довжини.

У підсумку розглянемо узагальнений випадок руху струму вздовж вісі  $Oz$  (рис. 3.8). Обираємо невеличку ділянку на відстані  $z_i$  від початку координат та визначаємо напруженість поля у точці  $A(x,y,z)$ , яку створює цей елемент.

У такому випадку:

$$\begin{aligned} dS &= dzk \quad z = x_i + y_i + (z - z_i)k \\ r &= |r| = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z_i)^2} = \sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2} , \end{aligned} \quad (3.38)$$

де  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  відстань від точки  $A$  до дроту.

Обчислюючи векторний добуток, знаходимо  $dH$  :

$$dH = \frac{ki}{r^3} \begin{vmatrix} i & j & k \\ 0 & 0 & dz \\ x & y & z - z_i \end{vmatrix} = \frac{ki}{r^3} (-ydz + xdz_i) . \quad (3.39)$$

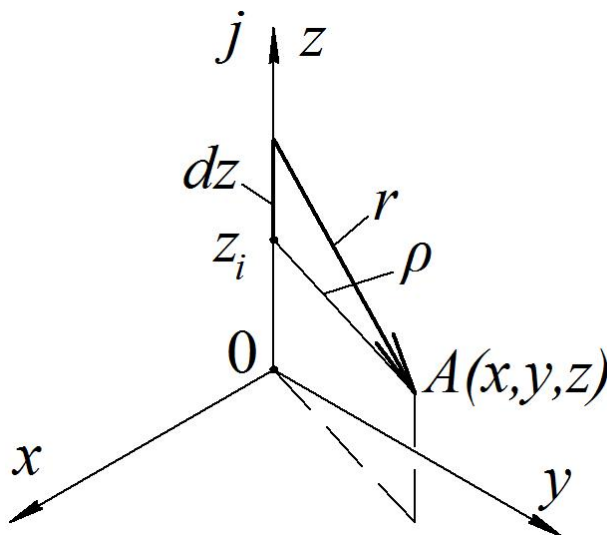


Рис. 3.8. Узагальнений випадок руху струму

Звідкіля

$$\left. \begin{aligned} dH_x &= -\frac{kiydz}{\left(\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}\right)^3} \\ dH_y &= -\frac{kixdz}{\left(\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}\right)^3} \end{aligned} \right\}, \quad dH_z = 0. \quad (3.40)$$

Для того, щоб знайти  $H_x$  та  $H_y$ , проінтегруємо вирази у межах  $-\infty$  до  $\infty$ .

Для цього вирахуємо не власивий інтеграл:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{\left(\sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}\right)^3}. \quad (3.41)$$

Зробимо підстановку  $z_i - z = \rho t g t$ ,  $dz = \frac{\rho}{\cos^2 t} dt$  і отримуємо

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\rho dt}{\cos^2 t \sqrt{\rho^2 + (1 + t g^2 t)^3}} = \frac{1}{\rho^2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos t dt = \frac{2}{\rho^2}. \quad (3.42)$$

Тому

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \frac{-2kiy}{\rho^2} = \frac{-2kiy}{x^2 + y^2} \\ H_y &= \frac{-2kix}{\rho^2} = \frac{-2kix}{x^2 + y^2} \\ H_z &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (3.43)$$

Таким чином у точках вісі  $0z$  поле не визначено, а модуль вектора  $\mathbf{H}$  має вираз

$$|\mathbf{H}| = \sqrt{H_x^2 + H_y^2} = \frac{2ki}{\rho}. \quad (3.44)$$

Дивергенція поля у цьому випадку дорівнює нулю, тобто

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_x}{\partial x} &= \frac{4ixy}{(x^2 + y^2)^2} \\ \frac{\partial H_y}{\partial y} &= \frac{4ixy}{(x^2 + y^2)^2} \\ \frac{\partial H_z}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} . \quad (3.45)$$

Отже

$$\operatorname{div} H = 0 . \quad (3.46)$$

Ротор цього поля теж дорівнює нулю, оскільки:

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y} = 0 , \quad (3.47)$$

тобто

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} = 2ki \frac{y^2 - x^2}{(x^2 + y^2)^2} \quad (3.48)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = 2ki \frac{y^2 - x^2}{(x^2 + y^2)^2} . \quad (3.49)$$

Отже, циркуляція поля по будь якому контуру, не оточуючому вісь  $Oz$ , дорівнює нулю.

Якщо контур оточує вісь  $Oz$ , то такого висновку зробити не можна, оскільки такий контур неможливо охопити однозв'язаною областю, яка не мала б у собі точок вісі  $Oz$ , у яких поле не визначено.

Таким чином, циркуляція струму по колу радіусу, яка лежить на площині  $Oxy$  з центром у початку координат

$$r = \cos t , \quad y = R \sin t , \quad (3.50)$$

звідкіля

$$2ki \int \frac{-y}{x^2 + y^2} dx + \frac{x}{x^2 + y^2} dy = 2ki \int_0^{2\pi} \frac{R^2 \sin^2 t + R^2 \cos^2 t}{R^2} dt = 4k\pi i . \quad (3.51)$$

Таким чином, величина циркуляції не залежна від радіусу, а отже і будь якого контуру, оточуючого вісь  $Oz$ .

Як і будь яке поле, магнітне створює силову взаємодію з іншим за походженням магнітним полем.

Найпростіший приклад, це силова взаємодія двох магнітів, яку можна описати математичним виразом. Якщо поле створюється електричним струмом, і у відрізку провідника довжиною  $l$  при зовнішній індукції  $B$ , сила взаємодії у такому випадку буде:

$$F = ilB .$$

Якщо ми маємо два паралельних провідника однакової довжини по яких йде струм  $i_1$  та  $i_2$ , то сила їх взаємодії між собою складатиме:

$$F = \mu_0 \frac{i_1 i_2}{2\pi R} l , \quad (3.52)$$

де  $R$  – відстань між їхніми осями.

Наразі це явище використовується при визначенні зразкової величини ампера.

Більш складним випадком з математичного погляду є взаємодія кільця струму з моментом  $P_m$  у сили  $F$ , кільце зміщується на величину  $dx$ , то механічна робота буде  $\delta A = Fdx$ .

При цьому зміна магнітного потоку буде  $d\Phi = S \frac{dB_n}{dx} dx$ , де  $B_n$  – складова  $B$ , нормальна до площини поверхні кільця.

У такому разі маємо можливість записати:

$$Fdx = iS \frac{dB_n}{dx} dx , \quad (3.53)$$

отже

$$F = P_m \frac{dB_n}{dx} . \quad (3.54)$$



Тобто сила, діюча на маленьке кільце струму в магнітному полі, пропорційна швидкості зміни індукції у визначеному напрямку.

Таким чином, якщо  $P_{mx}, P_{my}, P_{mz}$  є складові вектора магнітного моменту контуру в прямокутній системі координат, а  $B_x, B_y$  та  $B_z$  – складові вектора індукції у цій же системі координат, то сила у напрямку вісі  $x$  може бути визначена як:

$$F_x = P_{mx} \frac{dB_x}{dx} + P_{my} \frac{dB_y}{dy} + P_{mz} \frac{dB_z}{dz}. \quad (3.55)$$

Аналогічно можна отримати такі самі вирази для  $F_y$  та  $F_z$ . Ці залежності можна записати у загальній векторній формі:

$$F = (P_m \text{grad}) B, \quad (3.56)$$

де диференціальний оператор

$$(P_m \text{grad}) \equiv P_{mx} \frac{\partial}{\partial x} + P_{my} \frac{\partial}{\partial y} + P_{mz} \frac{\partial}{\partial z}. \quad (3.57)$$

У загальному випадку неоднорідного поля, не перпендикулярного площині контура, буде діяти пара сил, яка буде намагатися повернути виток, а також сила, що викликає поступальний рух.

Отже, у підсумку стосовно магнітного зони присутності необхідно констатувати той факт, що магнітне поле повністю виконує закони, які дають опис абстрактної зони присутності [9, 10].

Таким чином магнітній зоні присутності притаманні наступні властивості:

- магнітне поле характеризує низку внутрішніх складових АС, яким притаманні магнітні властивості;
- магнітна зона присутності взаємодіє з зовнішнім середовищем;
- магнітна зона присутності має силову дію на оточуючі АС;
- потужність магнітного поля знижується зворотно-пропорційно відстані від поверхні АС, тобто є індикатором відстані.

Усі вище означені властивості магнітної зони присутності є засобом передачі інформації на відстань.

Первинною інформацією, яку передає магнітна зона присутності, це наявність або відсутність АС з магнітними властивостями у просторі.

Отже, необхідно виконання закону ТОНТОР

$$\left. \begin{aligned} T(T)H(t) &= \Xi H(t) \\ \bar{T}(\bar{T})H(t) &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (3.58)$$

де  $\Xi$  - функція передачі середовищем магнітного поля.

Як ми бачили у попередньому розгляді, передача магнітного поля середовищем є залежним від властивостей середовища (3.14), (3.15).

Наразі це має опис через величину магнітної проникності  $\mu$ , величина якої може коливатися у досить широких межах, від повної нейтральності до потужного підсилення та екранування. Особливо гарно це видно через взаємодію з іншими об'єктами АС, яким притаманні магнітні властивості.

Окрім того, необхідно зауважити, що рух магнітного поля у просторі створює електричне поле. Тобто електричне поле в цьому випадку діє, як зона присутності магнітного поля.

### **3.2. Електромагнітна зона присутності**

Електромагнітна зона присутності притаманна всім фізичним об'єктам без виключення [11].

Особливі властивості електромагнітної зони присутності роблять її унікальним засобом передачі інформації про АС. Ці властивості утворюються завдяки активній взаємодії електричного та магнітного полів. Така взаємодія дає можливість самостійного існування електромагнітного поля.

Окрім того, електромагнітне поле активно взаємодіє з усіма різновидами речовин та інших полів. Це є дуже складні процеси, тому цей розділ буде присвячений лише загальним фізичним властивостям цієї зони.

Причина полягає у тому, що досить широкий частотний діапазон електромагнітної зони присутності призводить до появи великої кількості градацій цього явища.

Наразі, якщо не розглядати причини руху електричних та магнітних полів, то є можливість створити таку приблизну градацію як у [12] табл. 3.2.

Таблиця 3.2. Класифікація електромагнітних хвиль за частотою

Довжина, м	Частота, Гц	Умовна назва діапазону
$10^6 - 10^4$	$3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$	Наддовгі
$10^4 - 10^3$	$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$	Довгі
$10^3 - 10^2$	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6$	Середні
$10^2 - 10^1$	$3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$	Короткі
$10^1 - 10^{-1}$	$3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^9$	Ультракороткі
$10^{-1} - 10^{-2}$	$3 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{10}$	Телебачення
$10^{-2} - 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{11}$	Радіолокація
$10^{-3} - 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{14}$	Інфрачервоне випромінювання
$10^{-6} - 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15}$	Видиме світло
$10^{-7} - 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{17}$	Ультрафіолетове випромінювання
$10^{-9} - 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{17} - 3 \cdot 10^{20}$	М'яке рентгенівське випромінювання
$10^{-12} - 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{20} - 3 \cdot 10^{22}$	Жорстке гама випромінювання
$\leq 10^{-14}$	$\geq 3 \cdot 10^{22}$	Космічні промені

Навіть з упередженого погляду видно, що у межах відомих людству процесів, у широкому розумінні цього слова, немає можливості знайти жодного, який би не супроводжувався електромагнітними явищами та перетвореннями. Як наслідок, існує закон зворотної дії: будь-який процес, який супроводжується електромагнітним випромінюванням, утворює відповідний спектральний сигнал у зоні присутності, який несе інформацію про АС та процеси, які в ній відбуваються.

Фізико-математичний опис електромагнітного поля надає теорія Максвела [1, 2, 8, 12, 13]. Існує диференціальна та інтегральна форма запису рівнянь Максвела, які мають велику кількість трактувань та методи їх утворення. Тому авторами обрано деякий посередній варіант трактування з [14, 15].

Вважається, що теорія Максвела надає повний погляд на фізику електромагнітного поля. Тим не менш, відмічається її феноменологічний макроскопічний характер. Феноменологія теорії полягає у тому, що електричні та магнітні властивості середовища ґрунтуються на засадах трьох параметрів, а саме діелектричною проникністю, магнітною проникністю та питомою електропровідністю. Ці параметри вважаються заданими. Макроскопічний характер теорії полягає у тому, що вона може бути застосована лише для випадків, коли розміри носіїв зарядів значно менші за розглядаємий об'єм. Водночас, відстань від носія заряду до крапки простору, що розглядається, значно більша лінійних розмірів атомів і молекул. Окрім цього, характерний час процесів, які відбуваються при зміні електромагнітного поля, значно більші за час внутрішніх атомарних процесів.

В основі розгляду вивчення рівнянь Максвела покладено уявлення про струм зміщення. Вважається, що щільність повного струму у провіднику має дві складові, а саме щільності струму провідності  $j_{\text{пр}}$  та щільності струму зміщення  $j_{\text{зм}}$ , тобто:

$$j_{\text{пов}} = j_{\text{пр}} + j_{\text{зм}}. \quad (3.59)$$

Отже, якщо ми розглядаємо сферичну ємність, то заряд  $q$ , електрична індукція  $D$  та відстань від центру, мають наступний зв'язок [1, 2, 16, 17]:

$$D = \frac{q}{4\pi r^2}. \quad (3.60)$$

Звідси щільність струму зміщення визначається як:

$$j_{\text{зм}} = \frac{1}{4\pi r^2} \cdot \frac{dq}{dt}, \quad (3.61)$$

а сила струму зміщення

$$i_{\text{зм}} = 4\pi r^2, j_{\text{зм}} = \frac{dq}{dt}. \quad (3.62)$$

При розряді ємності струм зміщення спрямований протилежно струму провідності, а тому, незважаючи на рух зарядів, результуюче магнітне поле дорівнює нулю. Отже, у загальному випадку змінних струмів магнітне поле визначається не струмом провідності, а повним струмом. Як наслідок, у розімкненому контурі обривається лише струм провідності. У діелектрику в аналогічному випадку між кінцями провідника є струм зміщення, який замикає струм провідності. Звідси, під повним струмом необхідно розуміти:

$$j_{\text{нов}} = j_{\text{пр}} + \frac{dD}{dt}. \quad (3.63)$$

Для подальшого розгляду розглянемо провідник зі змінним струмом з довільною площиною  $S$ , обмеженою контуром  $l$  (рис. 3.9).

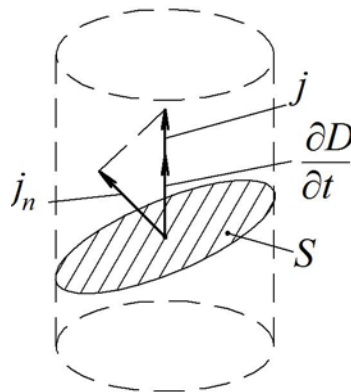


Рис. 3.9. Загальний випадок струму зміщення та провідності у провіднику

Застосовуючи до цього контуру теорему про магнітну напругу, отримаємо:

$$\oint_l H_l dl = i_{\text{нов}}. \quad (3.64)$$

З іншого боку, на засадах (3.63) маємо можливість визначити повний струм, як

$$i_{\text{пов}} = \int_S j_n dS + \int_S \frac{\partial D_n}{\partial t} dS, \quad (3.65)$$

де перша складова є струм провідності, а друга при зміні порядку інтегрування та диференціювання буде мати наступний вигляд

$$\int_S \frac{\partial D_n}{\partial t} dS = \frac{\partial}{\partial t} \int_S D_n dS = \frac{\partial N}{\partial t}, \quad (3.66)$$

де  $N$  – потік вектора зміщення через площину  $S$ . А отже

$$i_{\text{пов}} = i_{\text{пр}} + \frac{\partial N}{\partial t}, \quad (3.67)$$

і, як наслідок:

$$\oint_l H_l dl = i_{\text{пр}} + \frac{\partial N}{\partial t}, \quad (3.68)$$

тобто друге основне рівняння Максвела, яке вказує на магнітне поле струму зміщення. Аналогічно можна отримати рівняння Максвела змінних електричних та магнітних полів, тобто

$$\oint E_l dl = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (3.69)$$

де  $\Phi$  – потік магнітного поля через площину  $S$  з контуром  $l$ .

До цих рівнянь необхідно додати ще два рівняння Остроградського-Гауса для електричного та магнітного полів

$$\begin{aligned} \int D_n dS &= q \\ \int B_n dS &= 0 \end{aligned} \quad (3.70)$$

Окрім того, необхідно пам'ятати що всі величини у попередніх рівняннях зв'язані між собою через властивості середовища, тобто

$$\mathbf{B} = \mu\mu_0 \mathbf{H}, \quad \mathbf{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad \mathbf{j} = \lambda \mathbf{E}, \quad (3.71)$$

де  $\lambda$  – питома електропровідність речовин.

Рівняння (3.68, 3.69, 3.70, 3.71) складають собою систему рівнянь Максвела, які є найбільш описові для магнітних та електричних полів у нерухомих середовищах. Величини  $\varepsilon$ ,  $\mu$  та  $\lambda$ , які входять до складу рівнянь

Максвела, як фізичні сталі, які характеризують властивості середовища. Окрім вище означених рівнянь, існує диференціальна форма запису [15, 17]. Для цього обирається площадка прямокутної форми і почергово розглядається кожний з пругів стосовно напруженості магнітного поля. Так для грані, паралельної площині координат ZOY обхід по контуру дає наступний результат:

$$\oint H_s dS = H_y dy + (H_z + \frac{\partial H_z}{\partial y} dy) dz - (H_y + \frac{\partial H_y}{\partial z} dz) dy - H_z dz =$$

$$= \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) dy dz. \quad (3.72)$$

Надалі розглянемо рівняння (3.68). Для потоку  $N$  важлива лише нормальна складова електричної індукції  $D_x$  до грані за виразом (3.72). Тому потік через  $dydz$  дорівнює  $D_x dy dz$ , а отже

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial D_x}{\partial t} dy dz. \quad (3.73)$$

Так само струм провідності визначається лише нормальною складовою  $j_x$  і дорівнює

$$j_x dy dz. \quad (3.74)$$

Підставляючи всі ці величини у формулу (3.68) та виконуючи низку перетворень, отримаємо

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} + j_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}. \quad (3.75)$$

Якщо розглянути ще площини  $dzdx$  та  $dx dy$ , то отримаємо систему рівнянь Максвела першої групи:

$$\begin{cases} \frac{\partial D_x}{\partial t} + j_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \frac{\partial D_y}{\partial t} + j_y = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{\partial D_z}{\partial t} + j_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{cases} \quad (3.76)$$

У такий самий спосіб можна отримати другу групу рівнянь Максвелла при розгляді формули (3.69), тобто:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ -\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ -\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{array} \right. \quad (3.77)$$

Користуючись результатами розгляду електричного та магнітного поля зони присутності, можемо переписати залежності (3.70) до наступного вигляду:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho \\ \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0. \end{array} \right. \quad (3.78)$$

Рівняння (3.76), (3.77) та (3.78) разом з рівняннями (3.70), (3.71) являють собою повну систему рівнянь Максвелла у диференціальній формі для визначеної точки поля. Окрім того, ці ж рівняння можна записати у векторній формі, яка є незалежною від обраної системи координат. У цьому описі використовується поняття вихору вектора [17, 18]. У такому випадку рівняння (3.76) та (3.77) приймають вигляд:

$$\text{rot}_x \mathbf{H} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad \text{rot}_y \mathbf{H} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad \text{rot}_z \mathbf{H} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}. \quad (3.79)$$

$$\text{rot}_x \mathbf{E} = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad \text{rot}_y \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad \text{rot}_z \mathbf{E} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}. \quad (3.80)$$

Або

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} &= \text{rot } \mathbf{H}, \\ -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \text{rot } \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (3.81)$$



Якщо середовище має діелектричний характер, то у першій групі рівнянь необхідно прийняти:

$$j_x = j_y = j_z = 0.$$

Отже, вище розглянутий фізико-математичний опис утворення ЕМП за рівняннями Максвелла є найбільш досконалий зразок взаємодії зон присутності, які утворюють третю (3.79), (3.80), (3.81). Такий опис електромагнітного поля присутності АС є наслідком спорідненості електричної та магнітної зон присутності. Наразі подібний опис взаємодії з іншими зонами присутності, такими як гравітаційна, силова, акустична тощо, доволі важко, тим не менш ми час від часу будемо звертатися до цього типу взаємодії.

Звернемося до основних фізичних властивостей електромагнітної зони присутності. Перша властивість ЕМП - це просторовий рух носія електричного або магнітного поля. Взаємний рух може мати будь-який характер, але найбільш ефективним вважається гармонійне коливання. При цьому вектори **E** та **B** взаємно перпендикулярні (рис. 3.10), хвиля є монохроматичною, а вектори **E**, **B**, та **V** складають правоґвинтову систему. Напрямок руху визначає вектор **V**.

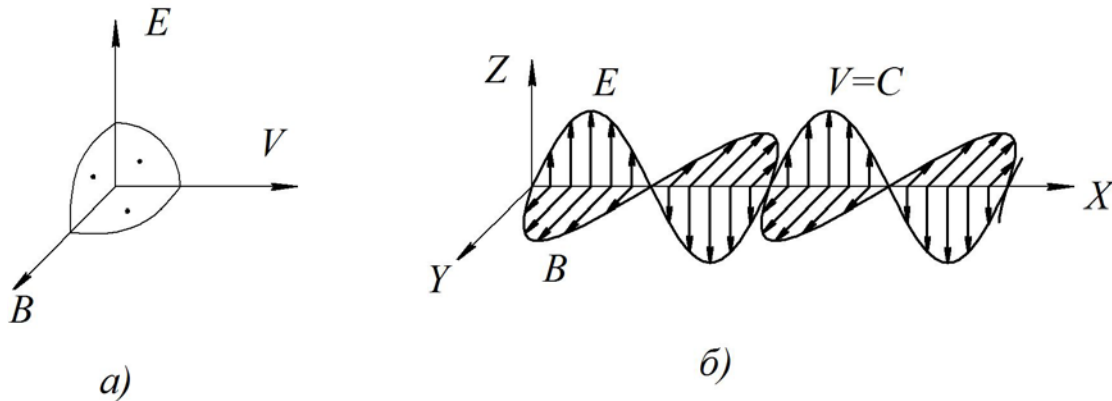


Рис. 3.10. Електромагнітна хвиля, де: а) векторна діаграма; б) просторова модель електромагнітних хвиль.

Рівняння плоскої хвилі у вздовж осі ОХ мають наступний вигляд:

$$\begin{aligned} E_x &= 0, E_y = 0, E_z = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi), \\ B_x &= 0, B_z = 0, B_y = B_0 \cos(\omega t - kx + \varphi). \end{aligned} \quad (3.82)$$

Існує ще один варіант запису пласкої хвилі [12, 15, 19]:

$$\begin{aligned} E &= E_0 \sin \omega(t - x/v), \\ H &= H_0 \sin \omega(t - x/v), \end{aligned} \quad (3.83)$$

який досить часто використовується у теоретичних розробках, де  $E_0$  та  $B_0$  – напруженості електричного та індукційного магнітного полів у хвилі,  $\omega$  – циклічна частота,  $k = \omega/v$  – хвильове число,  $\varphi$  – початкова фаза коливань  $E$  та  $B$  при  $x = 0$ .

Для пласкої хвилі між векторами  $\mathbf{E}$  та  $\mathbf{B}$  існує наступне співвідношення

$$\varepsilon \varepsilon_0 E^2 = \frac{B^2}{\mu_0 \mu}. \quad (3.84)$$

Для вакуума  $\varepsilon = \mu = 1$ ,  $B = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} E$ ,  $E = B/c$ , де  $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ , де  $c$  – швидкість світла у вакуумі, а  $\varepsilon_0$  та  $\mu_0$  – електрична та діелектрична сталі.

Оскільки електромагнітні хвилі мають властивість руху в просторі, то і мають можливість створювати зони присутності різної конфігурації. Найбільш характерним для ЕМП є центральносиметричне випромінювання, як наприклад, у зірок, які розповсюджують електромагнітний потік у всіх просторових напрямках. Рухомі електричні заряди теж випромінюють електромагнітні хвилі. Так, у [13, 17, 20] надається опис подібної зони присутності, але занадто примітивно (рис. 3.11).

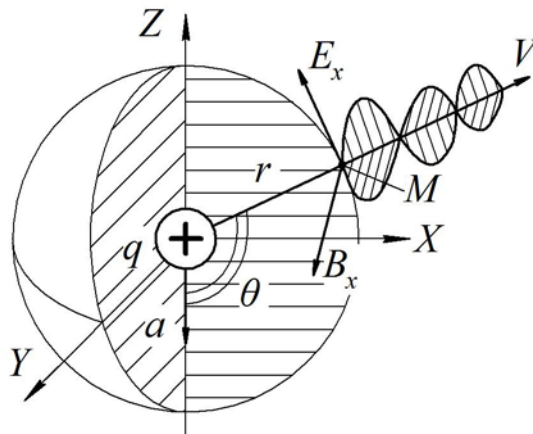


Рис. 3.11. Центральносиметричне випромінювання ЕМП рухомого заряду (хвильова зона)

Отже, за [15, 20, 21] хвильовою зоною є частина простору, яка знаходиться на відстанях від джерела випромінювання значно більших, ніж лінійні розміри джерела та довжини  $\lambda$  хвиль, що випромінюються. Це формулювання є досить неточне, оскільки відстань  $r$  (рис. 3.11) за цими ознаками не може бути визначена. Звернемось знов таки до прикладу зірки. Якусь частину ми бачимо, а більшу - ні, тому що все визначає чутливість ока або радіотелескопа. Тобто, якщо ми не бачимо зірки, вона для нас просто не існує, і ми можемо лише теоретично уявити її існування.

Наразі, межі зони визначаються величиною  $[S]$  чутливості ока або відповідної апаратури.

Отже, хвильові параметри для деякої точки  $M$  у зоні визначаються як:

$$E_{\text{хв}} = \frac{\mu_0 q a \sin \Theta}{4\pi r}, \quad (3.85)$$

$$B_{\text{хв}} = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \cdot E = \frac{E}{c} = \frac{\mu_0 q a \sin \Theta}{4\pi c r}, \quad (3.86)$$

де  $q$  – рухомий заряд,  $a$  – прискорення руху.

Водночас, середня потужність випромінювання  $\bar{P}$  заряду, який рухається з прискоренням  $a$ , буде:

$$\bar{P} = \frac{\mu_0 q^2 a^2}{6\pi c}. \quad (3.87)$$

Якщо електричний заряд  $q$  знаходиться у стані гармонічних коливань (рис. 3.11) за законом  $z = A \cos \omega t$ , де  $A$  – амплітуда, а  $\omega$  – кутова частота, то сферична хвиля буде мати наступний опис:

$$\begin{aligned} E &= \frac{\mu_0 q A \omega^2 \sin \Theta}{4\pi r} \cos(\omega t - k r + \pi); \\ B &= \frac{\mu_0 q A \omega^2 \sin \Theta}{4\pi r c} \cos(\omega t - k r + \pi); \\ \bar{P} &= \frac{\mu_0 q^2 a^2 \omega^4}{12\pi c}. \end{aligned} \quad (3.88)$$

У всяких хвиль (як механічних, так і електромагнітних) існує уявна поверхня, яка утворена з однаковою фазою, і яку називають фронтом хвилі. Залежно від форми фронту ми маємо пласкі, сферичні, циліндричні тощо хвилі. Одним з таких типових випадків є пласкі хвилі. У [82] для цього випадку  $E_y = E$ ,  $E_z = 0$ ,  $H_z = H$ ,  $H_y = 0$  наведено рівняння Максвела для пласкої хвилі:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial H}{\partial x}, \quad \frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial x}. \quad (3.89)$$

Саме на засадах властивостей пласкої хвилі доводиться можливість розповсюдження електромагнітної хвилі у просторі за рахунок само підтримки. Для того, щоб це довести, виключимо з (3.89) магнітне поле  $H$ . Помножимо перше рівняння у (3.89) на  $\mu_0\mu$  та продиференціюємо його по  $t$ :

$$\epsilon\epsilon_0\mu_0\mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\mu_0\mu \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t}. \quad (3.90)$$

Друге продиференціюємо по  $x$ :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\mu_0\mu \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t}. \quad (3.91)$$

Оскільки праві частини у (3.90) та (3.91) однакові, то однакові і ліві, а отже

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{1}{\epsilon_0\epsilon\mu_0\mu} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}. \quad (3.92)$$

Таке саме рівняння (3.92) можна отримати і для  $H$ , якщо з (3.89) виключити електричне поле  $E$ . Рівняння (3.92) є хвильовим рівнянням, яке доводить, що поле  $E$  та  $H$  мають можливість розповсюджуватись у просторі, звідки:

$$E = \varphi(t \mp x/V), \quad H = \psi(t \mp x/V). \quad (3.93)$$

Для визначення коефіцієнтів  $\varphi$  та  $\psi$  у (3.93) підставимо значення  $E$  та  $H$  із (3.93) у (3.89):

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \varphi', \quad \frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{V} \psi', \quad (3.94)$$

що надалі нам дає

$$\varepsilon\varepsilon_0\varphi' = \frac{1}{V}\psi'. \quad (3.95)$$

Якщо перейдемо від похідних до їх функцій, то отримаємо

$$\varepsilon\varepsilon_0\varphi = \frac{1}{V}\psi + C, \quad (3.96)$$

де  $C$  – стала інтегрування.

Якщо у (3.96) швидкість  $V$  замінити її значенням, то отримаємо

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H. \quad (3.97)$$

Ця залежність вказує на те, що у електромагнітній хвилі амплітуди  $E$  та  $H$  мають пропорційний характер одне від одного, та мають синфазний рух. Оскільки за своєю фізичною сутністю електромагнітна хвиля є результатом взаємодії електричного та магнітного поля (за Максвелом). Проте, ця хвиля має векторну спрямованість та відповідну щільність енергетичного потоку. Отже, якщо вектор  $dW = \overline{H}d\overline{B} + \overline{E}d\overline{D}$  є приріст щільності енергетичного потоку ЕМВ, де сама величина  $W$  визначається інтегральною функцією

$$W = \int (\overline{H}d\overline{B} + \overline{E}d\overline{D}). \quad (3.98)$$

Оскільки об'ємна щільність енергетичного потоку ЕМВ складається зі складових об'ємних щільностей  $W_e$ ,  $W_M$  електричного та магнітного полів, то

$$W = W_e + W_M = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}. \quad (3.99)$$

Зважаючи на те, що  $\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H$ , отримує висновок, що щільність електричного та магнітного полів однакова, тобто  $W_e = W_M$ . Звідси

$$W = 2W_e = \varepsilon\varepsilon_0 E^2 = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} \cdot \sqrt{\mu\mu_0} \cdot EH. \quad (3.100)$$

Добуток щільності енергетичного потоку  $W$  та швидкості  $V$  її розповсюдження в середовищі є модуль щільності енергетичного потоку ЕМВ через одиницю площинки, перпендикулярну напрямку розповсюдження електромагнітної хвилі в одиницю часу

$$S = W \cdot V = E \cdot H, \quad (3.101)$$

тобто отримуємо залежність вектора Умова-Пойнтінга  $\mathbf{S} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{H}$ .

Вектор є спрямованим у бік розповсюдження електромагнітної хвилі, а його модуль дорівнює енергії, яка переноситься електромагнітною хвилею в одиницю часу через одиницю площинки. Вектори Умова-Пойнтінга є залежними від простору та часу, оскільки від них є залежним модулі векторів напруженості електричного та магнітного поля. Тому часто користуються поняттям інтенсивності ЕМВ

$$I = \langle \vec{S} \rangle \approx \frac{\sin^2 \Theta}{r^2}. \quad (3.102)$$

Залежність інтенсивності від напрямку розповсюдження електромагнітної хвилі утворюють діаграма спрямованості або фактично геометрію ЗП, як наприклад, діаграма диполя Герца (рис. 3.12). Більш достеменний розгляд диполя дає наступне. Якщо ми будемо орієнтуватись на рис. 3.11 та рис. 3.12, то маємо можливість отримати наступні висновки.

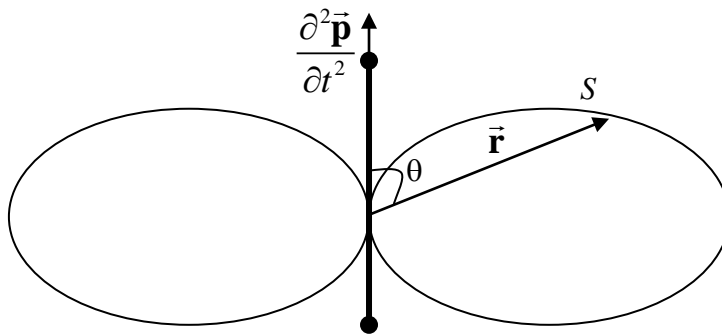


Рис. 3.12. Епюри розповсюдження зони присутності диполю Герца

Енергія, яка проходить через кожну одиницю поверхні пропорційна  $E^2$  або відповідно  $H^2$ . Тому енергетичний потік через поверхню кулі радіусом  $r$ , яка оточує диполь є пропорційним поверхні цієї кулі  $4\pi r^2$  та  $E^2$ , тобто пропорційний  $E^2 r^2$ . Оскільки, ця енергія незалежна від  $r$  (у вакуумі немає енергетичного поглинання), то звідси маємо те, що  $E$  та  $H$  пропорційні  $\frac{1}{r}$ . Окрім того, потужність  $E$  та  $H$  залежна від напрямку, тобто кута  $\Theta$  та радіус-

вектора  $r$ . Поблизу диполя (рис. 3.12) магнітне поле пропорційне  $\sin\Theta$  і дорівнює нулю поблизу всієї вісі диполя. Так само напруженості полів  $E$  та  $H$  пропорційні  $\sin\Theta$ . Більш точний розрахунок дає наступний результат

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\ddot{p}(t - r/c) \sin\Theta}{c^2 r}$$

$$H = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E$$
(3.103)

У випадку, коли  $p$  змінюється за гармонійним законом, отримуємо

$$\ddot{p}(t - r/c) = -p_0 \omega^2 \sin \omega(t - r/c) = -p_0 \omega^2 \sin(\omega t - kr) .$$
(3.104)

У такому випадку вираз (3.103) набуває вигляду

$$E = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{P_0 \omega^2 \sin\Theta}{c^2 r} \sin(\omega t - kr) .$$
(3.105)

Водночас, енергія, яка випромінюється диполем залежно від  $r$  та  $\Theta$ , має вигляд:

$$P = EH = \frac{P_0^2 \omega^4 \sin^2 \Theta}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \sin^2(\omega t - kr) .$$
(3.106)

З огляду на вимірювання розмірів та конфігурацій зони присутності більш інформативним є не миттєве значення випромінювання, а його середнє значення, тобто інтенсивність випромінювання, оскільки

$$\frac{1}{\sin^2(\omega t - kr)} = \frac{1}{2} ,$$
(3.107)

то

$$I = \bar{P} = \frac{1}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3} \cdot \frac{p_0^2 \omega^4 \sin^2 \Theta}{2r^2} ,$$
(3.108)

що у межах певного спростування наближається до (3.102).

Енергія, яка випромінюється диполем, визначається як

$$W_D = \frac{1}{12\pi} \cdot \frac{P_0^2 \omega^4}{\epsilon_0 c^3} ,$$
(3.109)

або, якщо  $p_0$  замінити його еквівалентом довжини  $l$  та діючим струмом  $i_0$ , то

$$W_{\text{д}} = \frac{1}{12\pi} \cdot \frac{l^2 \omega^2}{\epsilon_0 c^3} \cdot i_0^2. \quad (3.110)$$

Отже у підсумку ми маємо можливість розглянути яким чином утворюється електромагнітна зона присутності.

Серед усіх різновидів зон присутності електромагнітні є однією з найбільш вдалих з погляду кількості передачі інформації на великі відстані. Загальні закони розповсюдження ЕМП багато у чому співпадають з фізикою розповсюдження інших зон присутності, тому не слід дивуватися схожості математичного апарату опису цих процесів.

Отже, за інформаційними властивостями на першому місці стоїть закон ТОНТОР, тобто при  $T(T)$  сигнал є, за  $\bar{T}(\bar{T})$  сигналу нема. Таким чином

$$\left. \begin{aligned} T(T) \cdot a(t) &= \Xi \cdot a(t) \\ \bar{T}(\bar{T}) \cdot a(t) &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (3.111)$$

де  $0 < \Xi < 1$  - функція трансляції зони присутності середовищем, у якому розповсюджується ЕМП.

Здатність переносити інформацію за допомогою ЕМП досить широка відома і тому має досить ґрунтовний опис [20, 22]. Тому наведемо найбільш загальний опис цієї властивості ЕМП. Отже, у загальному випадку електромагнітний сигнал, який несе в собі інформаційне повідомлення, має наступний опис:

$$a(t) = A(t) \cos[\omega_0 t + \Theta(t)] = A(t) \cos \psi(t), \quad (3.112)$$

де амплітуда  $A$  та фаза  $\Theta$  змінюються за законом повідомлення, що передається. У випадку, якщо  $A = \text{const}$ ,  $\Theta = \text{const}$ , то вираз (3.112) дає опис простого гармонічного коливання (несуча), яке не несе у собі ніякої інформації [21,22]. Це твердження є неправильним, оскільки є протиріччям закону ТОНТОР (3.111) для зони присутності. Наразі, якщо є несуча частота, то існує і об'єкт (АС) випромінювання, а це вже байт інформації і, до того ж, дуже важливої.



Отже, звертаючись до (3.111), а саме до функції  $a(t)$ , яка переносить інформацію про властивості АС, можна констатувати, що інформаційна насиченість електромагнітної зони присутності ледве не найбільша серед усіх інших. Окрім того, ця зона має властивість «збирати по дорозі» інформацію про інші об'єкти у режимі радіолокації. Водночас, дуже важливу роль відіграє функція трансляції зони присутності ( $\Xi$ ), яка не є однаковою для всіх параметрів ЕМП. Ця функція може впливати на частоту, одночасно не впливаючи на фазу, і навпаки. Як наслідок, ми отримуємо інформацію про властивості середовища.

Якщо  $A$  або  $\Theta$  (відповідно  $\Psi$ ) примусово змінюються за певним законом, то коливання  $a(t)$  стає модульованим. Процес зміни (керуванням) кількома параметрами коливання є модуляцією.

Залежно від того, яким параметром керують амплітудою або кутом  $\Psi$ , розрізняють амплітудну та кутову модуляцію. Кутова модуляція у свою чергу розподіляється на частотну та фазову. Модульоване коливання має спектр, структура якого залежна від типу модуляції. Оскільки ширина спектру досить мала у порівнянні з  $\omega$ , то це дозволяє рахувати  $A(t)$  та  $\Theta(t)$ , повільними функціями часу, тобто за термін у один період на багато менші за одиницю. На разі у [22] наводяться умови повільності, якщо швидкість приросту амплітуди

$\frac{dA}{dt}$ , то за період  $T_0$  можна вважати, що приріст амплітуди буде становити

$\frac{dA}{dt}T_0$ , а отже

$$\left| \frac{dA}{dt} \right| \cdot \frac{T_0}{A} = \left| \frac{dA}{dt} \right| \cdot \frac{1}{A} \cdot \frac{2\pi}{\omega_0}. \quad (3.113)$$

Надалі можна вважати, що умова повільності виконується, якщо

$$\frac{2\pi}{\omega_0} \left| \frac{dA}{dt} \right| \cdot \frac{1}{A} \ll 1, \text{ або } \left| \frac{dA}{dt} \right| \cdot \frac{1}{A} \ll \frac{\omega_0}{2\pi}. \quad (3.114)$$

Аналогічно подібна повільність виводиться і стосовно  $\Theta(t)$ . Оскільки миттєва частота коливань дорівнює швидкості зміни фази, то, диференціюючи аргументи виразу (3.112), маємо:

$$\omega(t) = \frac{d\psi(t)}{dt} = \omega_0 + \frac{d\Theta}{dt}. \quad (3.115)$$

Похідна  $\frac{d\Theta}{dt}$  визначає відхилення частоти  $\omega(t)$  від  $\omega_0$ . Це відхилення може бути як швидким, так і повільним. Для того, щоб коливання  $a(t)$  можна було вважати близьким до гармонійного, необхідно, щоб зміна частоти за один період  $T = \frac{2\pi}{\omega(t)}$  була набагато менша за частоту  $\omega(t)$ , тобто умова повільності буде мати вигляд

$$\frac{\left| \frac{d}{dt} \left( \frac{d\Theta}{dt} \right) \right| T}{\omega(t)} \ll 1, \quad (3.116)$$

або

$$\left| \frac{d^2\Theta}{dt^2} \right| \ll \frac{\omega(t)}{T} = \frac{1}{2\pi} \omega^2(t). \quad (3.117)$$

Оскільки  $\omega(t)$  мало відрізняється від  $\omega_0$ , то можна ґрунтуватися на умові

$$\left| \frac{d^2\Theta}{dt^2} \right| \ll \frac{1}{2\pi} \omega_0^2. \quad (3.118)$$

Для більшості сигналів, що використовуються, нерівності (3.114) та (3.118) виконуються. Це означає, що за будь-якого способу модуляції параметри сигналу – амплітуда, частота та фаза – змінюються на стільки повільно, що у межах одного періоду  $T_0$  коливання можна вважати синусоїдальним. Таким чином, якщо у виразах (3.114) та (3.118) права частина більша за [S], то всі математичні розгляди радіохвиль можна вважати достеменними.

Отже, скорочено розглянемо, яким чином відбувається передача інформації електромагнітним сигналом за різних способів. Керування будь

яким параметром коливання у виразі (3.112) за допомогою інформаційної функції  $s(t)$  виконується наступним чином. Так, для випадку амплітудної модуляції вираз (3.112) набуває наступного вигляду

$$a(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \Theta_0). \quad (3.119)$$

Водночас, функція  $s(t)$  має вигляд гармонійного сигналу (певне спрощення) у вигляді

$$s(t) = S_0 \cos(\Omega t + \gamma). \quad (3.120)$$

Огинаюча несучої частоти при цьому має наступний вигляд

$$A(t) = A_0 + k s(t) = A_0 + \Delta A_m \cos(\Omega t + \gamma), \quad (3.121)$$

де  $\Omega$  – частота функції, що модулює;  $\gamma$  – початкова фаза огинаючої;  $k$  – коефіцієнт пропорційності;  $\Delta A_m = k S_0$  – амплітуда зміни огинаючої, співвідношення  $M = \frac{\Delta A_m}{A_0}$  – коефіцієнт глибини модуляції.

Таким чином, миттєве значення модульованого коливання буде

$$a(t) = A_0 [1 + M \cos(\Omega t + \gamma)] \cos(\omega_0 t + \Theta_0). \quad (3.122)$$

За неспотвореної модуляції ( $M \leq 1$ ) амплітуда коливань змінюється у межах від

$$A_{\min} = A_0(1 - M) \text{ до } A_{\max} = A_0(1 + M). \quad (3.123)$$

Середня потужність за період визначається, як

$$\overline{A^2(t)} = \overline{A_0^2 [1 + M \cos(\Omega t + \gamma)]^2} = A_0^2 (1 + 0,5 M^2). \quad (3.124)$$

Амплітудна модуляція має відповідний спектр, який краще за все розглянути, спростивши вираз для гармонічної модуляції (огинаюча) до вигляду, маємо

$$A(t) = A_0 [1 + M \cos(\Omega t + \gamma)], \quad (3.125)$$

а модульоване коливання визначимо за виразом (3.122).

Внаслідок цього отримуємо

$$a(t) = A_0 [\cos(\omega_0 t + \Theta_0) + M \cos(\Omega t + \gamma) \cdot \cos(\omega_0 t + \Theta_0)]. \quad (3.126)$$

Друга складова у правій частині виразу (3.126), як наслідок модуляції, може бути приведено до вигляду

$$M \cos(\Omega t + \gamma) \cos(\omega_0 t + \Theta_0) = \frac{M}{2} \cos[(\omega_0 + \Omega)t + (\Theta_0 + \gamma)] + \frac{M}{2} \cos[(\omega_0 - \Omega)t + (\Theta_0 - \gamma)] \quad (3.127)$$

а розгорнутий вираз для  $a(t)$  набуває вигляду

$$a(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \Theta_0) + \frac{MA_0}{2} \cos[(\omega_0 + \Omega)t + \Theta_0 + \gamma] + \frac{MA_0}{2} \cos[(\omega_0 - \Omega)t + \Theta_0 - \gamma] \quad (3.128)$$

Отже, перша складова у виразі (3.128) несе інформацію про те, що первинне не модульоване коливання має несучу частоту  $\omega_0$ . Друга та третя складова відповідають новим додатковим коливанням. Частоти цих коливань  $\omega_0 + \Omega$  та  $\omega_0 - \Omega$  є верхньою та нижньою боковими частотами. Амплітуди цих двох коливань однакові і мають  $\frac{M}{2}$  частину не модульованого. Фази цих частот симетричні відносно фази несучого коливання. Ширина спектра вважається рівною  $2\Omega$ , хоча реально вона більша. У цьому випадку проглядається різниця між уявною ситуацією (ТФ) та її реалізацією.

У загальному випадку, коли  $s(t)$  є не періодичним сигналом кінцевої тривалості, модульоване коливання має опис у вигляді (3.119). Застосовуючи перетворення Фур'є, отримуємо

$$S_a(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(t) e^{-i\omega t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} A(t) \cos(\omega_0 t + \Theta_0) e^{-i\omega t} dt \quad (3.129)$$

У цьому випадку  $S_a(\omega)$  є спектральна щільність радіосигналу з амплітудною модуляцією. Використовуючи гіперболічне перетворення, вираз (3.129) можна переписати у вигляді

$$S_a(\omega) = \frac{e^{i\Theta_0}}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} A(t) e^{-i(\omega - \omega_0)t} dt + \frac{e^{-i\Theta_0}}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} A(t) e^{-i(\omega + \omega_0)t} dt \quad (3.130)$$

Оскільки перший інтеграл є спектральна щільність огинаючої  $A(t)$  для частоти  $\omega - \omega_0$ , а другий для  $\omega + \omega_0$  то, позначивши спектральні функції як  $S_A(\omega - \omega_0)$  та  $S_A(\omega + \omega_0)$ , отримуємо:

$$S_a(\omega) = \frac{e^{i\Theta_0}}{2} S_A(\omega - \omega_0) + \frac{e^{-i\Theta_0}}{2} S_A(\omega + \omega_0). \quad (3.131)$$

Оскільки огинаюча  $A(t)$  співпадає по формі з  $s(t)$ , то вираз (74) фактично показує зв'язок між спектром  $s(t)$  та спектром коливання  $a(t)$ .

Так, наприклад, якщо сигнал має опис у вигляді  $a(t) = \cos \omega_0 t$  при  $t \geq 0$ , то його спектральна щільність буде

$$S_a(\omega) \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{i(\omega - \omega_0)}, \quad (3.132)$$

а для випадку  $a(t) = \sin \omega_0 t$  при  $t \geq 0$  спектральна щільність має вигляд

$$S_a(\omega) \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\omega - \omega_0}. \quad (3.133)$$

Для радіоімпульсу з прямокутною згинаючою та сталою частотою заповнення

$$S_a(\omega) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sin \left[ \frac{\omega - \omega_0}{2} \cdot \tau \right]}{\frac{(\omega - \omega_0)}{2}}. \quad (3.134)$$

Тобто, за цим принципом є можливість отримати спектр будь-якого сигналу.

Тепер розглянемо кутову модуляцію та її можливості стосовно передачі інформації. Отже, якщо ми маємо просте гармонічне коливання (3.112), то за скорочений проміжок часу від  $t_1$  до  $t_2$  будемо мати відповідний набіг фази

$$\psi(t_2) - \psi(t_1) = (\omega_0 t_2 + \Theta_0) - (\omega_0 t_1 + \Theta_0) = \omega_0 (t_2 - t_1). \quad (3.135)$$

Тобто, набіг фази є пропорційним інтервалу часу вимірювання. З іншого боку, кутову частоту можна визначити як

$$\omega_0 = \frac{\psi(t_2) - \psi(t_1)}{t_2 - t_1}. \quad (3.136)$$

Звідки видно, що кутова частота є швидкість зміни фази коливання. При переході до складного випадку рівняння (3.135) та (3.136) необхідно замінити інтегральним та диференціальним співвідношенням, тобто

$$\psi(t_2) - \psi(t_1) = \int_{t_1}^{t_2} \omega(t) dt; \quad \omega(t) = \frac{d\psi(t)}{dt}, \quad (3.137)$$

де  $\omega(t) = 2\pi \cdot f(t)$  – миттєва кутова частота коливання, а  $f(t)$  – миттєва частота.

Згідно виразів (3.137) повна фаза коливання у момент  $t$  може бути визначена, як

$$\psi(t) = \int_0^t \omega(t) dt = \int_0^t \omega(t) dt + \Theta_0. \quad (3.138)$$

За такого методу вирішення задачі фаза у виразі (3.112) повинна бути замінена на

$$\psi(t) = \omega_0 t + \Theta(t) + \Theta_0. \quad (3.139)$$

Таким чином, загальний вираз коливання зі сталою амплітудою  $A(t) = A_0$  та модульованим аргументом  $\Psi(t)$  може бути уявлено у вигляді

$$a(t) = A_0 \cos[\omega_0 t + \Theta(t) + \Theta_0]. \quad (3.140)$$

Отже, з виразів (3.135)-(3.139) маємо висновок, що зміна фази за законом  $\Psi(t)$  призводить до зміни миттєвої частоти за законом похідної від  $\Psi(t)$ , а зміна миттєвої частоти за законом  $\omega(t)$  призводить до зміни фази за законом інтегралу від  $\omega(t)$ . Ця теза є засадною у теорії кутової модуляції і показує на зв'язок між окремими параметрами сигналу. Для того, щоб краще зрозуміти цей процес, розглянемо, яким чином це відбувається на засадах (3.135)-(3.140), коли миттєва частота коливання визначається як

$$\omega(t) = \omega_0 + \omega_d \cos \Omega t, \quad (3.141)$$

де  $\omega_d = 2\pi \cdot f_d$  являє собою амплітуду відхилення частоти (девіація). Водночас, миттєве значення коливання визначиться, як

$$\psi(t) = \int_0^t (\omega_0 + \omega_{\text{Д}} \cos \Omega t) dt + \Theta_0, \quad (3.142)$$

або

$$\psi(t) = \omega_0 t + \frac{\omega_{\text{Д}}}{\Omega} \sin \Omega t + \Theta_0. \quad (3.143)$$

Отже, отримуємо

$$a(t) = A_0 \cos \left[ \omega_0 t + \frac{\omega_{\text{Д}}}{\Omega} \sin \Omega t + \Theta_0 \right]. \quad (3.144)$$

Таким чином, фаза коливання  $a(t)$  поряд з лінійно зростаючою складовою  $\omega_0 t$  має ще періодичну складову  $\frac{\omega_{\text{Д}}}{\Omega} \sin \Omega t$ . Це дозволяє розглядати  $a(t)$  як коливання, модульоване по фазі. Цей закон модуляції є інтегральним по відношенню до первинної частотної модуляції. Саме зміна частоти за законом  $\omega_{\text{Д}} \cos \Omega t$  призводить до зміни фази за законом  $\frac{\omega_{\text{Д}}}{\Omega} \sin \Omega t$ , амплітуда зміни фази

$$\Theta_{\text{max}} = \frac{\omega_{\text{Д}}}{\Omega} = m$$

є індексом кутової модуляції.

Як усяке коливання, так і коливання за кутової модуляції мають свою специфіку спектру. Сигнал при гармонічній кутовій модуляції має вираз:

$$a(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + m \sin \Omega t). \quad (3.145)$$

Якщо  $\Theta(t) = m \sin \Omega t$ , то отримуємо

$$a(t) = A_0 \cos(m \sin \Omega t) \cos \omega_0 t - A_0 \sin(m \sin \Omega t) \sin \omega_0 t. \quad (3.146)$$

Застосовуючи до виразу (3.146) розкладання у ряд Фур'є та беселеві функції, маємо можливість отримати наступний результат

$$a(t) = A_0 [J_0(m) \cos \omega_0 t - 2J_1(m) \sin \Omega t \sin \omega_0 t + 2J_2(m) \cos \Omega t \cos \omega_0 t - 2J_3(m) \sin 3\Omega t \sin \omega_0 t + \dots], \quad (3.147)$$

де  $J_n(m)$  - беселева функція першого роду  $n$ -го порядку від аргумента  $m$ .

Таким чином, при частотній та фазовій модуляції спектр коливання складається з нескінченної кількості бокових частот, розташованих попарно-симетрично відносно несучої частоти  $\omega_0$ , які відрізняються від останньої на  $n\Omega$ , де  $n$  – будь-яке число. Амплітуда  $n$ -ої бокової складової буде  $A_n = J_n(m)A_0$ , де  $A_0$  - амплітуда немодульованого коливання, а  $m$  – індекс модуляції.

До всього вище сказаного необхідно зробити ще один коментар. Досі розглядалися властивості ЕМ хвилі, як носія інформації. Але існує ще одна проблема, безпосередньо пов'язана з інформацією. Таку інформацію сприймає звичайний коливальний контур ( $RLC$ ) і для нас важливі не тільки його вибірувальні характеристики, але і швидкодія обробки інформації, як чинник дуальності реакції АС на зовнішні подразнення. Наразі, там же [23] наведено величину затримки сигналу для коливального контуру  $t_0$ , тобто:

$$t_0 = \left| \frac{d\varphi}{d\Omega} \right| = \left| \frac{d \left( \arctg \frac{2\Omega}{\omega_p} Q \right)}{d\Omega} \right| = \frac{1}{1 + \left( \frac{2\Omega}{\omega_p} Q \right)^2} \cdot \frac{2Q}{\omega_p}. \quad (3.148)$$

Зазвичай затримку визначають за нахилом фазової характеристики у точці  $\Omega=0$ , тобто

$$t_0 = \frac{2Q}{\omega_p} = \frac{2\omega_p L}{\omega_p r} = \frac{2L}{r} = \tau, \quad (3.149)$$

де,  $L$  – індуктивність контуру, а  $r$  – його реактивний опір.

Окрім вище означених способів передачі інформації, за допомогою електромагнітної зони присутності досить широко використовується їх взаємодія з навколишнім середовищем та сусідніми АС. У цьому випадку спрацьовує залежність (3.111), як спосіб отримання зворотної інформації. Так, наприклад, ЕМП, яке проходить крізь середовище, завжди взаємодіє з ним і на виході з нього несе інформацію про його параметри. У найпростішому випадку це добре доводиться рівняннями Максвелла. Згідно цих рівнянь магнітна та



діелектрична властивості ( $\mu$  та  $\epsilon$ ) є наслідком взаємодії ЕМП з середовищем, а отже є носієм інформації про нього. Звичайно є і більш складні випадки, як наприклад, рентгеноструктурний аналіз. Окрім таких випадків, досить широко використовується радіолокація. Принцип передачі інформації у такий спосіб полягає у прийомо-передачі радіоімпульсу направленою хвилею. У цьому випадку ЕМ хвиля нашоується на об'єкт, внаслідок чого утворюється сигнал луни. Цей сигнал реєструється спеціальним приймачем. На спеціальних пристроях вимірюється час руху хвилі до об'єкту і назад  $t_D$ , тобто

$$t_D = \frac{2D}{c},$$

звідки

$$D = \frac{c \cdot t_D}{2},$$

де  $D$  – відстань до об'єкта, а  $c$  – швидкість руху ЕМ хвилі.

Таким чином, ми отримуємо відстань до об'єкту.

У широкому сенсі радіохвиля має можливість переносити велику кількість інформації, достатньо згадати радіомовлення, телебачення тощо.

### **3.2.1. Оптична зона присутності абстрактних біотехнічних об'єктів**

Окремий діапазон електромагнітної зони присутності будь якого абстрактного біотехнічного об'єкта має оптична зона присутності, яка визначає просторово-часові характеристики розташування об'єкта, геометричні параметри, фізико-механічні та хімічні властивості матеріалу. Водночас, характеристики оптичної зони присутності можуть визначати, наприклад, якість виготовлення деталей приладів, зокрема параметри формотворення їх поверхні, визначати наявність об'єкта в зоні присутності іншого об'єкта, проводити контроль та аналіз внутрішньої структури об'єктів. Оптична зона присутності визначає здатність об'єкту до взаємодії з іншими об'єктами.

Основним параметром, що виокремлює оптичну зону присутності з загальної електромагнітної зони є частотний діапазон. Отже, до оптичної зони присутності слід віднести наступні діапазони електромагнітного хвильового діапазону (табл. 3.3). Ці діапазони є найбільш інформаційними не стільки завдяки своїм фізичним властивостям, скільки до наявності природніх відчутників, які мають можливість не тільки реєструвати його наявність (світла) за потужністю, а і аналізувати за спектральним складом. Це надає можливість широкого аналізу властивостей АС та напрямку її дій.

Табл. 3.3. Основні діапазони частот оптичної зони присутності об'єкта

Довжина хвилі, м	Частота, Гц	Назва піддіапазону ОЗП
$10^{-3} \div 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{14}$	інфрачервоний
$10^{-6} \div 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15}$	видимий
$10^{-7} \div 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{17}$	ультрафіолетовий

Дослідження Максвелла з теорії електромагнітних полів довели, що швидкість розповсюдження електромагнітної хвилі дорівнює швидкості світла, а також природа світла є електромагнітним полем, яке розповсюджується навіть у вакуумі. Отже, світлова хвиля являє собою розповсюдження електромагнітного поля в просторі. Електромагнітна хвиля характеризується частотою коливання напруженості електричного та магнітного полів, тобто ця частота характеризує також і світлову хвилю, при цьому частоти цих коливань знаходяться в діапазоні  $4 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{14}$  Гц. Так, світлове випромінювання з частотою коливання  $4 \cdot 10^{14}$  Гц сприймається мозком людини через її біологічні структури ока як таке, що має червоний колір,  $7,5 \cdot 10^{14}$  Гц – фіолетовий колір,  $5,2 \cdot 10^{14}$  Гц – зелений колір. Колір світлового випромінювання є незмінним, тобто частота випромінювання залишається незмінною при переході світлової хвилі з одного середовища у друге.

Отже, відповідно довжина хвилі світлового випромінювання, яка визначається відстанню, котру хвиля проходить за час  $T$  одного повного світлового коливання, тобто за період

$$\lambda = cT,$$

де  $c$  – швидкість розповсюдження світлової хвилі у вакуумі.

Взаємодія об'єкта з іншими об'єктами різного походження, тобто технічних, біологічних та інтегрованих біотехнічних, а також визначення їх плинних просторово-часових параметрів підкоряються основним законам геометричної оптики [24]: закон прямолінійного розповсюдження світла; закон незалежності світлових променів; закон відбиття; закон заломлення світла. Одна з інформаційних властивостей світлового випромінювання пов'язана з утворенням та реєстрацією його спектральних параметрів, що дозволяє визначати параметри як геометричні, так і внутрішньої структури об'єкта. Фактично ця властивість базується на засадах взаємодії джерела оптичного випромінювання та властивостях оптичного відчутника. Вся ця система є суб'єктивна, як і назва окремих частин спектру. Як наслідок, ми маємо фрагментарний опис цього діапазону електромагнітних хвиль спеціальними аналітичними моделями [1, 24, 26, 27, 28], які стосуються наступного: геометрична (променева) оптика, яка досліджує закони взаємодії світлових потоків з різними речовинами; хвильова оптика вивчає світлові хвилі та їх взаємодію з об'єктами, які є співрозмірні з довжиною хвилі; термодинаміка утворення оптичного випромінювання та поглинання різними речовинами; спеціальна теорія відносності визначає зв'язок між електромагнітними хвилями на межі світлової швидкості, тощо. Ці моделі можуть бути покладені в основу функціонування приладів реєстрації оптичних сигналів та їх аналізу [23, 29, 30]. Так, наприклад, властивість до відбиття оптичного випромінювання поверхнею об'єкта дозволяє враховувати дуальну природу світла, оскільки корпускулярно-хвильовий дуалізм характеризує природу світла [1, 24, 26, 27, 28]. Дуалізм виявляється, наприклад, у таких явищах: корпускулярні властивості - явища

поглинання та випромінювання, хвильові властивості – явища дифракції, інтерференції, поляризації випромінювання. Квантова оптика вивчає різні випадки фотоелектричних явищ та силову дію оптичних променів.

Для оптичної зони присутності дуже важливим є процес відбиття світлових променів від різних об'єктів. Наразі, відбитий світловий промінь (потік) несе у собі інформацію про об'єкт АС, який досліджується. Кількість отримуваної інформації може бути визначена за наступними чинниками, які сприймає відчутник.

По-перше, це кольоровий спектр, кількість спектральних ліній та їх модуляція, що у наслідку надає отримати низку відомостей про АС:

- геометрія, форма та можлива ідентифікація;
- хімічний склад, який надає можливість ступінь хімічної агресивності;
- швидкість руху у просторі та ступінь агресії.

По-друге, ступінь реакції з навколишнім середовищем, яке надає можливість оцінити потужність АС.

По-третє, ступінь відбиття та поглинання падаючого потоку світла визначає, практично, всі параметри руху.

У всіх цих процесах велику роль відіграє кількість світлової енергії, яка проходить через поверхню контактування середовищ. Так, наприклад, практичні задачі визначення інтенсивності світла, випромінюваного з визначеної точки поверхні в заданому напрямку спостереження пов'язані з врахуванням заданих оптичних властивостей поверхні, відносного положення поверхні об'єкта тощо та створенням моделі освітлення та визначенням дистрибутивної функції здатності поверхні до відбиття (ДФВЗ). На рис. 3.13 наведено класифікацію локальних моделей освітлення [32]. Локальні моделі освітлення можна розділити на дві групи. Перша містить ті ДФВЗ поверхні, які отримано експериментальним шляхом. Вони найбільш поширені, достатньо прості, забезпечують реалістичність відтворення об'єктів, для яких не вимагається точна фізична інформація про освітлення.

До другої групи відносяться більш точні моделі, які ураховують дуальну природу оптичного випромінювання. У таких моделях поверхня розглядається у вигляді мікроскопічних ділянок, де враховується шорсткість поверхні, враховується затінення поверхні можливими мікровиступами, що може використовуватися при аналізі якісних параметрів об'єкта.

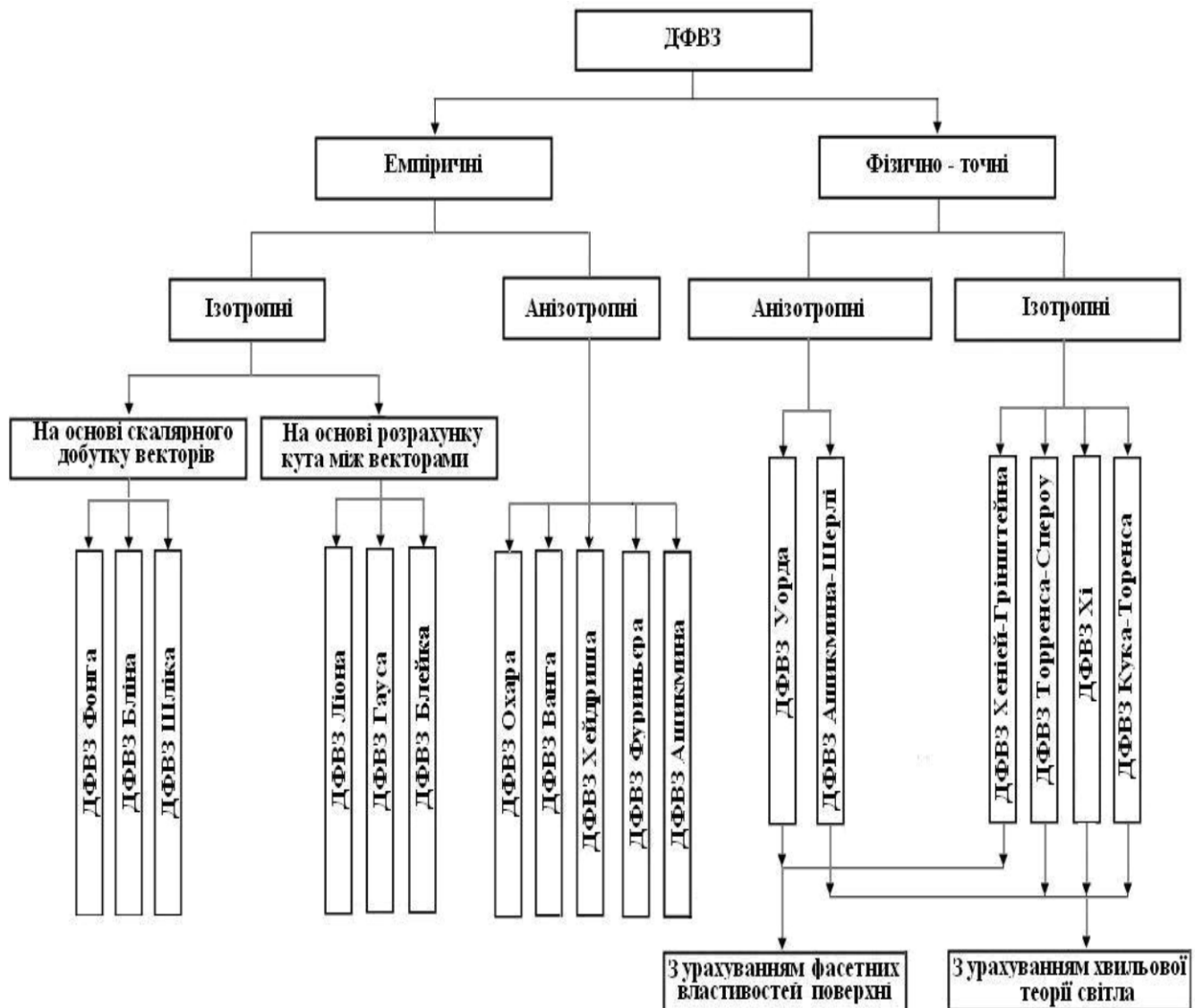


Рис. 3.13. Класифікація моделей визначення дистрибутивної функції здатності поверхні до відбиття [32]

Отже, для початку розгляду оптичних властивостей АС дослідимо, яким чином отримуються основні складові оптичного випромінювання, в основі цього поняття покладено спектральний склад випромінювання. Суворо

монохроматичне випромінювання у дійсності не реалізується. Випромінювання, яке має кінцеву енергію, займає кінцевий діапазон частот  $\omega$  та довжини хвиль  $\lambda$ . Отже, фотометричні величини, такі як потік випромінювання  $\Phi$ , інтенсивність  $I$ , повну енергетичну щільність  $u$  можна уявити як спектральний розклад, аналогічний інтегралу Фур'є [24], тобто

$$\Phi = \int_0^{\infty} \Phi_{\omega}(\omega) d\omega = \int_0^{\infty} \Phi_{\lambda}(\lambda) d\lambda, \quad (3.150)$$

$$I = \int_0^{\infty} I_{\omega}(\omega) d\omega = \int_0^{\infty} I_{\lambda}(\lambda) d\lambda, \quad (3.151)$$

$$u = \int_0^{\infty} u_{\omega}(\omega) d\omega = \int_0^{\infty} u_{\lambda}(\lambda) d\lambda, \quad (3.152)$$

де  $\Phi_{\omega} d\omega$ ,  $I_{\omega} d\omega$  та  $u_{\omega} d\omega$  мають розуміння потоку випромінювання, інтенсивності та об'ємної щільності променевої енергії у спектральному інтервалі  $(\omega, \omega + d\omega)$ . Аналогічне розуміння мають величини  $\Phi_{\lambda} d\lambda$ ,  $I_{\lambda} d\lambda$  та  $u_{\lambda} d\lambda$ . Опис у відтинках частот  $\omega$  та довжини хвиль  $\lambda$  повністю еквівалентні. Отже, розглянемо, яке фізико-математичне підґрунтя лежить в основі дисперсії. Дисперсія світла визначає залежність абсолютного показника заломлення  $n$  від частоти  $\omega$  при падінні на визначену речовину, тобто  $n = n(\omega)$ . Окрім того, швидкість світла у речовині  $\nu$  теж залежна від частоти  $\omega$ , тобто  $\nu = \nu(\omega)$ .

Для оптичної зони присутності є характерним те, що одними АС (фізичними явищами) вона генерується, а іншими поглинається. Суворого визначення ця теза не має, оскільки всі АС, які мають температуру маси, більшу за абсолютний нуль, випромінюють електромагнітні хвилі. Тому цей розподіл є досить таки умовний. За цією тезою генеруючими світло є фізико-хімічні процеси, у яких присутній активний рух електричних часточок. Тому, наприклад, згідно атомістичного уявлення про будову речовини дисперсія світла виникає внаслідок змушених коливань заряджених часток, які входять до складу атомів і молекул (електрони, йони) під дією електромагнітної хвилі світлового випромінювання. Згідно класичної теорії дисперсії рівняння руху

одного оптичного електрона має вигляд рівняння для стихаючого гармонічного осцилятора з правою частиною, тобто:

$$\begin{aligned} \ddot{r} + 2\gamma \dot{r} + \omega_0^2 r &= \frac{e}{m} E', \\ \omega_0^2 &= \frac{k}{m}, \quad 2\gamma = \frac{g}{m}, \end{aligned} \quad (3.153)$$

де  $r$  - радіус-вектор електрона,  $m$  - його маса,  $e$  - заряд,  $kr$  - квазіпружна сила,  $gr$  - сила тертя, яка враховує поглинання світла,  $E'$  - напруженість електричного поля, яке діє на електрон.

Обчислення цих параметрів може бути виконано виключно у межах квантової теорії, яка враховує реально існуючі в атомах та молекулах сили. Квантово-механічний розрахунок має опис через модель, в якій атоми та молекули являють собою осцилятори з різними особистими частотами  $\omega_0$  та коефіцієнтами стихання,  $\gamma$ , згідно рівнянь Ньютона (3.153).

Електричне поле  $E'$  відрізняється від середнього макроскопічного поля  $E$ , яке у рівняннях Максвела. Проте, у випадках не щільних середовищ (гази) їх різницею можна знехтувати і вважати, що рівняння (3.153) має рішення у вигляді

$$r = r_0 \cdot e^{i\omega t}, \quad (3.154)$$

де  $\omega$  - частота коливань поля, яке має опис пласкої хвилі,

$$E = A \cdot e^{i\omega t - ikr}, \quad (3.155)$$

де  $k$  - хвильовий вектор,  $t$  - час,  $r_0$  - амплітуда коливань електрона, мала у порівнянні з довжиною хвилі. Підстановка (3.154) у (3.153) з урахуванням (3.155) дозволяє отримати наступне рішення для (3.153), тобто

$$r = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega\gamma} E. \quad (3.156)$$

У відповідності до (3.156) атом у електричному полі отримує дипольний момент:

$$p = er = \varepsilon_0 \alpha E, \quad \alpha = \frac{e^2 / m \varepsilon_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega\gamma}, \quad (3.157)$$

де величина  $\alpha$  - поляризуємість атома.

Вектор електричної індукції  $D$  середовища, яке має  $N$  атомів, має вигляд

$$D = E\varepsilon_0 + Np = \varepsilon_0 \varepsilon E, \quad \varepsilon = 1 + \frac{N \cdot e^2 / m \varepsilon_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega\gamma}, \quad (3.158)$$

де діелектрична проникність  $\varepsilon$  залежна від частоти  $\omega$  і є комплексна величина вигляду

$$\sqrt{\varepsilon} = n - i\chi, \quad (3.159)$$

де  $n$  – абсолютний показник заломлення (дійсний показник заломлення),  $\chi$  – показник загасання середовища, тоді

$$n\chi = \frac{N \cdot e^2 / m \varepsilon_0}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\gamma^2} \omega\gamma, \quad (3.160)$$

При цьому величини  $n$  та  $\chi$  є функціями частоти  $\omega$  зовнішнього електричного поля  $E$  та параметрів середовища  $Nme^2/m$ . Якщо частоти  $\omega$  досить віддалені від особистої частоти коливачів електронів  $\omega_0$ ,  $2\omega\gamma \ll |\omega_0^2 - \omega^2|$ , то

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{Ne^2 / m \varepsilon_0}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (3.161)$$

Вирази (3.160) та (3.161) є дисперсійними формулами. В

У більш реалістичному випадку середовище уявляється системою осциляторів з концентрацією електронів та йонів  $N_k$ , масами  $m_k$ , зарядами  $e_k$ , особистими частотами  $\omega_k$  і коефіцієнтами загасання  $\gamma_k$ . Діелектрична проникність такого середовища  $\varepsilon$  має опис через формулу

$$\varepsilon = 1 + \sum_k \frac{N_k e_k^2 / m_k \varepsilon_0}{\omega_k^2 - \omega^2 + 2i\omega\gamma_k}. \quad (3.162)$$

Різні значення  $\omega_k$  відповідає різним смугам поглинання світла середовищем. Дослідним шляхом було знайдено, що всі осцилятори



розділяються на дві групи. Одна смуга належить електронам з поглинанням у ультрафіолетовій частині спектру, а друга – йонам з поглинанням у інфрачервоній частині. Формула (3.162) застосовна і до металів, що можна використовувати при контролі якості поверхні деталі. В інфрачервоній частині первинну роль дисперсії мають електрони, для яких  $\omega_k = 0$ ; у видимій та ультрафіолетових частинах дисперсія визначається підсумковою дією вільних та зв'язаних у йонах металу електронів.

Показник заломлення є залежним від довжини хвилі світла. Така залежність показана на рис. 3.14 [33].

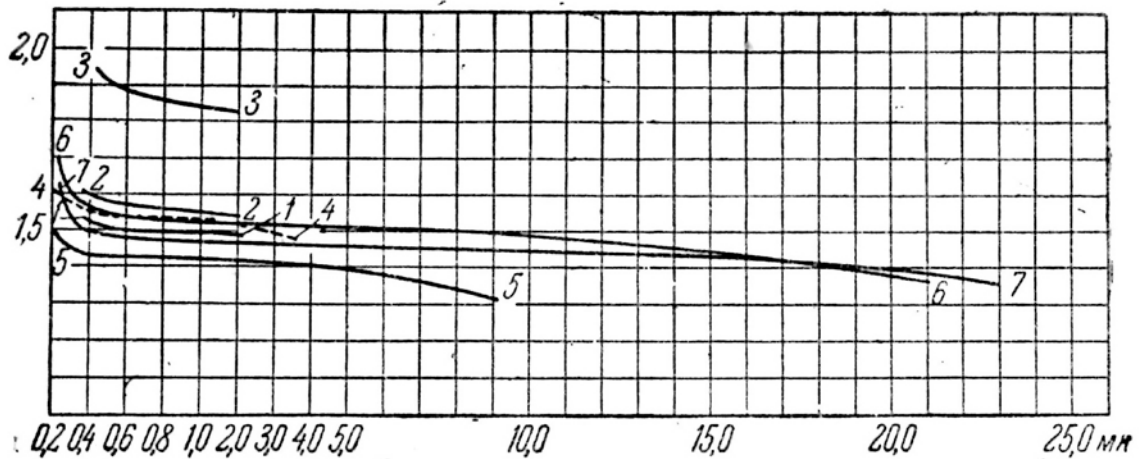


Рис. 3.14. Коефіцієнти заломлення: 1- борний кронглас; 2- важкий кронглас; 3 - важкий флінтглас; 4 - SiO<sub>2</sub> незвичайний промінь; 5 - плавиковий шпат; 6 - кам'яна сіль; 7 - сільвін

Застосування теорії коливальних дозволяє отримати для коефіцієнта заломлення  $n$  дисперсійну формулу наступного вигляду

$$n^2 \approx 1 + \frac{k_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{k_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots, \quad (3.163)$$

де  $\lambda$  - довжина первинної хвилі,  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$  - довжина хвиль відповідна резонансним коливанням частинок речовини,  $k_1, k_2, \dots$  - сталі коефіцієнти.

Будь яке світлове випромінювання АС характеризується спектром. Він виникає при розкладанні світлового потоку, який випромінює тверде тіло, газ

або рідина. Розрізняють кілька типів спектрів випромінювання: суцільні, лінійчаті та смугасті.

Суцільними спектрами є спектри, які складаються з усіх довжин хвиль видимого діапазону. Ці спектри характерні для випромінювання твердих та рідких АС. Як приклад суцільного спектра можна навести спектр Сонця, джерелом випромінювання є його поверхня, яка має назву *фотосфера*.

Спектр випромінювання, який складається з окремих вузьких ліній, які відповідають визначеній довжині хвилі має назву *лінійчастого*. Спектри, які складаються з окремих смуг (суцільні або групи великої кількості вузьких ліній), виокремлених темними проміжками, називаються *смугастими спектрами*. Лінійчаті та смугасті спектри характерні для світіння газів та пари малої щільності. Лінійчаті спектри для випромінювання атомів, тобто параметалів, інертні гази – гелій, аргон та інші, а смугасті спектри – випромінюванням цілих молекул. Лінійчаті спектри обумовлені структурою оболонок визначеної речовини, з якої побудована АС. Кількість та розташування ліній у спектрі випромінювання газу або пари залежні від структури хімічного елементу. За спектрами випромінювання можна визначити хімічний склад речовини АС та наявність окремих хімічних елементів, що визначається спектральним аналізом.

Спектри випромінювання мають опис за допомогою інтегралів Фур'є:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g^*(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [a(\omega) \cos \omega t + b(\omega) \sin \omega t] d\omega, \quad (3.164)$$

де  $f(t)$  - деяка функція часу  $t$ , яка описує довільний неперіодичний за часом фізичний процес,  $g(\omega) = a(\omega) - ib(\omega)$  - комплексна функція частоти  $\omega$ ,  $g(\omega) = a(\omega) + ib(\omega)$ ,  $a(\omega)$  та  $b(\omega)$  - дійсні функції  $\omega$ . Величина

$$I(\omega) = g(\omega) \cdot g^*(\omega) = |g(\omega)|^2 \quad (3.165)$$

має опис спектральної щільності інтенсивності випромінювання, яка характеризує розподіл енергії у спектрі за частотою  $\omega$ .

Якщо світло з первинною інтенсивністю  $I_0$  проходить через середовище на деяку відстань  $x$ , то його інтенсивність визначається як

$$I_x = I_0 e^{-Kx} = I_0 \cdot 10^{-\beta x}, \quad (3.166)$$

де  $K$  – коефіцієнт послаблення за шкалою натуральних логарифмів,  $\beta$  – значення тієї ж величини за десятийними логарифмами.

$$K = 2,303\beta.$$

Послаблення світла викликається поглинанням та розсіюванням. За слабого поглинання ( $1/K > \lambda$ ) здібність до відбиття при нормальному падінні променів на середовище визначається як

$$\frac{I_r}{I_0} = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}.$$

За сильного поглинання ( $1/K < \lambda$ ) вводять коефіцієнт поглинання, при  $n$  – коефіцієнті заломлення середовища і  $\lambda$  – довжині хвилі поза середовищем отримуємо  $n\chi = K\lambda/4\pi$  (рис. 3.15).

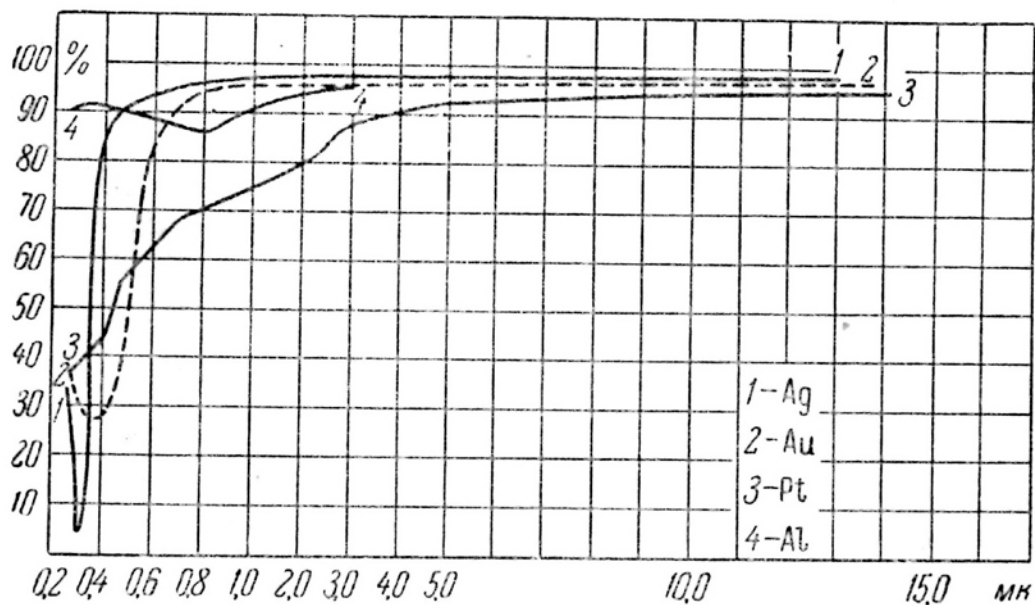


Рис.4 Здібність металів до відбиття світла [33]

Здібність до відбиття у такому випадку визначається формулою

$$\frac{I_2}{I_0} = \frac{(n-1)^2 + (n\chi)^2}{(n+1)^2 + (n\chi)^2}.$$

Послаблення для релєївського розсіювання

$$K = \frac{8\pi^3 \alpha^3}{3\epsilon_0^2 \lambda^4} \cdot N,$$

де  $N$  – кількість часток у одиниці об'єму,  $\epsilon_0$  - діелектрична проникність середовища,  $\alpha$  – поляризуємість.

Ще однією властивістю світлових променів є явище згідно принципу Ферма, який проголошує наступне: світло при розповсюдженні з одного джерела обирає шлях, якому відповідає найменший час розповсюдження. При цьому показник заломлення середовища має повільну мінливість, яка задовольняє умові  $[S] > \frac{1}{R}$ , де  $R$  – радіус кривизни траєкторії руху променів і,

як наслідок, є застосовуваними умови геометричної оптики. У середовищі розповсюджується хвиля, породжена крапкованим джерелом випромінювання

$$E = a(r)e^{i[\omega t - k_0 \Phi(r)]}, \quad (3.167)$$

де  $a(r)$  та  $\Phi(r)$  – дійсні функції координат,  $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$  - хвильове число у вакуумі. Їй відповідає система променів, представлена на рис. 3.16.

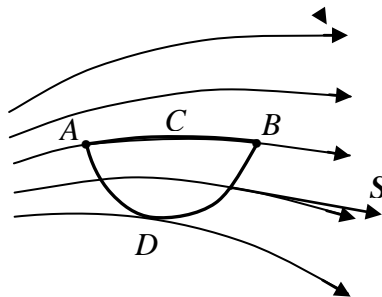


Рис. 3.16. Розповсюдження хвильового фронту крапкового джерела випромінювання

Отже, якщо ейконал  $\Phi$  є однозначна функція координат, то рівняння

$$\text{grad}\Phi = n\mathbf{S},$$

де  $\mathbf{S}$  – одиничний вектор нормалі до фронту хвилі, звідси слідує, що циркуляція вектору  $n\mathbf{S}$  за будь-яким замкнутим контуром дорівнює нулю, тобто

$$\oint n(\mathbf{S} \cdot d\mathbf{l}) = 0, \quad (3.168)$$

де  $d\mathbf{l}$  – вектор елементарного зсуву вздовж цього контуру.

З врахуванням (3.168) маємо

$$\int_{ACD} n(Sdl) = \int_{ADB} n(Sdl). \quad (3.169)$$

Отже, якщо показник заломлення змінюється у просторі безперервно, то оптична довжина променя між будь-якими двома крапками менша за оптичну довжину усякої іншої лінії, яка з'єднує ті самі крапки. Але необхідно зауважити, що це є інше формулювання принципу Ферма, оскільки оптична довжина променя пропорційна часу розповсюдження світла вздовж нього. Стосовно принципу Ферма ми маємо достеменне підтвердження існування технологічного фантому (ТФ). Модель розходження уявних і реальних траєкторій руху оптичного променя (рис. 3.17) розглядається [1, 24, 34] як низка прикладів. Отже, за наявності поверхонь розподілу, які надають додаткові спотворення руху променя, необхідно додавати низку доповнень для того, щоб отримати кінцевий результат.

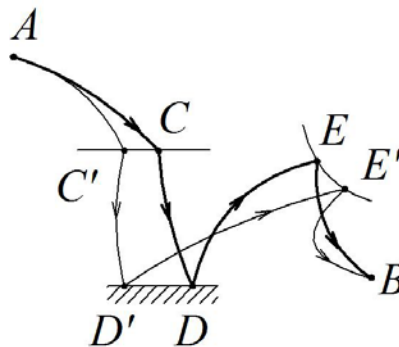


Рис. 3.17. Модель розходження уявних і реальних траєкторій руху оптичного променя

Принцип Ферма стверджує, що оптична довжина дійсного світлового шляху або пропорційний їй шлях стаціонарні. Це означає, що різниця оптичних

довжин дійсного та уявного шляхів світла є величина уявна більш високого порядку мінімізації, ніж обабіч не зміщення уявного шляху відносно реального. Отже, за наведеним прикладом, ми маємо дві траєкторії руху: одну уявну, іншу реальну. Наразі, у [24] за уявну траєкторію руху приймається траєкторія  $ACDEB$ , а реальною є  $AC'D'E'B$ . Якщо ми зазначимо уявну траєкторію руху як  $U(x, y, z, t)$ , то реальна відповідно буде  $R(x, y, z, t)$ . Звідси ми отримуємо два випадки до принципу Ферма. Згідно першого, коли справджується вираз (3.169), обидві траєкторії повинні задовольняти умові

$$R(x, y, z, t) - U(x, y, z, t) \leq [S]. \quad (3.170)$$

Фактично (3.170) є ідеальна умова, яка може бути виконана лише за умови, що

$$\sum_{i=1}^{\infty} n_i = 1. \quad (3.171)$$

До того ж, величина зламу у виразі (3.171) є векторна величина, хоча за своєю суттю це скалярне поле середовища. У загальному випадку функція заломлення є залежна від властивостей середовища  $\mu, \epsilon$ . Тобто, у загальному випадку це

$$n = \mu + \epsilon.$$

Властивості магнітного поля  $\mu$  та електричного поля визначеного середовища є величини дослідні, а не стаціонарні [19, 21, 24] і, як наслідок, у кожній точці простору досліджуваного середовища це буде інша величина.

Оскільки функції реального  $R(x, y, z, t)$  та уявного руху  $U(x, y, z, t)$  є голономні, тому різниця між ними може сприйматися як приріст однієї функції відносно іншої. У такому випадку маємо можливість записати

$$df(R, U) = R(x, y, z) - U(x, y, z),$$

де  $df(R, U)$  можна уявити, як

$$df(R, U) = \frac{\partial f(R, U)}{\partial x} dx + \frac{\partial f(R, U)}{\partial y} dy + \frac{\partial f(R, U)}{\partial z} dz. \quad (3.172)$$

До скалярного поля маємо можливість додати радіус-вектор  $\mathbf{r} = \mathbf{i}x + \mathbf{j}y + \mathbf{k}z$  для  $U(x, y, z)$  та радіус-вектор

$$\mathbf{r} = r + dr = \mathbf{i}(x + dx) + \mathbf{j}(y + dy) + \mathbf{k}(z + dz)$$

для  $R(x, y, z)$ . Як наслідок вираз (3.172) можна уявити як

$$df(R, U) = \left( i \frac{\partial f(R, U)}{\partial x} + j \frac{\partial f(R, U)}{\partial y} + k \frac{\partial f(R, U)}{\partial z} \right) \cdot (idx + jdy + kdz), \quad (3.173)$$

другим співмножником якого є

$$dr = \mathbf{i}dx + \mathbf{j}dy + \mathbf{k}dz = [\mathbf{S}].$$

З іншого боку між уявною функцією, фантомом та реальним об'єктом (функцією) існує зв'язок у вигляді:

$$R(x, y, z) = \mu(1 + \eta) \cdot U(x, y, z).$$

Це надає можливість переписати перший множник (3.173) у наступному вигляді (перший множник)

$$\begin{aligned} & i \left[ \frac{\partial R(x, y, z)}{\partial x} - \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial x} \right] + j \left[ \frac{\partial R(x, y, z)}{\partial y} - \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial y} \right] + \\ & + k \left[ \frac{\partial R(x, y, z)}{\partial z} - \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial z} \right] = i \left[ \frac{\mu(1 + \eta) \cdot \partial U(x, y, z)}{\partial x} - \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial x} \right] + \\ & + j \left[ \frac{\mu(1 + \eta) \cdot \partial U(x, y, z)}{\partial y} - \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial y} \right] + k \left[ \frac{\mu(1 + \eta) \cdot \partial U(x, y, z)}{\partial z} - \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial z} \right] = \\ & = \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial x} [\mu(1 + \eta) - 1] i + \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial y} [\mu(1 + \eta) - 1] j + \\ & + \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial z} [\mu(1 + \eta) - 1] k = \mu(1 + \eta) \text{grad} U(x, y, z). \end{aligned}$$

Отже, для розходження між уявною та реальною траєкторією отримуємо у вигляді

$$df(R, U) = \mu(1 + \eta) \text{grad} U(x, y, z) \cdot [\mathbf{S}]. \quad (3.174)$$

З виразу (3.174) робимо висновок, що реалізація уявної траєкторії у реальну може бути за випадку, коли  $df(R, U) \leq [\mathbf{S}]$ , але для цього необхідно, щоб  $\mu$  та  $\eta$ , як властивості середовища, дорівнювали відповідно одиниці та

нулю, що можливо лише теоретично. Такі властивості повинен мати абсолютний вакуум, який полишений будь-якої фізичної реакції.

Аналогічна ситуація виникає на межі  $MN$  двох середовищ (рис. 3.18). Випадок відбиття досліджується так само. Отже,  $MN$  – границя розділу середовищ 1 та 2, а  $ACB$  – реальний промінь, який з'єднує точку  $A$  з точкою  $B$ .

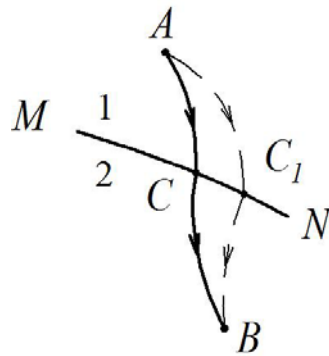


Рис. 3.18. Модель розходження оптичних променів на межі двох середовищ

Уявимо два нескінченно малих у перерізі променя, але не менше за  $[S]$ : один у першому середовищі вихідний з точки  $A$ , а другий у другому середовищі, які сходяться у точці  $B$ . Як позитивний напрямок приймаємо рух від точки  $A$  до точки  $B$ . Обираємо у цих пучках два промені  $AC'$  та  $C'B$ , які перетинаються на межі розподілу у точці  $C'$ . Криву  $AC'B$  можна розглядати як уявний шлях світла (фантом шляху), хоча промінь  $C'B$  у загальному випадку не виникає у результаті заломлення променя  $AC'$ . Позначимо через  $\Phi_1$  та  $\Phi_2$  ейконоали розглядаємих променів, які відраховуються від точок  $A$  та  $B$  відповідно. Тоді

$$\int_{ABC} ndS = \int_{AC} ndS + \int_{CB} ndS = \int_{AC} ndS - \int_{BC} ndS = \Phi_1(C) - \Phi_2(C).$$

Варіація інтегралу  $\int ndS$  при зміщенні точки  $C$  у довільну точку  $C'$  границі розподілу буде

$$\delta \int ndS = \delta \Phi_1 - \delta \Phi_2.$$

Якщо  $\delta r \equiv CC'$  – вектор зміщення, то  $\delta \Phi_1 = (\text{grad} \Phi_1 \delta r) = n_1(S_1 \delta r)$  та аналогічно  $\delta \Phi_2 = n_2(S_2 \delta r)$ , отже



$$\delta \int n dS = (n_1 S_1 - n_2 S_2) \delta r. \quad (3.175)$$

За законом заломлення Снелліуса вектор  $(n_1 S_1 - n_2 S_2)$  перпендикулярний до границі розподілу середовищ у точці падіння, а тому і малому зміщенню вздовж границі  $\delta r$ . Таким чином у першому порядку по  $\delta r$  варіація оптичної довжини променя зменшується до нуля. З цієї причини заміна реальних променів нескінченно наближеними до них лініями не міняє у першому порядку довжин відповідних шляхів. Якщо дослідити цей випадок з погляду реальних та уявних траєкторій, отримуємо той же самий результат, тобто (3.174). Оскільки оптичні явища необхідно розглядати як такі, що мають геометричну інтерпретацію або хвильову, то існує теоретична межа, де можна використовувати геометричну, а де хвильову. Наразі розглянемо цю межу на засадах теоретичних робіт з фізики та оптики [1, 14, 19, 20, 24, 26, 33]. Отже, геометрична оптика є теоретичним наближенням до межі, коли хвильова оптика наближається до межі, коли вважається, що довжина оптичної хвилі наближається до нуля, тобто **[S]**. Щоб розглянути цей випадок, будемо вважати, що світло розповсюджується у прозорому та однорідному середовищі (заради спрощення розгляду). Уявивши, що середовище ізотропне, виключимо з рівнянь Максвелла вектор **H**. Для цього перше рівняння диференціюється по  $t$ , а від обох частин другого операцію по  $t$ , користуючись при цьому векторною формулою

$$\text{rot rot} E = \text{grad div} E - \Delta E, \quad (3.176)$$

де  $\Delta$  – оператор Лапласа у прямокутній системі координат. Отже, виключаючи **H**, отримуємо

$$\Delta E = \frac{1}{V^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial T^2} = 0, \quad (3.177)$$

де  $V = C / \sqrt{\epsilon \mu}$ .

Рівняння (3.177) описує хвильові процеси. Аналогічно можна отримати рівняння для **H**. Для неоднорідних середовищ рівняння (3.177) ускладнюється.

Однак, якщо орієнтуватися лише на інтенсивність хвилі, відволікаючись від їх поляризації, то виявляється, що за межового переходу за геометричної оптики рівняння (3.177) призводить до правильних результатів. Тому, навіть за неоднорідного середовища, межовий перехід до геометричної оптики можна виконати на засадах хвильового рівняння

$$\Delta E - \frac{1}{V^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial T^2} = 0, \quad (3.178)$$

де  $E$  означає довжину вектора  $\mathbf{E}$ , а швидкість  $V$  є відома функція координат.

Уявляючи хвилю монохроматичною, маємо можливість записати її у вигляді

$$E = a(r) e^{i[\omega t - k_0 \Phi(r)]}, \quad (3.179)$$

де  $a(r)$  та  $\Phi(r)$  - дійсні функції координат.

Хвильове число у вакуумі  $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$  введено для зручності як великий розмірний параметр. Якщо підставити (3.179) у рівняння (3.178), отримаємо наступний результат, коли виокремимо дійсну частину від уявної. Як наслідок, отримуємо два рівняння

$$(\text{grad}\Phi)^2 = n^2 + \frac{\Delta a}{k_0^2 a}, \quad (3.180)$$

$$a\Delta\Phi + 2\text{grad} \cdot a\text{grad}\Phi = 0. \quad (3.181)$$

Уявимо, що довжина хвилі мала, а амплітуда  $a$  міняється не дуже швидко, тобто виконується нерівність

$$\left| \frac{\Delta a}{k_0^2 a} \right| \equiv \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left| \frac{\Delta a}{a} \right| \ll n^2. \quad (3.182)$$

Для цього достатньо, щоб виконувалися умови

$$\left| \lambda \frac{\partial a}{\partial x} \right| \ll a, \quad \left| \lambda \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} \right| \ll \left| \frac{\partial a}{\partial x} \right|, \quad (3.183)$$

для будь-якого напрямку вісі  $X$ .

У такому випадку

$$\left| \lambda^2 \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} \right| \ll \left| \lambda \frac{\partial a}{\partial x} \right| \ll a, \quad (3.184)$$

що співпадає з (3.182), оскільки  $|\Delta a| \approx |\partial^2 a / \partial x^2|$ .

Нехтуючи у (3.180) останнім членом, отримуємо

$$(\text{grad}\Phi)^2 = n^2. \quad (3.185)$$

Рівняння (3.181) та (3.185) складають систему рівнянь геометричної оптики. З них є ясным, що умовою застосування геометричної оптики є малість зміни амплітуди хвилі та її перших просторових похідних на довжині хвилі. Рівняння (3.185) є рівняння ейконала, його можна записати у векторній формі

$$\text{grad}\bar{\Phi} = n\mathbf{S}, \quad (3.186)$$

де  $\mathbf{s}$  – одиничний вектор нормалі до фронту хвилі

$$\omega t - k_0 \Phi = \text{const}, \quad (3.187)$$

спрямований у бік її розповсюдження.

Рівняння ейконала визначає швидкість розповсюдження хвильового фронту за нормаллю  $\mathbf{S}$ . Тобто на засадах визначення градієнта можна записати (3.186) у вигляді  $\partial\Phi/\partial S = n$ . З іншого боку диференціювання рівняння розповсюдження хвильового фронту (3.187) дає  $\omega dt = k_0 d\bar{\Phi}$ , або

$$\omega dt = \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\partial\Phi}{\partial S} dS = \frac{\omega}{c} n dS = \frac{\omega}{V} dS. \quad (3.188)$$

Звідки для нормальної швидкості хвильового фронту знаходимо

$$\frac{dS}{dt} = V. \quad (3.189)$$

Тобто, ця швидкість така ж, як і для пласкої хвилі.

Визначення величини всіх падаючих та відбитих потоків світла відповідно оцінюється низкою параметрів. Отже, теза, що існує джерело випромінювання, яке являє собою об'єкт величиною, яка дорівнює  $[S]$  (діаметр), покладена в основу фотометрії. Цей сферичний АС є мінімальний за своїми розмірами. Окрім того, за умовами ТОНТОР величина його оптичного

випромінювання повинна мати визначені оптичні параметри. Тобто, якщо ми маємо діаметр сфери випромінювання  $[S]$ , то площа випромінювання повинна бути

$$S_c = \pi[S]^2. \quad (3.190)$$

Для того, щоб нас задовольняв розмір цієї сфери, площа випромінювання  $S_c$  повинна бути більша за  $[S]^2$ . Засадами оптики [19, 24] визначені основні фотометричні параметри сили світла  $I$ , освітлюваності поверхні  $E$ , яскравість джерела світла  $B$  тощо, які використовуються при визначенні характеристик оптичної зони присутності АС, що необхідно для створення основ контролю, наприклад, плинного стану об'єкта у процесі його функціонування або при його виготовленні.

Отже, те, що ми зауважили, стосується уявної фізики оптичних процесів окрім виразу (3.190), оскільки він стосується реальної системи координат, тобто ці випадки (формули) стосуються абсолютних ситуацій. Це фантоми першого [ТФІ] та другого роду [ТФІІ] залежно від ступеня розвитку.

Стосовно усього вище сказаного виникає ціла низка проблем при вивченні процесів реєстрації оптичного випромінювання та утримування його у стані торкання з надійним утриманням фізичного контакту. Оптичне випромінювання має низку властивостей, які вимагають окремого розгляду. До таких властивостей можемо віднести інтерференцію, дифракцію, поляризацію тощо [1, 19, 24], що виникають в оптичній зоні присутності АС. Для отримання явища інтерференції є обов'язковою умовою її когерентність. Наразі на цьому принципі побудовано цілу низку контрольно-вимірювальних приладів, наприклад, для систем автоматизації технологічних процесів [29, 30].

Дифракцією є сукупність явищ, обумовлених хвильовими властивостями світла та спостерігаємих за його розповсюдженням у середовищі з різко окресленими неоднорідностями (отвори у непрозорих екранах, межі непрозорих тіл тощо) та працює на порушенні законів геометричної оптики.

Явище дифракції спостерігається на відстані  $l$  від перешкоди

$$l \approx D^2 / 4\lambda,$$

де  $D$  – лінійні розміри перешкоди,  $\lambda$  – довжина хвилі (умова спостереження дифракції).

Для вирішення дифракційних задач – відшукування розподілу інтенсивності світлової хвилі, які розповсюджуються у середовищі з перешкодами – застосовуються наближені методи, засновані на принципах Гюйгенса та Гюйгенса-Френеля [19, 24].

Ще однією властивістю оптичного діапазону електромагнітних хвиль є поляризація як сукупність явищ хвильової оптики, в яких головним чинником є попередність електромагнітних світлових хвиль. Отже, світлова хвиля є плоскополяризованою (лінійно поляризованою), якщо напрямки коливань векторів  $\mathbf{E}$  та  $\mathbf{B}$  цій хвилі суворо фіксовані і знаходяться у визначених площинах. Наразі, на рис. 3.19 показано площини  $A$  та  $C$ , в яких відбуваються коливання векторів  $\mathbf{E}$  та  $\mathbf{B}$  у плоскополяризованій хвилі, яка розповсюджується з швидкістю  $V$  у однорідному ізотропному середовищі.

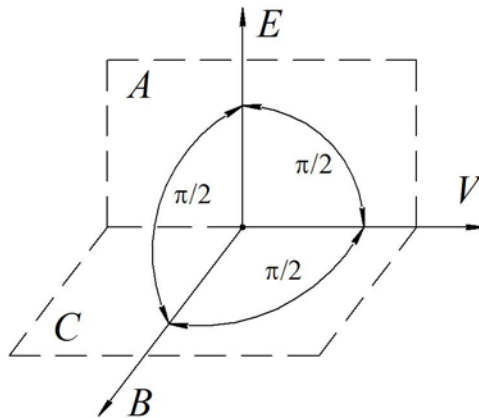


Рис. 3.19. Схема формування плоскополяризованої хвилі оптичної зони

Оскільки світло з погляду електромагнітної теорії являє собою поперечні хвилі, то, як наслідок, існують різні стани поляризації. Різні стани поляризації світла розрізняються орієнтацією вектора напруженості  $\mathbf{E}$  електричного поля, перпендикулярного до напрямку розповсюдження світлових хвиль. Кінець

цього вектора при проектуванні його на площину, перпендикулярну до напрямку розповсюдження, описує: при еліптичній поляризації світла – еліпс, за кругової поляризації – коло, при лінійній – пряму. Промені поляризовані за еліпсом, за колом або за прямою лінією можна уявити у вигляді двох лінійно поляризованих коливань, перпендикулярних одне до одного з відповідною різницею фаз. Форма та розташування еліпсу коливань визначається величиною його вісей, а також кутом  $\eta$  (рис. 3.20) та напрямком обходу еліпса.

Отже, якщо лінійно поляризовані коливання записати як

$$\begin{aligned} x &= A \sin(\omega t + \delta) \\ y &= B \sin \omega t \end{aligned}, \quad (3.191)$$

то величини  $a, b, \eta$  мають вираз через  $A, B$  та  $\delta$  наступними співвідношеннями:

$$\left. \begin{aligned} a^2 + b^2 &= A^2 + B^2, \\ \operatorname{tg} 2\eta &= \operatorname{tg} 2\varphi \cos \delta, \quad \operatorname{tg} \varphi^2 = \frac{B}{A}, \\ \sin 2\psi &= \pm \sin \varphi \sin \delta, \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{b}{a} \end{aligned} \right\}. \quad (3.192)$$

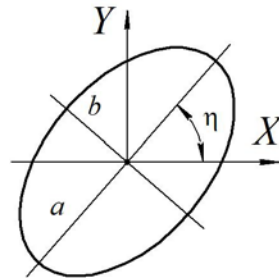


Рис. 3.20. Еліпс коливань у прямокутній системі координат

Тобто маємо три рівняння з трьома невідомими, які можуть мати дві системи рішення. Подвійний знак ( $\pm$ ) враховує можливість обох напрямків обходу еліпса. Якщо ми маємо суміш поляризованого та не поляризованого світла, то коефіцієнт поляризації визначається наступним виразом

$$P = \frac{I_p}{I_n + I_p}, \quad (3.193)$$

де  $I_p$  - інтенсивність лінійно-поляризованого світла,  $I_n$  - інтенсивність неполяризованого світла. Явища, при яких  $P$  зменшується, називаються деполаризуючими. Для зони присутності як такої, є дуже важливим таке явище, як поляризація при відбитті. Отже, формули Френеля розрахунку відбиття світла від поверхні не поглинаючих тіл ( $n\chi \ll 1$ ) при коефіцієнті заломлення  $n$  та куті падіння  $\alpha$  також використовують при контролі параметрів АС в оптичній зоні. У цих формулах  $R = I_r / I_0$ , де  $I_r$  - інтенсивність відбитого світла,  $I_0$  - інтенсивність падаючого світла.

Якщо вектор  $\mathbf{E}$  паралельний площині падіння світла, то

$$R_{\parallel} = \frac{I_{\parallel r}}{I_{\parallel 0}} = \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)}, \quad \sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n}. \quad (3.194)$$

Якщо вектор  $\mathbf{E}$  перпендикулярний до площини падіння світла, то

$$R_{\perp} = \frac{I_{\perp r}}{I_{\perp 0}} = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}. \quad (3.195)$$

Ступінь поляризації при відбитті

$$P = \left| \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{R_{\perp} + R_{\parallel}} \right| \quad (3.196)$$

стає рівним одиниці, якщо  $R_{\parallel} = 0$ , тобто якщо  $\alpha + \beta = 90^\circ$ . Звідси для кута поляризації  $\alpha_p$ , при якому відбите світло повністю поляризується, отримуємо вираз для закону Брюстера:

$$\operatorname{tg} \alpha_p = n.$$

Площина поляризації може обернутися під дією властивості середовища з різними коефіцієнтами заломлення  $n_r$  та  $n_l$ , тобто кут

$$\alpha = \frac{n_r - n_l}{\lambda} d \cdot 180^\circ,$$

де  $d$  – товщина оптично-активної речовини.

Магнітне обертання площини поляризації (ефект Фарадея), коли оптично неактивні речовини приймають активність під дією магнітного поля, кут обертання

$$\alpha = 1,256\omega \cdot l \cdot H,$$

де  $\omega$  – стала Верде,  $l$  – товщина прошарку,  $H$  – напруженість магнітного поля.

Ще одним явищем, яке притаманне оптичним процесам, є люмінесценція. За своїм походженням це явище відбувається з АС, коли енергетичний рівень навколишнього середовища набагато менший за енергетичний рівень самої абстрактної сутності.

Отже, люмінесценцією є світіння АС при збудженні її зовнішніми діями, при цьому існує первинний розподіл за процесом походження:

- фотолюмінесценцією називають люмінесценцію, яка виникає на поверхні АС при опроміненні її видимими або ультрафіолетовим світлом;
- рентгенолюмінесценція виникає при опроміненні АС рентгенівськими або гама-променями;
- катодолюмінесценція виникає при бомбардуванні АС катодними променями;
- радіолюмінесценція виникає при опроміненні АС частками ядерного розпаду (альфа, бета, гама-промені, протони, нейтрони тощо);
- електролюмінесценція виникає в АС при розташуванні її в електричному полі;
- хемолюмінесценція виникає при хімічних реакціях;
- кандолюмінесценція – явище, яке виникає при розміщенні АС у полум'ї;
- триболюмінесценцією є світіння АС під дією фізичних сил;

Окрім того, існує теплове випромінювання при дії на АС потоку тепла ( $h\nu \approx kT$ ). Теплове випромінювання АС у термодинамічній рівновазі визначається законом випромінювання Планка.

Все випромінювання при люмінесценції має звичайний спектр: лінійчатий, смугастий, суцільний. Зазвичай люмінесценція характеризується



законом Стокса: довжина хвилі  $\lambda'$  світла люмінесценції більша за довжину хвилі  $\lambda$  збуджуючого світла. Згідно квантової теорії енергія фотона  $\hbar\omega$  частково витрачається на неоптичні процеси:

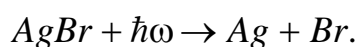
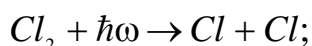
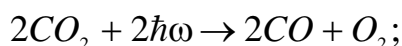
$$\hbar\omega = \hbar\omega' + W, \omega > \omega',$$

де  $\omega'$  - частота люмінесценції,  $W$  – втрати енергії на інші процеси. У природі часом спостерігається виключення з закону Стокса, коли  $\lambda' < \lambda$ . У цьому випадку недостатність енергії поповнюється за рахунок теплових рухів атомів та молекул АС;

$$\hbar\omega' = \hbar\omega + \alpha kT, \quad (3.197)$$

де  $\omega'$  - частота люмінесценції,  $\omega$  - частота поглинаємого світла,  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – абсолютна температура,  $\alpha$  - коефіцієнт, залежний від речовини АС. Рівняння (3.197) описує антистоксове світіння.

В оптичній зоні присутності дуже важливу роль відіграють фотохімічні реакції, які викликають хімічні перетворення речовин під дією світла. У таких реакціях відбувається поглинання світла, коли його енергія йде на розклад складних молекул з багатоатомних йонів на складові частини та утворення складних молекул з більш простих. Можна навести прості приклади таких реакцій:



Фотохімічні реакції підкорюються закону еквівалентності Ейнштейна: на один акт фотохімічного перетворення йде один квант поглинаємого світла. При цьому маса речовини  $M = Nm$ , де  $m$  – маса молекули,  $N$  – число молекул, які приймали участь у реакції. Згідно закону Бунзена-Роско

$$M = k\Phi t,$$

де  $\Phi$  – потужність випромінювання,  $t$  – час освітлення,  $k$  – коефіцієнт, залежний від роду реакції.

Оптична зона присутності має силову дію як механічний тиск. Вважається, що цей тиск визначається вектором Пойнтінга та кутом падіння світлового потоку. За квантовою теорією тиск світла пояснюється передачею фотонами свого імпульсу атомами речовини АС. Якщо світло повністю поглинається поверхнею АС, то за світлового потоку  $n$  фотонів на одиницю поверхні падає  $nc$  фотонів. Тиск світла  $p$  є імпульс, який передається одиниці поверхні за одиницю часу:

$$p = \frac{E}{c}nc = En = u, \quad (3.198)$$

де  $u$  – об’ємна щільність електромагнітної енергії падаючої хвилі.

Усе вище сказане базується на засадах корпускулярно-хвильової теорії світла, згідно якої випромінювання та поглинання світла речовинами відбувається не безперервно, а кінцевими частками або квантами (фотонами) з енергією

$$E = \hbar\omega = h\nu. \quad (3.199)$$

Ця енергія визначається частотою фотона  $\nu$ :  $\omega = 2\pi\nu$  - циклічна частота випромінювання,  $h$  – стала Планка [24]. Величина  $\hbar = h/2\pi$  має назву сталої Планка перекресленої або діраковської. Фотон має імпульс  $p$ , тобто

$$E = pc; \quad p = \frac{E}{c} = \frac{\hbar\omega}{c} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} = \hbar k,$$

де  $\omega$  - циклічна частота випромінювання,  $\lambda$  - довжина хвилі,  $k$  – хвильове число. Фотон рухається у напрямку розповсюдження оптичної хвилі, тому напрямок імпульсу  $\mathbf{p}$  та хвильового вектора  $\mathbf{k}$  співпадають:

$$p = \hbar k.$$

Згідно спеціальної теорії відносності маса спокою фотона дорівнює нулю, а тому він рухається з швидкістю світла.

Фотоелектричним ефектом є явище випромінювання електронів речовиною під дією світла, що має опис через рівняння Ейнштейна

$$\hbar\omega = \frac{1}{2}mV_{\max}^2 + A, \quad (3.200)$$

де  $V_{\max}$  - максимальна швидкість вилітаючого електрона,  $A$  – робота виходу електрона. Отже, мінімальна енергія, щоб вивести його за межі речовини у вакуум є максимальна кінетична енергія, яку буде мати вилетівший електрон. З рівняння (3.200) маємо висновок, що робота виходу  $A$  більше енергії кванта  $\hbar\omega$ , електрон не може полишити речовину (поверхню АС). Ці явища використовують при аналізі польових взаємодій між різними об'єктами, якість матеріалів об'єктів тощо.

Що стосується умов реєстрації оптичної зони присутності, то вона повністю підкоряється принципам, які стосуються реєстрації, які надані, починаючи з формули (3.181) і далі. Єдиний додаток, який необхідно зробити, це врахування спектральних можливостей світла, тобто вираз (3.181) може стосуватися кожної одиниці спектру з відповідним підвищенням кількості інформації.

### **3.3. Акустична зона присутності об'єкта**

Ще однією із специфічних зон присутності є пружні коливання у середовищах, тобто звукові хвилі. На відміну від попередніх типів зон присутності цей тип вимагає середовища із пружними властивостями. Це може бути тверде тіло, рідина або газ. Наразі класична фізика надає досить непевний розподіл на пружні хвилі та звукові (акустичні) коливання. Отже, з одного боку, пружними хвилями є механічні деформації, якщо розповсюджуються у пружному середовищі, а акустичними, якщо у пружному середовищі виникають надмалі коливання збурень [23, 35, 36, 37]. На сьогодні невідомі пояснення того, де проходить межа розподілу, яка повинна була б проходити через процес руйнації. Тобто пружні коливання викликають руйнування об'єкту, а акустичні ні. Але ця теза спирається на властивості середовища. Так, наприклад, тверде тіло має можливість витримати досить великі навантаження, але ці навантаження цілком залежні від міцності речовини. Для подібних станів речовини, як рідина та газ, ця теза взагалі втрачає будь-який сенс. Тобто існує досить велика проблема, де

провести розподіл у класифікації, якщо мати на увазі всі можливі стани речовини, яка має опис згідно фізико-хімічних законів. Визначитися з таким переходом «вібрація – акустика» можна лише в один спосіб, а саме, спираючись на теорему про зону торкання [38]. Згідно наслідків з цієї теореми необхідно вважати всі процеси сталими, які відбуваються у межах об'єму речовини, поки не буде порушеним, хоча б жоден з фізико-хімічних законів. Наразі для твердого тіла, це вібрації, котрі утворюють незворотні деформації у межах об'єму об'єкту. Для рідин та газів таким бар'єром необхідно сприймати порушення ламінарного потоку. Тобто у висновку необхідно мати на увазі, що всі процеси пов'язані з руйнуванням, є вібраціями, а процеси проходження хвиль без руйнації об'єкту – акустичними. Акустична зона присутності має тісний зв'язок із твердотільною зоною присутності, оскільки остання є не лише середовищем носієм для неї, а й потужним генератором утворення хвиль. Тому велика кількість математичних розвідок співпадають, оскільки співпадають і фізичні явища, які супроводжують обидві зони [38, 39].

Стосовно акустичної хвилі як фізичного явища використовується низка параметрів, яка надає їй аналітичного опису. По-перше, це опис конфігурації акустичної хвилі від джерела випромінювання.

Первинна класифікація базується на формі хвилі, тобто таких поняттях як:

- хвильовий промінь звуку, який розповсюджується лінійно у визначеному перерізі;
- хвильова площина звуку, який розповсюджується у визначеній площині;
- сферична хвиля, яка розповсюджується згідно законів побудови сфери.

У цих формах хвильового розповсюдження маємо аналітичну модель геометрії зони присутності для АС (БО, БТО, ТО) під час проведення акустичної діагностики та дефектоскопії [40, 41]. Окрім того, існує розподіл на подовжню та поперечну хвилю. Перша розповсюджується вздовж напрямку, а друга – у поперек. Хвиля характеризується також спектральними параметрами.

Середня енергія акустичної хвилі визначається як

$$\bar{W} = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2,$$

де  $m$  – коливальна маса визначеного об’єму;  $\omega$  – колова частота;  $A$  – амплітуда коливань.

Водночас середня об’ємна щільність енергії

$$\bar{w} = \frac{\bar{W}}{V} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2,$$

де  $\rho$  – щільність середовища.

Інтенсивність хвилі має опис

$$I = \bar{W}V = \frac{1}{2} \rho v \omega^2 A^2, \quad (3.201)$$

де  $v$  – швидкість розповсюдження хвилі.

Але обмежити геометрично зону акустичної присутності можна лише за бінарною системою, на яку безпосередній вплив має середня потужність хвилі ( $\bar{P}$ ), тобто

$$\bar{P} = I \cdot S,$$

де  $S$  – площа перерізу чутливого елемента [40, 41, 42, 43].

У широкому сенсі акустичну зону присутності можна розділити на пасивну та активну.

Пасивною необхідно вважати зону присутності, що утворюється як наслідок певних дій, що не вимагає відгуку. До таких зон присутності можна віднести в основному акустичні хвилі природного та технічного походження.

Активною є зона, яка виникає внаслідок застосування ехолокації (наприклад, ультразвукові дослідження [40, 41, 42]), коли відчутник та джерело поєднані в одне ціле. Ефективність цієї зони оцінюється співвідношенням розмірів досліджуваного об’єкта до відстані, на якій він знайдений. Фактично це означає ефективність, або якість роботи зони присутності, тобто

$$I_{зп} = 201g \frac{L_{зп}}{L_{то}}, \quad (3.202)$$

де  $L_{3П}$  - максимальна відстань реєстрації об'єкту розмірами  $\sqrt{2S} = L_{ТО}$ .

Залежність (3.202) надає один з основних описів фізичних принципів роботи АС (БО, БТО, ТО) у зоні присутності.

При  $L_{3П} = L_{ТО}$  значення  $I_{3П} = 0$  дБ, що призводить до того, що АС (БО) повинні користуватися не лінійним способом руху, а крокуванням [44] у просторі. Достатньо згадати низку БО, наприклад тварин, які стрибають.

При  $L_{3П} > L_{ТО}$  значення  $I_{3П} = 15 \div 20$  дБ, що призводить також до стрибання, але з попередньою оцінкою відстані до об'єкту. Ті тварини, які не витримують такого темпу руху, замінюють його рухом очей (голови) для того, щоб поліпшити інформацію про відстань до об'єкту.

При  $L_{3П} \gg L_{ТО}$  значення  $I_{3П} = 80 \div 140$  дБ. При цьому АС (БО) настільки ефективно оцінюють відстань і розраховують свою траєкторію руху, що фактично є достеменниками довершеності. Найбільші властивості притаманні різним хижакам (людині), за швидкістю руху звісно на першому місці є хижі птахи, на другому – коти, на третьому – хижі риби, до четвертої групи необхідно віднести деякі види хижих комах, які сягають швидкості у десятки кілометрів з точним визначенням координати майбутньої зустрічі.

Для людини цей параметр  $I_{3П} = 60 \div 70$  дБ, що надає відповідної можливості бути як травоядним, так і хижаком. Тобто на великій відстані людина може оцінити інформаційні здібності об'єкту з погляду споживання для свого існування. Водночас такі здібності надають можливості оцінювати рухомі та нерухомі об'єкти з погляду загрози життю та своєчасно використати арсенал протидії.

Отже, АС, випромінюючи в акустичному діапазоні, має наступні властивості

$$\operatorname{div} \bar{D} = 0; \operatorname{rot} \bar{E} = 0; E = -\nabla \varphi; \quad (3.203)$$

$$\frac{\partial T_{ik}}{\partial x_{ik}} - \rho \frac{\partial^2 \xi_k}{\partial t^2} = 0; \quad (3.204)$$

$$E_n = -h_{nij}^D S_{ij} + \beta_{nm}^S D_m; \quad T_{kl} = c_{kij}^D S_{ij} - h_{klm}^S D_m, \quad (3.205)$$

де  $\varphi$  - електричний потенціал;  $\rho$  - густина середовища;  $t$  - час;  $\xi_k$  - компоненти вектора механічного зміщення;  $i, j, k, l, m \equiv 1, 2, 3, 4, 5$ .

(3.203) - квазістатичне рівняння Максвелла; (3.204) - рівняння руху елемента середовища (ПЗ); (3.205) - рівняння, які дають опис п'єзоефекту.

Таким чином, розглядаючи вирази (3.203), (3.204), (3.205), маємо сформулювати наступні тези фізичних законів, які дають опис віброакустичної зони присутності. Отже, у загальному підсумку ми повинні розглянути рівняння, яке пов'язує параметри збуреної речовини (тиск, щільність, температура тощо) з конкретними незалежними змінними  $x, y, z$  та  $t$ . При цьому бажано, щоб диференціальне рівняння мало одну залежну змінну.

Розглянемо ці співвідношення (3.203), (3.204), (3.205) на засадах стану рідини, яке за певних спрощень може бути застосоване для визначення стану будь-якої речовини. Отже

$$P = P(d, T).$$

Функція  $P(d, T)$  визначається дослідно до кожної речовини. Надалі приймаємо, що зміни, які утворюються звуковою хвилею, мають настільки швидкий характер, що явище теплопередачі практично відсутнє. Тобто, як наслідок зміни будь-яких процесів, будемо реєструвати за зміною тиску через вираз

$$p = \aleph \sigma,$$

де  $\aleph$  - є коефіцієнт пропорційності, який є об'ємним модулем пружності, який залежний від хімічного складу речовини, температури  $T$  та початкового тиску

$$P_0, \quad \sigma = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} - \text{відносна зміна щільності, тобто ущільнення або конденсація.}$$

Оскільки у речовині, яка знаходиться у стані рівноваги, є можливість виникнення процесів збурення, які порушують стан рівноваги, то цей процес може бути описаний за допомогою хвильового рівняння:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right), \quad (3.206)$$

де  $c$  – швидкість віброакустичної хвилі у речовині.

Вирішення цього рівняння однозначно пов'язано з геометрією середовища. Тобто, якщо середовище є кінцевим, умови обмеження завжди повинні прийматися до уваги. Надлишковий тиск повинен задовольняти граничним умовам. Отже, однією з початкових умов є розподіл тиску по всій речовині у якийсь визначений момент часу  $t = t_0$ . За таких умов, якщо ми визначимо функцію  $\bar{p}(x, y, z)$ , яка задовольняє умові

$$p(x, y, z, t_0) = \bar{p}(x, y, z),$$

то за іншої початкової умови при визначенні тиску як функції часу у визначеній координаті речовини  $(x_0, y_0, z_0)$  маємо прийняти функцію  $p(t)$  за виконання рівності

$$p(x_0, y_0, z_0) = \bar{p}(t). \quad (3.207)$$

Отже, за вище означених умов, маємо можливість розглянути процес пласкої хвилі, коли надлишковий тиск є незалежним від координат  $y$  та  $z$ . Як наслідок хвильове рівняння (3.206) набуває вигляду

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \quad (3.208)$$

Отже, оскільки  $p$  є довільною функцією від аргументу  $\left(t - \frac{x}{c}\right)$ , або  $\left(t + \frac{x}{c}\right)$ , або сумою цих двох функцій, то  $p$  задовольняє рівнянню (3.208). Таким чином, якщо  $p = f\left(t - \frac{x}{c}\right)$ , де  $f$  - довільна функція, то маємо

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = f''\left(t - \frac{x}{c}\right); \quad \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} f''\left(t - \frac{x}{c}\right). \quad (3.209)$$

Як наслідок, маємо два варіанти спеціалізованого розповсюдження пласких хвиль у необмеженому середовищі. За першого варіанту в якості первинної умови приймається у просторі між координатами  $x=0$  та  $x=x_0$ ,



величина [S]. При цьому функція тиску  $p(x, 0) = \bar{p}(x)$ , а при  $t = 0$  збитковий тиск дорівнює нулю за величин  $x < 0$  та  $x > x_0$ .

Якщо ми уявляємо плинну хвилю у напрямку вісі  $X$ , яка має вирішення у вигляді  $p = f\left(t - \frac{x}{c}\right)$ , то вирішення хвильового рівняння за визначених початкових умов отримує вигляд

$$p(x, t) = \bar{p}\left(x - \frac{c}{t}\right). \quad (3.210)$$

Отже, оскільки (3.210) задовольняє початковій умові  $p(x, 0) = \bar{p}(x)$ ; по-друге, воно є функцією аргументу  $\left(t - \frac{x}{c}\right)$ , а тому задовольняє хвильовому рівнянню (3.208).

Попередньо приймалося, що початкове збурення має вигляд функцій довільного вигляду  $\bar{p}(x, y, z)$  та  $\bar{p}(t)$ . Проте, початкове збурення речовини належить до випадків спеціального типу, які є наслідком пружних коливань АС. Однак вони характеризуються дуже малими зміщеннями від позиції рівноваги. Отже, якщо початкове збурення у площині  $x = 0$  за верхнього значення за пласкої хвилі для значень часу  $t$  між 0 та  $t_0$  є гармонічним, тобто

$$\bar{p}(t) = a \cos 2\pi f(t - \varepsilon).$$

У такому випадку вирішення хвильового рівняння (3.208) для пласкої хвилі за початкових умов  $p(0, t) = \bar{p}(t)$  завжди буде

$$p(x, t) = \bar{p}\left(t \pm \frac{x}{c}\right), \quad (3.211)$$

оскільки  $p\left(t \pm \frac{x}{c}\right)$  задовольняє хвильовому рівнянню за особливих початкових умов.

Отже, обмеження погляду плинної хвилі, яка розповсюджується за одного напрямку вирішення при заданих початкових умовах буде:

$$p = a \cos 2\pi f \left( t + \frac{x}{c} - \varepsilon \right)$$

або

(3.212)

$$p = a \cos 2\pi f \left( t - \frac{x}{c} - \varepsilon \right).$$

Є вочевидь, що максимальне значення тиску при зміні тиску у часі згідно виразу (3.212) дорівнює  $a$ , тобто амплітуді збурення. Отже, у будь-якій фіксованій координаті простору за одну секунду відтворюється певна кількість періодів зміни  $p$ . Величина  $\varepsilon$  є фазовою сталою, оскільки вона визначає фазу збурення.

За віддаленням від джерела збурення віброакустична хвиля все більше стає сферичною. Тобто, за досить значного віддалення від реального джерела випромінювання ми спостерігаємо цілком сферичний фронт хвилі. Тому маємо можливість уявити джерело віброакустичної хвилі у вигляді крапки діаметром  $<[\text{S}]$ . За такого діаметру у нас є можливість нехтувати точністю координат розташування джерела у просторі. Але це джерело за нашими уявленнями створює тиск на середовище, який залежний від відстані до початку координат та часу. У такому разі ми маємо функцію

$$p = p(r, t), \quad (3.213)$$

яка незалежна від напрямку лінії, яка з'єднує точку виміру з початком координат.

Як наслідок маємо можливість записати

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

$$\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{x}{r}; \quad \frac{\partial r}{\partial y} = \frac{y}{r}; \quad \frac{\partial r}{\partial z} = \frac{z}{r}. \quad (3.214)$$

Перетворення хвильового рівняння вимагає виключення змінних  $x, y, z$  і введення змінної  $r$ . При цьому використовуючи співвідношення (3.214) для

визначення  $\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 p}{\partial y^2}$  та  $\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}$  залежно від  $r$  та похідних від  $p$  по  $r$ , тобто

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial r} \frac{x}{r},$$

оскільки у просторі  $p$  залежне лише від  $r$ . Після другого диференціювання отримуємо

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} &= \frac{\partial p}{\partial r} \left( \frac{r^2 - x^2}{r^3} \right) + \frac{x^2}{r^2} \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \\ \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} &= \frac{\partial p}{\partial r} \left( \frac{r^2 - y^2}{r^3} \right) + \frac{y^2}{r^2} \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \\ \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} &= \frac{\partial p}{\partial r} \left( \frac{r^2 - z^2}{r^3} \right) + \frac{z^2}{r^2} \frac{\partial^2 p}{\partial r^2}.\end{aligned}\tag{3.215}$$

Якщо ми складемо всі вирази у (3.215), то отримуємо праву частину рівняння (3.206)

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial p}{\partial r}.\tag{3.216}$$

Досить легко доводиться, що (3.216) після перетворень отримує вигляд

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rp),\tag{3.217}$$

звідки хвильове рівняння приймає вигляд

$$\frac{\partial^2 (rp)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rp),\tag{3.218}$$

Тобто воно подібне до (3.208) для пласкої хвилі. Проте, вона має відмінність тим, що  $p$  має заміну на  $rp$ , а  $x$  на  $r$ . Рівняння (3.218) можна задовольнити наступною умовою

$$rp = f\left(t \pm \frac{r}{c}\right),\tag{3.219}$$

де  $f$  – довільна функція однієї змінної. Після поділення обох частин (3.219) на  $r$  отримуємо вираз для загального рішення рівняння (3.218):

$$p(r, t) = \frac{f_1\left(t - \frac{r}{c}\right) + f_2\left(t + \frac{r}{c}\right)}{r}. \quad (3.220)$$

Якщо ми приймаємо початкові умови, при якому початкове збурення, яке являє собою панданну зону акустичної зони присутності, має нескінченно малу величину  $[S]$  на відстані  $r = r_0$  від початку координат, а розподіл збиткового тиску у цьому прошарку для часу від  $t = 0$  до  $t = t_0$  має опис як

$$p(r_0, t) = \frac{\bar{p}(t)}{r_0}. \quad (3.221)$$

Одночасно приймаємо, що при  $t = 0$  надлишковий тиск у точках поза межами прошарку дорівнює нулю.

За таких умов загальне рішення рівняння (3.218) буде мати вигляд

$$p(r, t) = \frac{1}{r} \left[ c_1 \bar{p}\left(t - \frac{r}{c} + \frac{r_0}{c}\right) + (1 - c_1) \bar{p}\left(t + \frac{r}{c} - \frac{r_0}{c}\right) \right], \quad (3.222)$$

оскільки воно має форму, яка задана виразом (3.220), а тому задовольняє рівнянню (3.218) разом з початковими умовами то у приватному випадку якщо джерело є сферичний прошарок з дуже малим радіусом, але не меншим за  $[S]$ , то отримуємо наступне вирішення

$$p(r, t) = c_1 \frac{\bar{p}\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r} + (1 + c_1) \frac{\bar{p}\left(t + \frac{r}{c}\right)}{r}. \quad (3.223)$$

З огляду на засади фізики член  $\bar{p}\left(t + \frac{r}{c}\right)/r$  відповідає хвилі, яка йде від поверхні сфери до середини, тобто за зменшення  $r$  з швидкістю  $C$ . Тобто це відповідає хвилі, яка за деякого від'ємного значення часу має більший радіус і у мить часу  $t = 0$  стискається до точки  $x = y = z = 0$ .

Перший член  $\bar{p}\left(t - \frac{r}{c}\right)/r$  має фізичний сенс у тому розумінні, що хвиля

розповсюджується від крапкового джерела у вигляді сфери з радіусом, який збільшується з швидкістю  $C$ . Таким чином, за початкового імпульсу звуку довжиною  $\tau$  енергія розповсюджується залишаючись замкненою у прошарку товщиною  $C\tau$ , який розширюється у вигляді кулі.

Якщо джерело випромінює гармонічний акустичний сигнал з частотою  $f$ , то початкові умови приймають вигляд

$$p = \frac{a \cos 2\pi f(t - \varepsilon)}{r_0}. \quad (3.224)$$

У випадку, якщо  $r_0$  близьке до нуля, тиск на відстані  $r$  від джерела у мить часу  $t$  буде

$$p = \frac{a \cos 2\pi f\left(t - \frac{r}{c} - \varepsilon\right)}{r}. \quad (3.225)$$

Сталі  $f$  та  $\varepsilon$  мають той же фізичний сенс, що і для пласкої хвилі, тобто  $f$  – частота коливань, а  $\varepsilon$  – фазова стала. Для сферичної хвилі, яка має опис за (3.225), досить ясно, що максимальний тиск акустичної хвилі на відстані  $r$  дорівнює  $a/r$  і з зростанням  $r$  зменшується. Тому величина  $a$  не буде амплітудою тиску на будь-яких відстанях, а тільки амплітудою за відстані  $r = 1$ .

Вирішуючи це рівняння відносно  $r$ , отримуємо

$$r = \frac{2\pi a f c(t - \varepsilon)}{p c + 2\pi a f}. \quad (3.226)$$

На межі зони присутності радіус  $r$  визначається як залежність чутливості чутника до акустичних коливань та тиску, який вони створюють, тобто

$$r = \frac{2\pi a f c(t - \varepsilon)}{[S]} = p], \quad (3.227)$$

тобто далі за цей радіус існує лише звукове тло.

Внутрішня межа, яка визначає панданну зону, визначається як

$$r = \frac{2\pi a f c(t - \varepsilon)}{[S]c + 2\pi a f} = [p]. \quad (3.228)$$

Отже, як наслідок, розмір панданної зони визначається як:

$$p] - [p = 2\pi a f c(t - \varepsilon) \left( \frac{1}{[S]} - \frac{1}{[S]c + 2\pi a f} \right). \quad (3.229)$$

Акустична зона присутності, як і всяка інша польова сутність, реагує на зміну середовища та поверхні розподілу між АС. Для цього розглянемо, яким чином віброакустична хвиля реагує на поверхні розподілу двох середовищ. Для цього уявимо, що ми маємо площину з координатою  $y = 0$ , яка розподіляє дві АС з різними властивостями. Водночас, для одної АС при  $y < 0$  визначимо щільність, тиск, об'ємний модуль та швидкість хвилі через  $\rho$ ,  $p$ ,  $\aleph$  та  $c$ . Відповідно для іншої АС при  $y > 0$  визначимо ці величини як  $\rho_1$ ,  $p_1$ ,  $\aleph_1$  та  $c_1$ . Тиск у обох АС на межі розділу повинен бути однаковим, оскільки у протилежному випадку сила на одиницю маси біля межі була б кінцевою. Тобто при  $y = 0$  маємо

$$p = p_1. \quad (3.230)$$

Таким же самим чином, якщо дві АС повинні у будь-який момент часу торкатися одна одної, то нормальні зсуви до поверхні розділу повинні мати при границі однакові значення у обох середовищах. Отже, якщо  $S_x, S_y, S_z$  - складові зсуву границь першої АС<sub>1</sub> а  $S_{1x}, S_{1y}, S_{1z}$  - складові зсуву в другій АС, то при  $y = 0$  маємо

$$S_y = S_{1y}. \quad (3.231)$$

На величини  $S_x$  та  $S_z$  не можна накласти обмеження з (3.231), оскільки зсуви паралельні границі торкання не порушують межі торкання. Оскільки вираз (3.231) є справедливим за будь-якого моменту часу, то при  $y = 0$  похідні по часу від  $S_y$  та  $S_{1y}$  біля границі теж повинні бути рівними

$$U_y = U_{1y}; \frac{\partial U_y}{\partial t} = \frac{\partial U_{1y}}{\partial t}, \quad (3.232)$$

звідкіля при  $y = 0$  маємо

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial y} \quad (3.233)$$

або

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\rho}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial y}, \quad (3.234)$$

тобто рівняння (3.230) та (3.234) є умовами проходження.

Розглянемо випадок падіння пласкої хвилі на граничну поверхню розділу між двома АС з різними властивостями при  $y = 0$ . Будемо вважати, що в одній з них дорівнює  $c$ , а в іншій  $c_1$ . При цьому кут падіння хвилі становить  $\Theta_i$  по відношенню до нормалі до поверхні розподілу. Окрім того напрямок розповсюдження паралельний площині  $XU$ , а додатний напрямок вісі  $Y$  відповідає вертикальному, а  $x$  та  $z$  - горизонтальному. У такому випадку тиск падаючої хвилі можна записати як

$$p_i = A_i e^{2\pi i f \left( t - \frac{x \sin \Theta_i + y \cos \Theta_i}{c} \right)}, \quad (3.235)$$

де  $A_i$  - комплексна амплітуда.

Отже, падаюча хвиля при зустрічі з поверхнею розподілу припиняє своє існування, оскільки розщеплюється на дві складові. Одна хвиля прохідна, яка потрапляє до другого середовища під кутом  $\Theta_i$  з тиском  $p_i$  та амплітудою  $A_i$ . Відбита хвиля потрапляє до першого середовища під кутом  $\Theta_r$ , тиском  $p_r$  та амплітудою  $A_r$ .

Оскільки відбита та прохідна хвиля є пласкими, отримуємо

$$p_r = A_r e^{2\pi i f \left( t - \frac{x \sin \Theta_r + y \cos \Theta_r}{c} \right)} \quad (3.236)$$

та

$$p_t = A_t e^{2\pi i f \left( t - \frac{x \sin \theta_t - y \cos \theta_t}{c_1} \right)}, \quad (3.237)$$

де  $\Theta_t$  - кут заломлення,  $\Theta_r$  - кут відбивання,  $\Theta_i$  - кут падіння.

Знаки при  $y$  у виразах (3.236) та (3.237) різні, оскільки у виразі (3.236) з плином часу при розповсюдженні хвильового фронту, а у виразі (3.237) зростає.

Вираз (3.237) дає можливість визначитися з підсумковим тиском у другому АС<sub>2</sub>. Підсумковий тиск у першій АС<sub>1</sub> являє собою тиск у падаючій та відбитій хвилі. Отже, підсумковий тиск у першій АС<sub>1</sub> буде складатися з складових (3.235) та (3.237)

$$p = p_i + p_r = A_i e^{2\pi i f \left( t - \frac{x \sin \theta_i + y \cos \theta_i}{c_1} \right)} + A_r e^{2\pi i f \left( t - \frac{x \sin \theta_r - y \cos \theta_r}{c_1} \right)}. \quad (3.238)$$

Оскільки тиск повинен бути однаковим обабіч поверхні розподілу, то  $p_i + p_r = p_t$  при  $y = 0$ , тобто за будь-яких умов

$$A_i e^{2\pi i f \left( t - \frac{x \sin \theta_i}{c_1} \right)} + A_r e^{2\pi i f \left( t - \frac{x \sin \theta_r}{c_1} \right)} = A_t e^{2\pi i f \left( t - \frac{x \sin \theta_t}{c_2} \right)}$$

або

$$e^{2\pi i f t} \left( A_i e^{-2\pi i f \frac{x \sin \theta_i}{c_1}} + A_r e^{-2\pi i f \frac{x \sin \theta_r}{c_1}} - A_t e^{-2\pi i f \frac{x \sin \theta_t}{c_2}} \right) = 0. \quad (3.239)$$

За цих умов вираз у дужках (3.239) повинен тотожно дорівнювати нулю. Сума трьох гармонічних функцій може дорівнювати нулю тільки у випадку однакових періодів, тобто

$$\frac{\sin \theta_t}{c_2} = \frac{\sin \theta_i}{c_1} = \frac{\sin \theta_r}{c_1}. \quad (3.240)$$

Звідси маємо необхідність, щоб  $\Theta_i = \Theta_r$ . Це відповідає тому, що кут падіння повинен бути рівним куту відбивання. З (3.240) слідує, що повинно виконуватися співвідношення

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{c_1}{c_2}. \quad (3.241)$$



На основі (3.240) можна стверджувати, що експоненціальний множник є однаковим для всіх членів суми у (3.239), звідки отримуємо

$$A_t = A_i + A_r . \quad (3.242)$$

Амплітуди  $A_t$  та  $A_r$  визначаються за допомогою використання умови проходження (3.234). Для цього визначаємо  $\partial p / \partial u$  на засадах виразу (3.238) та  $\partial p_t / \partial u$  з виразу (3.237). Отримані вирази підставляємо у (3.234) та отримуємо

$$\begin{aligned} & \frac{A_i \cos \theta_i}{c_1} e^{2\pi i f \left( t - \frac{x \sin \theta_i}{c_1} \right)} - \frac{A_r \cos \theta_r}{c_1} e^{2\pi i f \left( t - \frac{x \sin \theta_r}{c_1} \right)} = \\ & = \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{A_t \cos \theta_t}{c_2} e^{2\pi i f \left( t - \frac{x \sin \theta_t}{c_2} \right)} . \end{aligned} \quad (3.243)$$

Оскільки з (3.240) слідує, що експоненційний множник для всіх членів однаковий і може бути скороченим  $\Theta_i = \Theta_r$ , то вираз (3.243) приймає наступний вигляд

$$\frac{\cos \theta_i}{c_1} (A_i - A_r) = \frac{\rho_1}{\rho_2} A_t \frac{\cos \theta_t}{c_2} . \quad (3.244)$$

Отже, оскільки рівняння (3.242) та (3.244) є лінійними, то вирішуючи їх з виконанням заміни  $c_2/c_1$  на його еквівалент (3.241), отримуємо

$$A_r = A_i \frac{\rho_2 c_2 \cos \theta_i - \rho_1 c_1 \cos \theta_t}{\rho_2 c_2 \cos \theta_i + \rho_1 c_1 \cos \theta_t} , \quad (3.245)$$

$$A_t = A_i \frac{2\rho_2 c_2 \cos \theta_i}{\rho_2 c_2 \cos \theta_i + \rho_1 c_1 \cos \theta_t} . \quad (3.246)$$

Для того, щоб виключити  $\Theta_t$  з (3.245) та (3.246), використовуємо (3.241), яке з врахуванням тригонометричних тотожностей дає наступний результат

$$\frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i} = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta_i \left( 1 - \frac{c_2^2}{c_1^2} \right)} \equiv G . \quad (3.247)$$

Отже, співвідношення (3.245) приймає вигляд

$$\frac{A_r}{A_i} = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1 G}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1 G}. \quad (3.248)$$

Так, наприклад, при проходженні поверхні розподілу «повітря – вода» ми отримуємо

$$\frac{A_r}{A_i} = \frac{1 - 3,311\sqrt{1 + 0,95tg^2\theta_i}}{1 + 3,311\sqrt{1 + 0,95tg^2\theta_i}} \quad (3.249)$$

При падінні хвилі на тверду АС ми маємо дещо інші процеси. Умови розповсюдження акустичної хвилі у твердих тілах мають інший характер. Причиною тому є те, що у твердих тілах розрізняють два типи пружних сил. Наразі це сили опору зміни об'єму та сили опору зміни форми, тобто об'ємний модуль і зсувів модуль. Як наслідок, для твердих тіл є можливість розповсюдження двох типів акустичних хвиль, які зазвичай мають назву подовжніх та поперечних. При падінні хвилі під гострим кутом у твердому тілі виникають обидва типи хвиль, а отже умови проходження є більш складними, ніж попередньо розглянуті. Тобто йдеться про коливання маси тої чи іншої речовини під дією сторонніх сил. Сторонні сили, які діють на АС і викликають відповідні коливання за своїм походженням, є наслідком нестабільності розташування маси як, наприклад, було показано у розділі, присвяченому утворенню ДТТЗП. Окрім того, необхідно зауважити ще одну важливу компоненту виникнення акустичних коливань – це гравітаційні поля, які є притаманними будь-якій речовині.

Отже, в основі вібраційних і акустичних коливань є пружні деформації речовини АС. Для цього розглянемо спочатку прості деформації ізотропного ідеального пружного середовища, яке відбувається з твердим тілом під час тиску. Отже, під ідеальним пружним середовищем будемо розуміти середовище, у якому малопружні деформації зникають після закінчення дії викликавших їх сил, а ізотропною середою, пружні властивості якої однакові у всіх напрямках.

Для дослідження процесу виділимо невеликий кубічний елемент та розглянемо його після деформації. Розтягнення та стискання середовища призведе до деформації кубічного елемента в одному або кількох напрямках (Рис. 3.21,а,б,в). Окрім того, може відбуватися деформація об'єму. Інші варіанти зсувів та деформацій показано на рис. 3.21, г, д, є, де мірою зсуву є зміни прямого кута у площині зсуву. При деформаціях розтягування та стискання відсутні повороти лінійних відтинків розглядаємого елемента. За чистого зсуву окремі відтинки (Рис. 3.21, д) у кубі повертаються на деякі кути, але можна довести, що при цьому існують такі три взаємно перпендикулярні напрямки, орієнтація яких незмінна. Чистий зсув можна розглядати як розтягнення (за напрямком  $P$  на Рис. 3.21,д). Так званий простий зсув (Рис. 3.21,г) та зсув, що являє собою середній випадок між чистим і простим (Рис. 3.21,е), супроводжуються поворотом всіх без виключення відтинків елементів. Неважко збагнути, що обидва випадки зсуву (Рис. 3.21,г,е) можуть бути отримані послідовно внаслідок чистого зсуву та повороту.

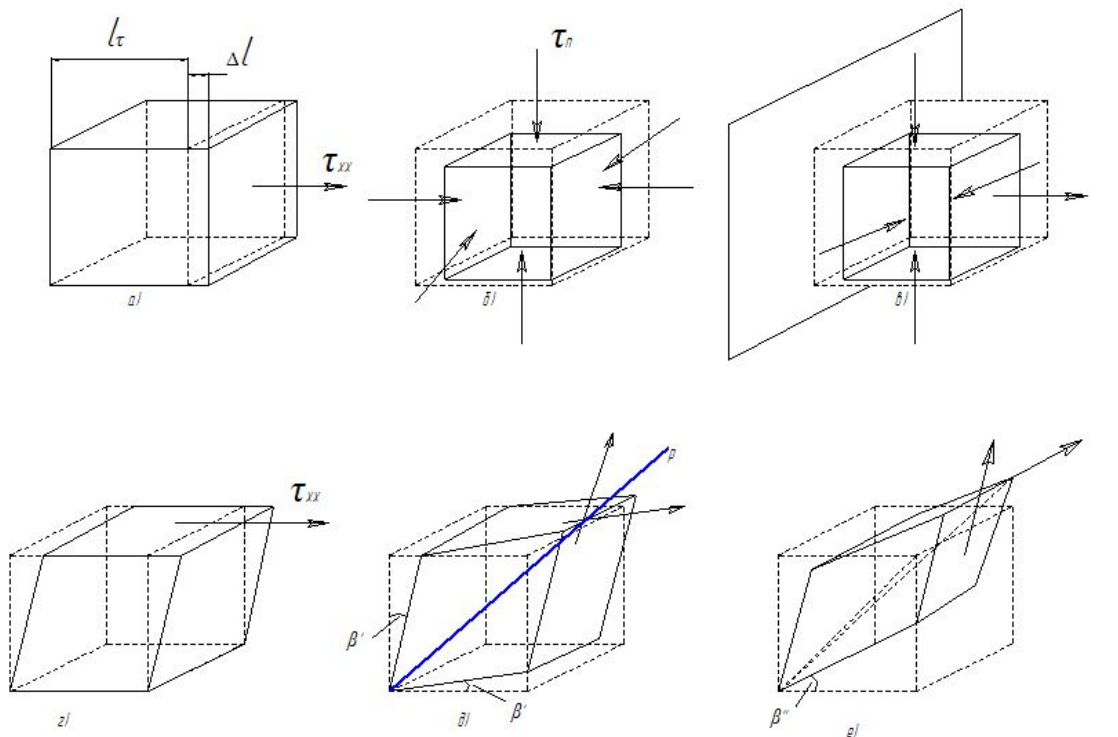


Рис. 3.21. Різновиди простих деформацій елементарного кубічного об'єму пружного суцільного середовища.

Між напругами та викликаними деформаціями для ізотропних (пружних) середовищ існують відповідні співвідношення, які залежать від пружних властивостей середи. Таким чином, відносне подовження визначається

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{\tau_{xx}}{E} ,$$

де  $E$  - модуль Юнга.

При подовженні відносне поперечне скорочення пропорційно відносному подовженню

$$\frac{\Delta d}{d} = \sigma \frac{\Delta l}{l} ,$$

де  $\sigma$ - коефіцієнт Пуассона.

За об'ємного стискання відбувається стискання об'єму елементу , тобто

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\tau_n}{K} ,$$

де  $K$ - модуль об'ємного стискання.

Простий зсув (рис. 3.21,г) на кут  $\gamma$ , пропорційний діючій дотичній напрузі:

$$\gamma = \frac{\tau_{xy}}{\mu} ,$$

де  $\mu$  – модуль зсуву.

Між всіма нижче наведеними модулями існує взаємозв'язок у наступних залежностях:

$$\mu = \frac{E}{2(1-\sigma)} , \quad K = \frac{E}{3(1-2\sigma)} .$$

Для характеристики пружних властивостей ізотропної середи достатньо відомості про дві з чотирьох :  $K$  та  $\mu$  або  $E$  та  $\sigma$ .

Окрім того, деформаційним напругам протидіють сили інерції, які пропорційні щільності середовища. Отже, якщо на сторону діє імпульс сили  $F_{\Delta t}$ , то кожна точка об'єму отримує швидкість  $V$ :

$$V = \frac{\Delta l}{\Delta t} .$$

Згідно другого закону динаміки імпульс сили є пропорційними зміні кількості руху. Якщо  $\rho$  - щільність, то загальна рухома маса буде добутком щільності на об'єм  $V=Sl$ , а зміна кількості руху як:

$$F_{\Delta t} = \rho S l V .$$

Якщо розділяти обидві частини на  $S_{\Delta t}$  та помножити на  $l$  та отримуємо

$$\frac{F}{S} = \rho \frac{l^2}{\Delta t^2} \frac{\Delta l}{l} .$$

Співвідношення сили  $F$  до площі  $S$  є напруження. Згідно закону Гука маємо можливість мати залежність.

$$\frac{F}{S} = E \frac{\Delta l}{l} .$$

Замінюючи співвідношення  $\frac{F}{S} / \frac{\Delta l}{l}$  на модуль Юнга  $E$  та помічаючи, що  $\frac{l}{\Delta t}$  є швидкість хвилі, отримуємо:

$$\frac{E}{\rho} = \left( \frac{l}{\Delta t} \right)^2 = V^2 .$$

Отже швидкість хвилі у твердому тілі станове:

$$V = \sqrt{\frac{E}{\rho}} .$$

У випадку поперечної хвилі модуль  $E$  змінюється на модуль зсуву  $G$ :

$$V = \sqrt{\frac{G}{\rho}} .$$

Оскільки  $E > G$ , то поздовжні хвилі розповсюджуються швидше ніж поперечні. У рідині (озера, море, океани, тощо) можливі лише поздовжні хвилі швидкість яких становить

$$V = \sqrt{\frac{K}{\rho}},$$

де  $K$ - модуль стискання,  $\rho$ - щільність рідини.

Одночасно з цими процесами відбувається розповсюдження хвиль в повітрі. При цьому розповсюдження поздовжніх хвиль відносно подовження

$\frac{\Delta l}{l}$  дорівнює відносній зміні об'єму  $\frac{\Delta V}{V}$ , а напруга  $\frac{F}{S}$  зменшенню тиску  $(-\Delta p)$ , яке викликало зміну об'єму.

Тому модуль пружності для повітря дорівнює відношенню зменшенню

тиску  $(-\Delta p)$  до відносної зміни об'єму  $\frac{\Delta V}{V}$ :

$$-\frac{\Delta p}{\Delta V} V.$$

Оскільки щільність та питомий об'єм зв'язані між собою як  $\rho = \frac{1}{V_0}$ ,

то швидкість розповсюдження хвилі буде

$$v = \sqrt{-V_0^2 \frac{dp}{dV}}.$$

Якщо скористатися рівнянням Пуасона для адіабатичного процесу, то отримуємо наступне:

$$pV^\gamma = \text{const}, \quad \frac{dp}{dv} = -\frac{P}{V}.$$

Далі визначасмо, що об'єм  $V$ , тиск  $P$  і температура  $T$  маси газу  $m$  пов'язані рівнянням Клапейрона-Менделєєва:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT,$$

де  $\mu$  – молекулярна вага газу ( повітря).

Оскільки ми розглядаємо одиницю об'єму, то  $p = \frac{RT}{V_0\mu}$ .

Використовуючи цей вираз тиску та розкриваючи вираз для  $\frac{dp}{dV}$ , отримуємо кінцевий результат як:

$$V = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}},$$

де  $R$ - універсальна газова стала. Принаймні на сьогодні ця величина оцінюється як 331, 36 м/с при стандартних умовах.

Ще одне явище, яке супроводжує розповсюдження хвилі у повітрі, - це наявність ударного фронту. Причини виникнення подібної ситуації є або природні явища як то землетруси, вибухи вулканів, блискавки, тощо, так і суто технічні, пов'язані з діяльністю людини, наприклад вибухи. Ударний фронт звуку характеризується тим, що відбувається різкий стрибок тиску на передній частині і її різкий спад у тилівій (рис. 3.22).

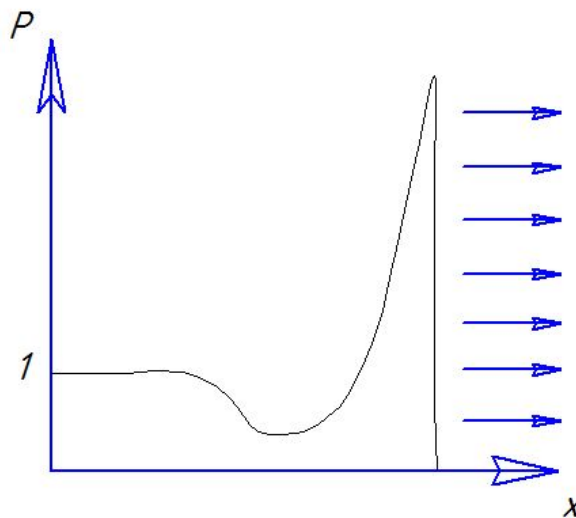


Рис. 3.22. Діаграма тиску ударної хвилі.

Таким чином, щоб визначитися з швидкістю руху хвилі  $V_{\text{хв}}$ , а також шару стиснутого повітря, який рухається за фронтом  $V_n$ , застосовують закони збереження маси та кількості руху. Якщо ми виберемо ділянку фронту площею  $S$ , то за час  $dt$  він зміститься у нове положення. При чому перед фронтом маємо тиск  $P_0$  та щільність повітря  $\rho_0$ . За фронтом відповідно  $P$  та  $\rho$ . За час  $dt$  через площу  $S$  проходить певна маса повітря, тобто маємо можливість записати рівняння:

$$(\rho - \rho_0)Sdx = \rho S V_n dt.$$

Оскільки  $\frac{dx}{dt}$  є швидкість повітря, то маємо можливість отримати наступну залежність

$$V_{\text{хв}} = \frac{\rho}{\rho - \rho_0} V_n.$$

Наявність стрибка тиску  $\Delta p$  на фронті ударної хвилі у напрямку ударної хвилі призводить до появи сили  $(p - p_0)S$ , імпульс якої за час  $dt$  рівний  $(p - p_0)Sdt$ . Під дією цієї сили у шарі  $dx$  повітря набуває швидкості  $V_n$  та кількість руху  $V_n \rho_0 Sdx$ .

Згідно другого закону динаміки отримуємо:

$$V_n \rho_0 Sdx = (p - p_0)Sdt,$$

звідкіля

$$V_{\text{хв}} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \frac{1}{V_n}.$$

Виключаючи з цих рівнянь по чергово  $V_n$  та  $V_{\text{хв}}$ , отримуємо наступні формули для визначення цих величин.

$$V_{\text{хв}} = \sqrt{\frac{p - p_0}{\rho - \rho_0} \frac{\rho}{\rho_0}}, \quad (3.250)$$

$$V_n = \sqrt{\frac{p - p_0}{\rho_0} \frac{\rho - \rho_0}{\rho}}. \quad (3.251)$$



Оскільки величина  $\frac{\rho}{\rho - \rho_0}$  більше одиниці, то швидкість фронту хвилі завжди більше швидкості переміщення стиснутого повітря в ударній хвилі. Якщо замінити вираз щільності через питомий об'єм повітря  $\rho = \frac{1}{V_0}$  та  $d\rho = -\frac{dV_0}{V_0^2}$ , отримуємо наступну залежність для швидкості руху фронту хвилі:

$$V_{x6} = \sqrt{-\frac{\Delta p}{\Delta V_0} V_0^2} . \quad (3.252)$$

Таким чином, розповсюдження хвилі (3.252) дає уявлення, що з нею відбувається на великих відстанях. Стрибок тиску поступово зменшується і стає нескінченно малим. Аналогічна ситуація відбувається з об'ємом  $dV$ . І тоді рівняння (3.252) перетворюється у вираз для швидкості звукової хвилі у повітрі.

Одночасно з вищезначеним джерелом звукових хвиль можуть бути епіцентри землетрусів у літосфері. Здебільшого землетруси викликаються як наслідок поступового зростання напруги у гірських породах [45, 46]. Коли таке напруження перевищує межу міцності гірської породи, відбувається різкий скид енергетики. Це призводить до розповсюдження хвилі напружень з поступовим стиханням. Процес відбувається через зміну об'єму елементарних ділянок середовища та їх повороти. Внаслідок цього утворюються два види хвиль. Хвиля, яка призводить до зміщення елементарних часток у напрямку руху хвилі і є наслідком зміни об'єму, мають назву подовжніх) часом поперечних). Внаслідок цього вони швидше за всіх досягають віддалених пунктів, у техніці їм присвоєно індекс  $P(prima)$  від латини «перший». Друга хвиля, генеза якої зв'язана з поворотами елементарного об'єму має назву поперечної та індекс  $S(sekunda)$  від латини «друга». Обидві хвилі розповсюджуються по всьому об'єму, а тому мають ще одну назву - об'ємні.

Відповідно до цього визначають швидкість руху цих хвиль, так для подовжньої

$$V_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1-\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}} \quad (3.253)$$

та поперечної

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1}{2(1+\sigma)}} \quad (3.254)$$

Для повного уявлення щодо різниці між швидкостями цих хвиль дослідимо їх співвідношення за виразами (3.253) та (3.254)

$$\frac{V_p}{V_s} = \sqrt{\frac{K}{\mu} + \frac{4}{3}} = \sqrt{\frac{2(1-\sigma)}{1-2\sigma}}. \quad (3.255)$$

Для багатьох пружних середовищ ( сталь, залізо, скло) співвідношення  $\frac{K}{\mu}$  близьке до  $\frac{5}{3}$ , а  $\sigma$  близьке до 0,25. У такому випадку:

$$\frac{V_p}{V_s} = \sqrt{3} = 1,73.$$

Тобто швидкість подовжніх хвиль завжди більше швидкості поперечних. Але існують і відмінності так наприклад у рідині поперечні хвилі відсутні, тобто  $\mu=0$ ,  $V_s=0$ .

До вищесказаного необхідно додати, що суттєвий вплив на розповсюдження об'ємних хвиль у пружному середовищі має добуток від щільності середовища на швидкість розповсюдження у ній хвилі визначеного типу, тобто  $\rho v$ , яке має назву хвильового опору або акустичною жорсткістю середовища.

Енергетичний сплеск, який відбувається у місцях зародження звукової хвилі незалежно від знаходження, здебільшого має імпульсний характер. Наразі вся ця енергетика розповсюджується у навколишньому середовищі, але відбувається це не у вигляді імпульсу, а як гармонічне коливання у вигляді означеного спектру. Таке явище є наслідком того, що оточуюче середовище має масу, тертя, демпфування, яке спрацьовує як своєрідний фільтр. Таким чином

подібні імпульси енергетики розкладаються у спектри. Наразі розглянемо кілька можливих імпульсних функцій  $f(t)$  та їх спектрів  $S(j\omega)$ . Для початку розглянемо досить розповсюджений випадок загасаючої експоненти, яка має опис через наступну залежність [22]:

$$f(t) = \begin{cases} e^{-\alpha t}, & t < 0 \\ 0, & t > 0 \end{cases} \quad (3.256)$$

Спектр сигналу в цьому випадку:

$$S(j\omega) = \int_0^{\infty} e^{-\alpha t} e^{-j\omega t} dt = \frac{1}{\alpha + j\omega}, \quad (3.257)$$

$$|S(j\omega)| = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \omega^2}}, \quad (3.258)$$

при цьому фаза спектру

$$\varphi = \arctg \omega/\alpha.$$

Ці характеристики відображені на рис. 3.23.

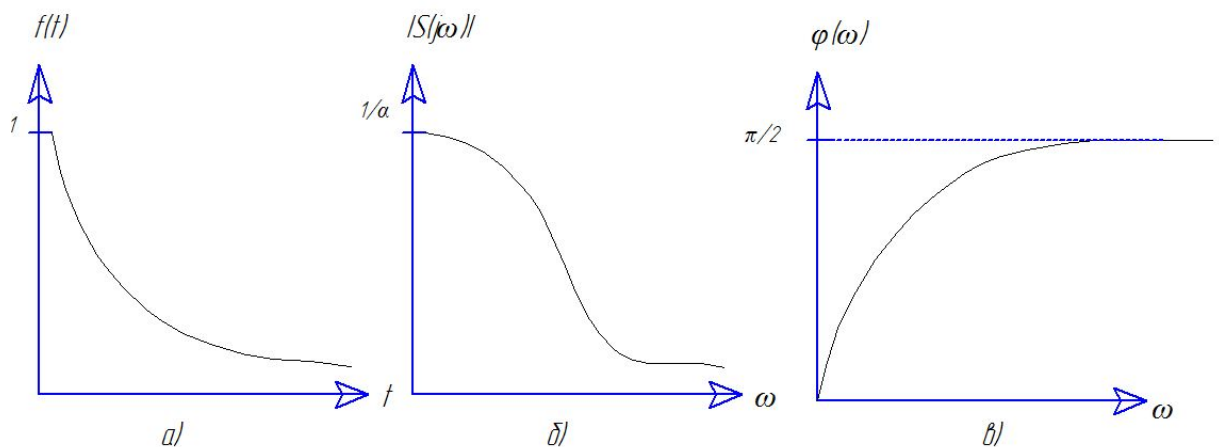


Рис. 3.23. Характеристики енергетичного сплеску звукової хвилі, де: а) функція сплеску, б) спектр сплеску, в) фаза сплеску

Розглянемо випадок, коли енергетичний викид являє собою дзвоноподібний вигляд (рис. 3.24), який має опис через залежність:

$$f(t) = e^{-(\alpha t)^2}, t \leq \infty \quad (3.259)$$

де  $\alpha$ - дійсна величина, яка визначає ширину імпульса.

Таким чином, спектр визначається як:

$$S(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(\alpha t)^2} e^{-j\omega t} dt \quad (3.260)$$

Для обчислення цього інтегралу (3.260) необхідно перетворити показник ступеню

$$\alpha^2 t^2 + j\omega t = \left( \alpha t + j \frac{\omega}{2\alpha} \right)^2 + \left( \frac{\omega}{2\alpha} \right)^2.$$

Проведемо заміну змінної

$$\alpha t + j \frac{\omega}{2\alpha} = x, \quad dt = \frac{1}{\alpha} dx,$$

звідкіля

$$S(j\omega) = \frac{1}{\alpha} e^{-\left(\frac{\omega}{2\alpha}\right)^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} dx. \quad (3.261)$$

Оскільки інтеграл відомий і дорівнює  $\sqrt{\pi}$ , то

$$S(j\omega) = \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha} e^{-\left(\frac{\omega}{2\alpha}\right)^2}.$$

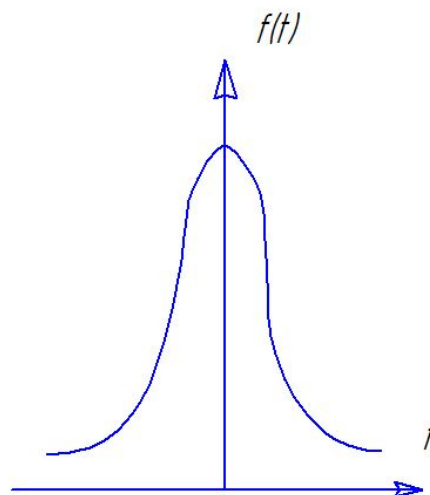


Рис. 3.24. Дзвоноподібний енергетичний викид.

Оскільки функція  $f(t)$  є парна, то спектр є дійсним і, як і сам імпульс, має дзвоноподібну форму. Відповідно до теореми про зміну масштабу, коефіцієнт  $\alpha$ , який визначає ширину імпульсу, входить до знаменника показника ступінь у вираз і для спектру. Тому, чим більше  $\alpha$  (тобто сигнал вужче), тим ширший спектр, і навпаки.

Ще один, різновид, який необхідно дослідити це сплеск у вигляді прямокутника:

$$f(t) = \begin{cases} e^{-\alpha t}, 0 < t < t_1 \\ 0, 0 > t > t_1 \end{cases} \quad (3.262)$$

Звідкіля отримуємо

$$S(j\omega) = \int_0^{t_1} e^{-j\omega t} dt = \frac{1}{j\omega} (1 - e^{-j\omega t_1}) = \left[ \frac{2}{\omega} \sin \frac{\omega t_1}{2} \right] e^{-j \frac{\omega t_1}{2}}. \quad (3.263)$$

Нулі функції  $S(j\omega)$  відповідають значенням  $\frac{\omega t_1}{2} = k\pi (k = 1, 2, \dots)$  при  $\frac{\omega t_1}{2} = \frac{\pi}{2} (2k + 1)$ . Фазовий спектр  $\varphi(\omega)$  визначається знаком при  $\sin \frac{\omega t_1}{2}$  та визначається наступним чином  $\varphi(\omega) = \frac{\omega t_1}{2}$  при  $0 < \omega < 2\pi/t_1$   $\varphi(\omega) = \frac{\omega t_1}{2} - \pi$  при  $2\pi/t_1 < \omega < 4\pi/t_1$  і т.п. Відповідні діаграми відображено на рис. 3.25.

На останок розглянемо спектр стихаючої синусоїди:

$$f(t) = \begin{cases} e^{-\alpha t} \sin \omega_1 t, t < 0 \\ 0, t > 0 \end{cases}, \quad (3.264)$$

при цьому отримуємо наступний результат:

$$S(j\omega) = \int_0^{\infty} e^{-(\alpha t)^2} \sin \omega_1 t e^{-j\omega t} dt = \frac{\omega}{(a + j\omega)^2 + \omega_1^2}. \quad (3.265)$$

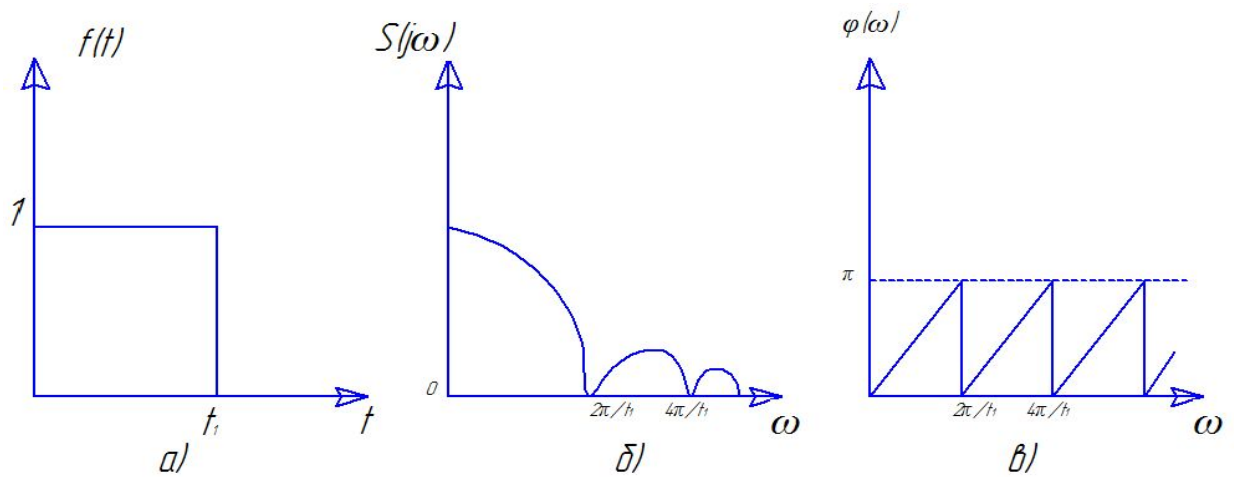


Рис. 3.25. Діаграми прямокутного енергетичного викиду, де: а-амплітуда, б- спектр, в- фаза

Звідкіля

$$|S(j\omega)| = \frac{\omega_1}{\sqrt{(a^2 + \omega_1^2 - \omega^2)^2 + 4a^2\omega^2}} \quad (3.266)$$

$$\varphi(\omega) = -\arctg \frac{2a\omega}{a^2 + \omega_1^2 - \omega^2}.$$

Відповідна графічна ілюстрація діаграми енергетичного викиду за стихаючою синусоїдою наведена на рис. 3.26.

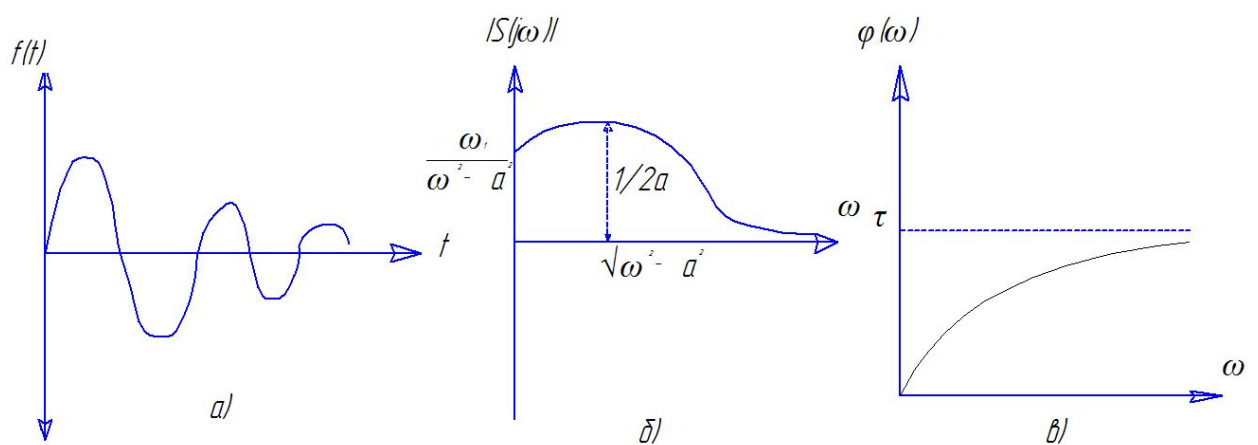


Рис. 3.26. Діаграма енергетичного викиду за стихаючої синусоїди, де: а) амплітуда, б) спектр, в) фаза

Дослідження типових спектральних характеристик показує, що наявність деяких складових може суттєво впливати на фізичні процеси, які відбуваються на поверхні Землі та у її глибині. Так, наприклад, останній тип імпульсу є типовим для сейсмічних коливань. Спектр об'ємних коливань має максимум у смузі частот 40-80 Гц. Для поверхневих хвиль цей максимум знаходиться у смузі від 10 до 20 Гц.

Розглянуті характеристики енергетичних викидів сейсмічних та акустичних хвиль надає лише ідеалізоване уявлення про деякі з них. У реальності може бути лише та чи інша комбінація з вищезгаданих випадків, яка формується у конкретному природному середовищі.

Акустичні явища тісно пов'язані з іншими типами зон присутності. При цьому такі зв'язки утворюють цілу низку фізичних законів, які розширюють інформаційний спектр, що передається від АС у навколишнє середовище. Такий зв'язок надає можливість у непрямий спосіб реєструвати акустичну зону присутності та відстань до джерела коливань.

Первинна інформація про наявність акустичних коливань і, як наслідок, реєстрації зони присутності з відповідним утворенням сигналу “присутність”-П визначається згідно функцією ТОНТОР  $T(T)$ , а відсутність функцією  $\bar{T}(\bar{T})$ , тобто

$$\left. \begin{aligned} T(T)A(t) &= \Xi A(t) \\ \bar{T}(\bar{T})A(t) &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (3.267)$$

де  $0 < \Xi < 1$  - функція здібності середовища до передачі акустичних коливань, яка залежна від фізико-механічних властивостей оточуючого середовища. Так, наприклад, вакуум має  $\lim \Xi = 0$  в той час, як найкращі метали та кераміка майже одиницю.

Дуже складною проблемою є розпізнавання особливостей акустичного або вібраційного сигналу. Наразі існує велика кількість методик визначення інформаційних параметрів, які пов'язані з конкретним повідомленням. Наразі всі вони пов'язані з дослідженням частотних, амплітудних та фазових спектрів

з метою виділення корисної інформації. Якщо аналізувати акустичну та вібраційну зону присутності, необхідно зробити наступне зауваження. Попри те, що у деяких науково-технічних дослідженнях стверджується: джерела зони присутності індукують сигнали стохастично, тобто непередбачувано, це не так. Ми здебільшого маємо можливість оцінити періодичність лише у одному випадку, тобто коли зареєструємо хоча б один період на загальному тлі. У всіх інших випадках ми визначаємо сигнал як стохастичний, який не має певного періоду послідовності. Наразі існує протиріччя між джерелом та чутником, який сприймає віброакустичний сигнал. Сутність протиріччя полягає у тому, що джерело сигналу генерує його, так як йому треба тобто за певним законом який задовольняє його існування. У цей же час чутник сигналу, який сприймає цей сигнал, не має відомостей про закон генерування сигналу і тому сприймає його як неочікуваний, тобто стохастичний. Дуже простий приклад можна навести з природнього середовища. Жаба кумкає періодично за її відомим законом, і ми це сприймаємо як гармонічний сигнал зони присутності. Риба вистрибує з води і створює звук сплеску, який не є для нас періодичним, тобто стохастичним. Тим не менш в обох випадках і жаба, і риба відтворюють той звуковий ряд, який їм необхідно для виконання життєвого циклу. Для того, щоб визначитися з параметрами акустичного та вібраційного поля, необхідно спочатку зареєструвати його як таке, і вже потім проводити інформативний аналіз. Акустичне поле є динамічним, тобто хвильовим і, як наслідок, має характерні параметри такі, як амплітуда, частота, фаза та модуляція. Модуляція теж має відповідні параметри, тобто амплітуду, частоту, фазу і форму та спектр корисного сигналу, який несе всю необхідну інформацію. Але, коли ми кажемо, що необхідно вивчати амплітуду, частоту, фазу тощо, то необхідно мати сам сигнал поля.

Отже первинна інформація, яку ми повинні отримати, це існує віброакустичне поле у визначеній крапці координат, чи ні. У цьому випадку



визначення відбувається за функцією ТОНТОР  $T(T)$ , а відсутність функцією  $\bar{T}(\bar{T})$ , тобто

$$\left. \begin{aligned} T(T)I(t) &= \Xi I(t) \\ \bar{T}(\bar{T})I(t) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.268)$$

де  $I(t)$  – інтенсивність хвилі (3.206),  $0 < \Xi < 1$  - функція здібності середовища до передачі (підтримки) звукової хвилі.

Функція ТОНТОР може ідентифікувати присутність віброакустичного поля за будь-яким його параметром, будь то частота або фаза тощо. Але у цьому випадку виникає проблема швидкодії, тобто визначитися із наявністю зони присутності можна лише з швидкістю зростання інтенсивності хвилі за визначений проміжок дистанції руху відчутника тобто  $[S]$ . Ця дистанція накладає відповідні вимоги на відчутник віброакустичного поля, швидкість руху якого та реакція на зміни середовища, є відповідною  $[S]$ . У протилежному випадку поле не реєструється, хоча воно і існує. Взагалі простору, в якому не існує віброакустичних коливань, не існує навіть у вакуумі [23].

### 3.4. Радіоактивна зона присутності

Радіоактивну зону присутності можна вважати перехідною між твердотільною зоною присутності та електромагнітною. З одного боку, молекула є найменшою частинкою, яку можна вважати за твердотільний елемент, а з іншого рентгенівське та  $\gamma$  - випромінювання, які є елементами ЕМП. До того ж, у випадку цієї зони ми маємо комбінований енергетичний потік у вигляді високоенергетичних елементарних часток з  $\gamma$  - випромінюванням. За фізичними дослідженнями, кількість частинок дуже велика, тим не менш у своїй більшості всі вони є штучного походження. Виняток становлять космічне випромінювання, яке складається на 90% з протонів, 7%  $\alpha$  - частки та 3% ядра, хімічних елементів, для яких  $z > 2$ .

Оскільки космічні промені йдуть з глибокого космосу разом з рентгенівськими, то це скоріш за все властивість середовища у якому ми знаходимось.

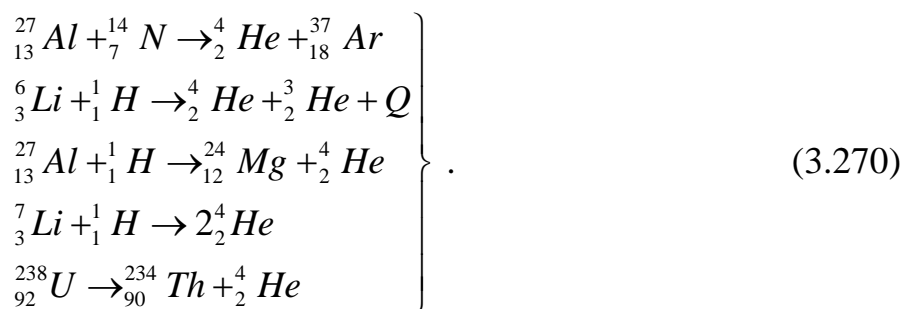
Наразі основні компоненти розпаду хімічних елементів становлять лише три різновиди. Це  $\alpha$  - частки, які становлять собою іонізовані ядра гелію,  $\beta$  - частки, які є звичайними електронами, та  $\gamma$  - промені [2, 16, 46, 47].

Першим різновидом є  $\alpha$  - частки, які є поляризованим потоком атомів гелію ( $\text{He}_2^+$ ), тобто це полишений електронної оболонки атомарний блок протона та нейтрона ( $\alpha$ -розпад). У більшості випадків радіоактивні природні розпади первинної речовини відбуваються за схемою  $\alpha$ -розпаду, який характеризується тим, що кінцевий продукт розпаду має менший електричний заряд у порівнянні з первинною кількістю. Відмінною рисою  $\alpha$ -розпаду є те, що він має моноенергетичність відносно розпадного ядра. Таким чином,  $\alpha$ -частки мають однакову енергію і, як наслідок, вільний пробіг. Оскільки це явище має досить стабільний характер, то для визначення довжини пробігу  $R_\alpha$  використовується закон Гейгера

$$R_\alpha = aV^2, R_\alpha \approx E^{3/2}, \quad (3.269)$$

де  $a = 9,6 \cdot 10^{-28} \text{ с}^3/\text{см}^2$ ,  $V$  - швидкість руху,  $E$  – енергія потоку  $\alpha$ -часток.

Як наслідок, ми отримуємо залежність «відстань – джерело», яке може слугувати основою до побудови приладів наявності та відстані до радіоактивного елемента. Утворення потоку  $\alpha$ -часток здійснюється внаслідок штучних ядерних реакцій, а також природного розпаду радіоактивних речовин, зокрема

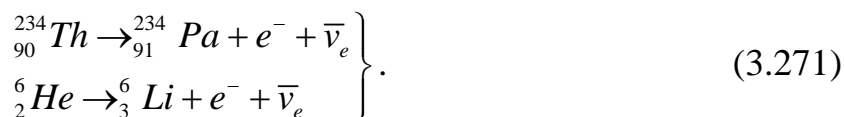


Як видно з (3.270), деякі реакції відбуваються з виділенням тепла, але необхідно мати на увазі, що подібна ситуація виникає як у середині маси АС, так і зовні, тобто якщо реакція виникає у середині маси АС, то вона призводить до підвищення її температури. Водночас необхідно відмітити, що гелій як газ має досить досконалі властивості щодо своєї плинності і проникає через низку речовин, які нібито повинні були б стати йому на заваді. Таким чином, гелій створює ЗП навколо АС, котра має властивості радіоактивного розпаду. З іншого боку, якщо у зовнішньому середовищі є джерело потоку  $\alpha$ -частинок, слідує надалі проникнення їх через поверхню АС. За всіма фізичними властивостями  $\alpha$ -частка є найважчою серед елементарних частинок, а тому є дуже інертною. Наразі вираз (3.270) стосується лише вакууму, а у реальному середовищі ситуація має інший характер. Оскільки для частинок, котрі виникають у випадку розпаду важких елементів, енергія станове від 4 до 9 МеВ, а для рідкоземельних – від 2 до 4,5 МеВ, то ці частки є помітними як елемент польової структури АС (ТО). Але відстань пробігу для них у повітрі станове хіба, що кілька десятків сантиметрів, будь-яка тверда поверхня є для них нездоланим бар'єром, тому проникнути у масу АС через її поверхню можливо лише дифундуючи через шпарини. Як наслідок, подібна взаємодія відбивається на загальному рівні випромінювання АС (ТО). Окрім того, оскільки  $\alpha$ -частки є важкими, то для вимірювання їх енергетики та інтенсивності використовують лічильники електростатичного типу з відкритою камерою виміру, куди потрапляє повітря разом із  $\alpha$ -частками.

Іншим типом випромінювання є потоки  $\beta$ -частинок, тобто потік електронів внаслідок  $\beta$ -розпаду. Згідно теоретичних засад ядерної фізики  $\beta$ -розпад має наступні градації:

- $\beta^-$  -розпад із самовільним викидом електрону та антинейтрино;
- $\beta^+$  -розпад із самовільним викидом позитрону та нейтрино;
- поглинання електрону К-оболонкою з викидом нейтрино.

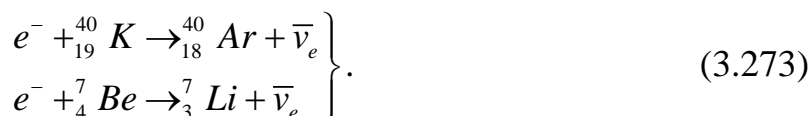
Для  $\beta^-$ -розпаду характерними є реакції



Для  $\beta^+$ -розпаду характерними є реакції



Для електронного захвату



Енергія  $\beta$ -розпаду змінюється у досить широкому діапазоні від 0,02 до 15 MeV з розподілом на м'яке, середнє та жорстке залежно від шляху половинного ослаблення. Так, для м'якого – це від 10 до 15 см, для середнього від 1,5 до 3 м, для жорсткого – від 15 до 20 м у повітрі. Водночас, для м'якого  $\beta$ -випромінювання є схожі властивості із  $\alpha$ -випромінюванням. Для середнього характерним є те, що воно проникає через металеві об'єкти, котрі мають товщину від 0,1 до 0,2 мм, та біологічні тканини на глибину до 5 мм. Жорстке  $\beta$ -випромінювання проникає у біологічні тканини та руйнує їх структуру. Наразі точного визначення цих величин немає, тому користуються емпіричними залежностями. Наприклад, відстань  $X_0$ , на якій енергія  $E_0$  електрона зменшується у  $e$  разів, визначається із залежності

$$-\frac{1}{E_0} \left( \frac{dE_0}{dx} \right)_{pad} = \frac{1}{X_0} (1+b), \quad b \ll 1. \quad (3.274)$$

Окрім того, величина  $\frac{dE_0}{dx}$  є мірою іонізаційної здібності електрону та одночасно показує на його енергетичні втрати. Отже, як і у (3.269), маємо чітку залежність інтенсивності випромінювання від відстані до АС.

Наступним типом випромінювань, які найбільше застосовані у техніці та лікувальній клінічній практиці є  $\gamma$ -випромінювання. Генеза виникнення його

полягає у дискретності енергетичних станів атомного ядра  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  тощо. Перехід ядра зі стану  $E_i$  у стан  $E_k$  призводить до викиду кванту енергії  $\hbar\nu_{ik} = E_i - E_k$ , тобто це є потужна електромагнітна хвиля. Утворення  $\gamma$ -випромінювання виникає як наслідок ядерних реакцій



Основною властивістю  $\gamma$ -випромінювання є велика проникаюча здібність. Так само, як і  $\beta$ -випромінювання,  $\gamma$ -випромінювання умовно розподіляється на м'яке, середнє та жорстке, в основі розподілу покладено квантування за довжиною хвилі випромінювання, чим коротше довжина хвилі, тим більшою є енергія  $\gamma$ -випромінювання.

При взаємодії із речовинами об'єкту  $\gamma$ -випромінювання має зниження активності, оскільки спостерігаються процеси розсіювання та поглинання випромінювання середовищем об'єкту. Кожний квант  $\gamma$ -випромінювання, який проходить через діаметральну вісь атома, поглинається із виділенням тепла, або ядерною реакцією (що має близький характер взаємодії), квант, що не потрапляє у діаметральний переріз, розсіюється частково передаючи свою енергію атомам речовини об'єкту. Існують також кванти  $\gamma$ -випромінювання, котрі не реагують з атомарною структурою речовини об'єкта при проходженні скрізь нього. Як наслідок, у випадку енергетичного поглинання утворюються вторинні джерела випромінювання, в той час, як за наскрізним випромінюванням немає подібної енергетичної ситуації, оскільки величина цих енергетичних перетворень є прямо залежною від товщини АС, то прийнято вважати пропорційність, як міру поглинання:

$$dI = N s_e dx, \quad (3.276)$$

де  $N$  – концентрація атомів об'єкту АС,  $s_e$  - ефективний переріз поглинання та розсіювання випромінювання.

Як наслідок, при поглинанні

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (3.277)$$

де  $\mu = Ns_e$  - коефіцієнт ослаблення  $\gamma$ -випромінювання.

Величина  $\frac{1}{\mu}$  дорівнює товщині шару, за проходженням якої інтенсивність зменшується у  $e$ -разів,  $\mu$  залежна від енергії квантів та атомного номера поглинаючої речовини. При цьому вводиться поняття шару половинного ослаблення, при якому вхідна інтенсивність  $I_0$  випромінювання спадає удвічі, тобто

$$I = I_0 e^{-\ln 2 \cdot x / d(1/2)} = \frac{I_0}{2^n}, \quad (3.278)$$

де  $n = \frac{x}{d(1/2)}$  - кількість шарів половинної товщини.

Таким чином, існує інтенсивний обмін енергіями між АС (ТО) та зовнішнім середовищем. Окрім того, необхідно зауважити, що у цьому випадку першочергову роль відіграє саме поверхневий шар АС (ТО). В основі цього є явище того, що внаслідок взаємодії з навколишнім середовищем утворюється перехідний шар поверхні, який відрізняється за своїми фізичними властивостями від усієї іншої маси АС.

Оскільки існує радіоактивна зона присутності, то повинні бути її відповідні межі. Для визначення параметрів РЗП існують різні засоби визначення потужності випромінювання та відповідні фізичні одиниці.

Наразі необхідно зауважити, що як наслідок розпаду речовин залишаються атоми, в яких відсутні по кілька електронів на зовнішніх оболонках. У наслідок цього процесу утворюється одно або багатозарядний позитивний йон. У іншому випадку атом, який має зайві електрони на зовнішній оболонці, є відповідно одно або багато зарядним негативним йоном. Ті чи інші йони утворюються в наслідок процесів розпаду нестійких ізотопів хімічних елементів та молекул, до яких вони входять. Все це супроводжується процесом іонізації, тобто утворенням розподілених електричних зарядів [19, 47, 49]. Процес утворення позитивного йону виникає під час виривання

електрона з зовнішньої оболонки атома для чого необхідно витратити деяку енергію. У більшості випадків ця енергія знаходиться у межах 9-15 еВ. Здебільшого електрон, вирваний під час цього процесу, не залишається у вільному стані і дуже швидко прилипає до нейтрального атому або молекули, створюючи негативний йон. Таким чином, утворюються пари йонів. Все це супроводжується іонізуючим випромінюванням, яке прямо або посередньо здібно до іонізації середовища. Зазвичай сюди відносять  $\alpha$ -та  $\beta$ -часточки,  $\gamma$  та гальмівне випромінювання і нейтрони. Окрім того, це можуть бути протони, важкі ядра та частки, які виникають за різних ядерних реакцій.

Отже, фотонне випромінювання (рентгенівське,  $\gamma$ -випромінювання тощо) при проходженні крізь речовину АС послаблюється у наслідок взаємодії фотонів з атомами та електронами середовища. Водночас, частина енергії фотонів перетворюється в енергію вторинних заряджених часток (електрони, позитрони (3.271), (3.272), а друга частина у енергію вторинного фотонного випромінювання, тобто характеристичного або розсіяного. При цьому щільність потоку фотонів  $\xi_x$  первинного моноенергетичного випромінювання на глибині  $x$  послаблюючого середовища визначається наступними формулами:

- для паралельного променя

$$\xi_x = \xi_0 e^{-\mu x}, \quad (3.279)$$

де  $\xi_0$  - щільність потоку на поверхні середовища при  $x = 0$ ;

- для променя, що розходить від крапкового джерела

$$\xi_x = \xi_0 \frac{l^2}{(l + x)^2} e^{-\mu x}, \quad (3.280)$$

де  $l$  - відстань від джерела до поверхні середовища,  $\mu$  - коефіцієнт поглинання середовища, або лінійного послаблення.

Водночас, визначитися з розмірами зони присутності можна, якщо прийняти  $\xi_x = [S]$  тобто вирішити рівняння відносно відстані  $x$

$$[S] = \xi_0 e^{-\mu x}; [S] = \xi_0 \frac{l^2}{(l+x)^2} e^{-\mu x}. \quad (3.281)$$

Коефіцієнт лінійного послаблення, який входить до рівнянь (3.279), (3.280), (3.281), є залежним від енергії фотонів та складу речовини послаблюючого (поглинаючого) середовища. Між коефіцієнтом лінійного послаблення  $\mu$ , масовим коефіцієнтом послаблення  $\mu_m$ , атомним коефіцієнтом послаблення  $\mu_a$  та електронним коефіцієнтом послаблення  $\mu_e$  існує зв'язок у наступному вигляді:

$$\mu = \mu_m \rho = \mu_a \frac{N}{A} \rho = \mu_e \frac{N}{A} Z \rho, \quad (3.282)$$

де  $\rho$  - щільність середовища,  $N = 6,02 \cdot 10^{23}$  - число Авогадро,  $A$  – масове число речовини середовища,  $Z$  - атомний номер речовини середовища.

При визначенні радіоактивної зони присутності застосовують низку одиниць вимірювання і системних, і позасистемних. Визначитися з розмірами РЗП можна лише у випадку, коли випромінювання перевищує загальний радіоактивний фон. Оскільки ми в основному перебуваємо у межах земної кулі то її радіоактивний фон є складовим з кількох компонент. Наразі активність цих компонент можна записати у вигляді

$$m_t = m_1 e^{-\lambda_1 t} + m_2 e^{-\lambda_2 t} + m_3 e^{-\lambda_3 t} + \dots, \quad (3.283)$$

де  $m_1, m_2, m_3 \dots$  - активність радіонуклідів з постійними розпаду  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$  відповідно.

Отже, в якості визначення одиниці активності прийнято один ядерний розпад у секунду. У системі СІ ця одиниця виміру отримала назву Бекерель (Бк). Позасистемна одиниця активності – кюрі (Ки) що відповідає  $3,7 \cdot 10^{10}$  розпадів у секунду.

Активність радіаційної речовини пов'язана з його концентрацією у масі, а тому існують одиниці вимірювання Ки/Т, мКи/Г, кБк/кГ тощо. Зв'язок з об'ємом надає Ки/м<sup>3</sup>, Ки/л тощо.



Окрім того, існують позасистемні одиниці, як на прикладі [25, 49, 50]:

$1\text{еман}=1*10^{-10}\text{Ки/л повітря або води}=3,7\text{Бк/л};$

$1\text{махе}=3,64\text{еман}=3,64*10^{-10}\text{Ки/л}=13,47\text{Бк/л};$

$1\text{еман}=0,275\text{махе}.$

Одиниця еман використовується при визначеннях кількості Радону ( $^{226}\text{R}_a$ ), який дифундує з поверхні землі.

Поглинаєма доза або доза випромінювання вимірюється у Грейх, прийнятою у системі СІ. Один Грей у системі СІ  $\text{Гр}=1\text{Дж/кг}=100\text{рад}$ . Рад є позасистемною одиницею  $1\text{рад}=100\text{ерг/г}=1*10^{-2}\text{Дж/кг}$ .

Експозиційна доза є міра іонізації діючих факторів фотонного випромінювання, яка визначається іонізацією повітря в умовах електронної рівноваги. У системі СІ експозиційною дозою вважається один Кулон на кілограм (Кл/кг).

Позасистемною дозою експозиції є рентген (Р),  $1\text{Р}=2,58*10^{-4}\text{Кл/кг}$ .

Отже радіаційний фон землі складається з трьох компонент:

- 1) випромінювання обумовлене космічним випромінюванням;
- 2) випромінювання від розсіяних у земній корі, ґрунті, повітрі, воді та інших об'єктах зовнішнього середовища природних радіонуклідів з яких основою фону є  $^{40}\text{K}$ ,  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  разом з їх продуктами розпаду. Наразі середня концентрація цих речовин у гірських та осадових породах визначається за терміном «число Кларка» і визначається у відсотках;
- 3) випромінювання від штучних радіонуклідів, які утворилися у наслідок діяльності людини.

Випромінювання за першим і третім пунктом є досить сталим і мало міняється з часом. З другим пунктом природного фону існує велика кількість аномальних зон. Так наприклад: перевищення стандартної дози опромінення ( $4,85*10^{-8}\text{Гр/г}$ ,  $10\text{мкР}$ ) вказує на наявність джерела радіоактивного випромінювання.

Отже обмежити зону присутності радіоактивності можна за законом  
 ТОНТОР

$$\left. \begin{aligned} T(T)I(t) &= \Xi I(t) \\ \bar{T}(\bar{T})I(t) &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (3.284)$$

де  $0 < \Xi < 1$  функція трансляції зони присутності середовищем, у якому розповсюджується РЗП.

### *Висновки до розділу 3*

Аналіз щодо проведених досліджень утворення вторинних зон присутності довів, що основними польовими структурами, які визначають плинний стан абстрактного об'єкта, його просторово-часові характеристики, є електромагнітні, магнітні, оптичні, акустичні, радіаційні зони присутності будь-якого біотехнічного об'єкта, які є наслідком процесів взаємодії основних. Показано чиннико-наслідковий зв'язок між різними вторинними зонами присутності абстрактного біотехнічного об'єкта.

Визначені аналітичні моделі цих вторинних польових структур надають можливості покласти в основу дії нових контрольно-вимірювальних приладів, які з високою точністю визначають як параметри формотворення об'єктів, так і їх внутрішню структуру. Підвищення точності вимірювання враховує особливості абстрактного об'єкта, його розташування у просторі та вплив зовнішніх чинників на його внутрішні властивості.

Основною ідеєю побудови таких приладів є ступінчате використання різних зон присутності з врахуванням їх властивостей, коли при зміні певного параметра зони присутності є можливість зробити перехід на іншу зону. Ця методика дозволяє вирішувати низку специфічних метрологічних проблем, наприклад, при створенні нових алгоритмів вимірювання для систем автоматизації.

### Перелік посилань до розділу 3

1. *Richard Feynman, The character of physical law, A series of lectures recorded by the BBC at Cornell University USA, Cox and Wyman LTD London, 1965.*
2. *Кузмичев В.Е. Законы и формулы физики. Київ: Наук. думка, 1989. 864 с.*
3. *Радченко И.В. Молекулярная физика. Москва : Наука, 1965. 480 с.*
4. *Ferdinand P. Beer, E. Russell Johnston, Jr., John T. DeWolf, David F. Mazurek, Sanjeev Sanghi. Mechanics of Materials. ISBN: 9789339217624. Publisher: New Delhi: McGraw-Hill Education (India) Private Limited, 2017.*
5. *Л.Г. Лойцянский. Механика жидкости газа: Учеб. для вузов; 7-е изд. испр. Москва : Дрофа, 2003. 840 с.*
6. *Ch. W. Misner, K. S. Thorne and J. A. Wheeler, Gravitation (Freeman, San Francisco, 1973), 386 p.*
7. *Granino A. Korn, Theresa M. Korn. Mathematical Handbook for Scientists and Engineers: Definitions, Theorems, and Formulas for Reference and Review (Dover Civil and Mechanical Engineering). 2 Revised Edition, (2000), 1152.*
8. *Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers. Von Erwin Madelung unter Mitarbeit von Karl Boehle und Siegfried Flügge. (Die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften, Band IV.) 3. Vermehrte und verbesserte Auflage. 381 S., 25 Fig. Verlag von Julius Springer, Berlin, (1936). Preis geh. RM 27, geb. RM 28.50. DOI: 10.1002/bbpc.19370430418.*
9. *Grygorij S. Tymchyk, Volodymyr I. Skytsiouk, Tatiana R. Klotchko, Pawel Komada, Akmaral Tleshova, Kanat Mussabekov, "Determination of the interaction of field structures in the presence area of abstract objects", Optical Fibers and Their Applications, 2018, vol. 11045, pp. 110450Y, International Society for Optics and Photonics, 2019/3/15/*
10. *D. R. Koehler, Geometric-distortions and physical structure modeling, Indian J Phys. 87: 1029, 2013. DOI:10.1007/s12648-013-0321-51152.*
11. *Тимчик Г.С., Скицюк В.І., Ключко Т.Р. Польові структури біотехнічних систем: монографія. Київ: НТУУ «КПІ», 2013. 384 с.*
12. *Э. Парселл. Электричество и магнетизм; изд. 2-е, исправл. Москва: Главная редакция физ.-мат. литературы изд-ва «Наука», 1975. 440 с.*

13. Т.А. Татур. Основы теории электромагнитного поля: Справочн. пособие для электротехн. спец. вузов. Москва: Высш. шк., 1989. 271с.
14. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. Теоретическая физика: Учеб. пособие. В 10 т. Т. II. Теория поля ; 7-е изд., испр. Москва: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. 512 с.
15. С.Г. Калашиников. Электричество; 5-е изд., испр. и доп. Москва : Наука, 1985. 576 с..
16. Charles Kittel, "Introduction to Solid State Physics", 8th Edition. New York : Wiley; (November 11, 2004), 704.
17. В. Смайт. Электростатика и электродинамика. Москва : Изд-во иностранной лит-ры, 1953. 604 с.
18. Andre Angot, *COMPLEMENTS DE MATHEMATIQUES à l'usage des ingénieurs de l'électrotechnique et des télécommunications*, Paris, 1957, 778 p.
19. Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. Справочник по физике. Москва: «Наука», 1968. 940 с.
20. А.В. Астахов, Ю.М. Широков. Электромагнитное поле. Москва: Главная редакция физ.-мат. лит., 1980. 358 с.
21. У. Ландау, Е. Лифшиц. Теория поля. Москва, Ленинград: Гос. изд-во техн.-теор. лит-ры, 1941. 284 с.
22. И.С. Гоноровский. Радиотехнические цепи и сигналы. Москва: Советское радио, 1967.
23. Г.С.Тимчик, В.І.Скицюк, М.А. Вайнтрауб, Т.Р.Ключко. Відчутники контрольнo-вимірювальних систем : монографія. Київ: НТУУ «КПІ», 2008. 240 с., іл.
24. Г.С. Ландсберг. Оптика. Учебное пособие для вузов. 6-е изд., стереот. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 848 с.
25. С.А. Спектор. Электрические измерения физических величин: Методы измерений: Учеб. пособие для вузов. Ленинград: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1987. 320 с.
26. Л. Ю. Терещенко. Метод отримання тіньових зображень об'єктів контролю для телеметричних доглядових систем. Автореф. дис.на здобуття наук. ступ. к.т.н. спец. 05.12.17, НАУ, Київ, 2017.

27. А.Т. Синявський. Математичні моделі для підвищення ефективності оцінки параметрів неоднорідних середовищ за відомим розподілом розсіяного електромагнітного поля. Автореф. дис.на здобуття наук. ступ. к.т.н. спец. 01.05.02, Львів, 2016.
28. P. Stoica, R. Moses. *Spectral Analysis of Signals*. Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall, 2005. 480 p.
29. Р.Г. Джексон. Новейшие датчики. Москва: Техносфера, 2007. 384 с.
30. В.Ф.Бахмутский, Н.И.Гореликов, Ю.Н. Кузин. *Оптоэлектроника в измерительной технике*. Москва.: Машиностроение, 1979. 280 с.
31. О.А. Єщенко, О.В. Слободянюк. *Квантова оптика: навч. посібник для студ. фізичного факультету*. Київ: Видавничо-поліграфічний центр „Київський університет”, 2004. 124 с.
32. О.Н. Романюк. Класифікація дистрибутивних функцій відбивної здатності поверхні, Наукові праці ДНТУ, серія «Інформатика, кібернетика та обчислювальна техніка», вып. 9 (132), Донецьк, ДонНТУ, С.145-151, 2008.
33. Г. Эберт. *Краткий справочник по физике*. Москва: Физматгиз, 1963. 552 с.
34. Кл. Э. Суорц. *Необыкновенная физика обыкновенных явлений*. В 2-х т. Москва: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986.
35. П.П. Костин. *Физико-механические испытания металлов, сплавов и неметаллических материалов: Учеб. пособие для профессионально-технических училищ*. Москва: Машиностроение, 1990. 256 с.
36. В.А. Остафьев, В.С. Антонюк, Г.С. Тымчик. *Диагностика процесса металлообработки*. Київ: Тэхника, 1991. 152 с.
37. И.Г. Жарков *Вибрации при обработке лезвийным инструментом*. Ленинград: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1986. 184 с.
38. Г.С. Тимчик, В.І. Скицюк, Т.Р. Клочко. *Теорія біотехнічних об'єктів. Том 1. Узагальнені фізичні властивості об'єкта: монографія*. Київ, Україна : НТУУ «КПІ». 2016.
39. Г.С. Тимчик, В.І. Скицюк, М.А. Вайнтрауб, Т.Р. Клочко. *Засоби контролю процесів механообробки надточних деталей: монографія*. Київ: НТУУ «КПІ», 2011. 516 с., іл.

40. Е.П. Осадчий Проектирование датчиков для измерения механических величин. Москва: Машиностроение, 1979. 480 с.
41. В.К.Цапенко, Ю.В. Куц. Основи ультразвукового неруйнівного контролю: Підручник. Київ: НТУУ «КПІ», 2009. 431 с.
42. М.В.Королев, А.Е. Карпельсон. Широкополосные ультразвуковые пьезопреобразователи. Москва: Машиностроение, 1982. 157 с.
43. Е.С. Левшина, П.В. Новицкий. Электрические измерения физических величин: (Измерительные преобразователи). Учеб.пособие для вузов. Ленинград: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1983. 320 с.
44. Скицюк В.І., Клочко Т.Р. Фізика технології ТОНТОР: монографія. Саарбрюкен (Германия): ІД LAP Lambert Academic Publishing, 2015. 332 с.
45. Л.В. Сорокин, В.О. Урысон, Л.А. Рябинкин, В.А. Долицкий. Курс геофизических методов разведки нефтяных месторождений. Москва, Ленинград: Гос. науч.-техн. изд-во нефтяной и горно-топливной лит-ры, 1950. 476 с.
46. М.Ф. Иванова. Общая геология. Москва: Высшая школа, 1969. 376 с.
47. R.W. Christy, A. Pytte, The structure of matter: an introduction to modern physics. New-York, Amsterdam, 1965.
48. А.К. Вальтер, И.И. Залюбовский. Ядерная физика; изд. 3-е. Харьков: Издательское объединение «Вища школа», 1978. 424 с.
49. Л.А.Сена.. Единицы физических величин и их размерности. Москва: Наука, 1977. 336 с.
50. А.Д. Власов, Б.П. Мурин. Единицы физических величин в науке и технике: Справочник.. Москва: Энергоатомиздат, 1990. 176 с.

## РОЗДІЛ 4

### ПАРАЗИТУЮЧІ ЗОНИ ПРИСУТНОСТІ ТА ЇХ СУПУТНІ ЗОНИ

До паразитуючих зон присутності відносять зони, які використовують для своєї побудови всі попередньо означені. Так, у другому та третьому розділах ми дали опис первинних та вторинних зон присутності. Досить легко збагнути, що вторинні зони є наслідком існування первинних зон. Цілком зрозумілим є те, що будь-яка взаємодія зон присутності буде створювати нові зони присутності з новими властивостями. Наразі існує можливість зробити такий розподіл на дві основні групи. По-перше, це зони присутності, які для своєї побудови використовують як первинні так і вторинні ЗП. По-друге, це зони, які утворюються у результаті існування попередньої групи зон.

До першої групи ЗП необхідно віднести велику кількість біологічних об'єктів. Сюди ж необхідно віднести і біотехнічні об'єкти, які являються комбінацією біологічних та технічних об'єктів. Надалі необхідно визначити, що існують чисто біологічні об'єкти, які мають природне походження. Технічним об'єктом маємо називати об'єкти штучного походження, тобто створені людиною. Під біотехнічним об'єктом необхідно розуміти поєднання біологічного та технічного об'єктів таким чином, що вони не можуть виконувати певні функції один без одного [1, 2, 3]. Проте, разом вони складають потужну біотехнічну сутність, яка може виконувати великі об'єми роботи.

Друга група, це ЗП, які є продуктом діяльності попередньої, тобто вона утворюється завдяки існуванню попередніх зон присутності. До таких зон, у першу чергу, відносяться відходи життєдіяльності як, наприклад, різного роду сміття. На другому етапі ці відходи перетворюються у осадові гірські породи (наприклад, вапняк, трепел тощо) та цивілізаційний брухт [1]. Вже існували спроби первинної класифікації цих двох груп зон присутності. При цьому ці дві групи ЗП отримали назву біосфери. Термін біосфера ввів Е.Зюсс (1875) під



якою розумів тонку плівку життя на поверхні земної кулі [4]. Більш скомпоновану теорію біосфери запропонував В.І.Вернадський. Отже, за В.І.Вернадським біосфера – це царина життя, де поряд з живими організмами існує середовище та геологічні речовини [5, 6, 7].

За В.І.Вернадським виділяють шість головних типів речовин біосфери, які активно взаємодіють між собою. Фактично це можна вважати різновидами зони присутності:

1. Жива речовина (активна біомаса), яка являє собою низку організмів різного виду;
2. Біогенна речовина, яка є продуктом життєдіяльності живих організмів, наприклад кам'яне вугілля, торф тощо, тобто відноситься до другої групи зон присутності;
3. Косна (нежива) речовина, при утворенні якої живі організми не брали участі. Сюди необхідно віднести гірські породи та мінерали (належать до панданної зони земної кулі).
4. Біокосна речовина, яка є продуктом перетворення косної речовини під дією живої. Наприклад, основним видом біокосної речовини є ґрунт.
5. Радіоактивна речовина.
6. Космічна речовина (наприклад метеорити, астероїди тощо).

Стосовно цієї класифікації слід зробити низку зауважень, а саме.

Жива речовина за першим пунктом класифікації займає превалюючий характер у біосфері. Її маса становить 0,5% маси Землі, а об'єм 0,4% об'єму Землі. За визначенням біологів на Землі існують близько 1500000 видів живих організмів. Інші дослідники вважають, що їх близько 70-80 млн.

Стосовно другого пункту необхідно зауважити, що на сьогодні немає цілісної теорії походження біогенних речовин. За однією версією це природне (геологічне) походження, а за іншою – біогенне. Але, оскільки у цих речовинах час від часу знаходять біологічні рештки, мікроби тощо, то назва цього пункту є цілком прийнятною.

Третій пункт, як вже згадувалося, є речовини, які належать абстрактній сутності, тобто Землі і до зони присутності не мають ніякого відношення, оскільки створюють її панданну зону як астрономічного об'єкту.

За четвертим пунктом біокосна речовина є результат не взаємодії живої та косної речовин, а результатом впливу біологічної речовини на косну речовину. Тобто біокосна речовина є спорідненою з біологічною речовиною і є її зоною присутності, яка відноситься до другого типу, це відходить.

За п'ятим пунктом необхідно зауважити, що радіоактивною речовиною може бути будь-який АС, оскільки процес розпаду притаманний геть усім відомим людству хімічними речовинами (елементами). Це явище є типова зона присутності (РЗП), опис якої надано у підрозділі 3.5.

Космічна речовина, яка наводиться як складова біосфери (метеорити, космічний) необхідно скоріш за все розглядати як середовище, у якому рухається земна куля, ніж як елемент біосфери. Оскільки земна куля рухається у такому середовищі, то вона скоріш є індикатором (чутником) наявності цього середовища.

У [8] наводиться ще і сьомий пункт класифікації – розсіяні атоми, які навряд чи можна назвати складовою біосфери, оскільки у чистому вигляді це продукти розпаду хімічних елементів (наприклад радона або інші інертні газы) і, як правило, є зонами присутності радіоактивних речовин.

Отже, як наслідок, маємо можливість у підсумку зробити висновок, що класифікація, запропонована В.І.Вернадським, не є задовільною. Скоріш за все така незадовільність є наслідок недостатнього пошуку зв'язку на рівні генезису. Деякі з ознак біосфери підпадають під чисто хімічні та виокремлені від інших. Отже, як наслідок, необхідно провести відповідний розподіл між геологічними технічними та біологічними ознаками. Аналізуючи усе вище сказане, можемо частково розсортувати запропоновані В.І.Вернадським шість градацій у біосфері.

Таким чином, до паразитних зон присутності можна віднести цілу низку різних ЗП де найбільш об'ємна є біологічна зона присутності. Окрім того, існує геологічна зона присутності зв'язана з нею і яка є основою її існування. Окрім цих двох існує ще декілька зон, які є маловідомими. При цьому до БЗП входить лише жива речовина. До геологічної входить косна та біокосна речовина. До другої групи необхідно віднести біогенну речовину та частково біокосну.

Отже, з попереднього аналізу маємо можливість виділити кілька специфічних зон присутності. Наразі найбільш вагомою для нас є біологічна зона присутності, у прошарку якої існує людство, а і зони, безпосередньо пов'язані з нею. Велика кількість зон присутності та певної невизначеності їх межі (розділ 1.3, 1.5) призводить до того, що ми не можемо у багатьох випадках ідентифікувати межі цих зон, оскільки в них відбувається взаємодія, яка призводить до невизначеності меж зони присутності (розділ 1.5).

Отже, стосовно розглядаємих зон зробимо деякі обмеження, тобто деякі зони настільки вивчені, що немає можливості зробити повноцінний розгляд всіх властивостей цих зон, оскільки це є великі інформаційні об'єми. А, отже, ми зосередимося на основних параметрах та властивостях паразитних зон присутності та їх похідних.

Тобто наразі пропонується розгляд таких паразитних зон як біологічна та біокосна з деякими зонами другорядного значення.

#### **4.1. Біологічна зона присутності**

Серед усіх паразитуючих зон присутності найбільш розповсюдженою є біологічна зона присутності, тобто це є один з найбільших паразитів, які існують у всесвіті. Звісно, що така розповсюдженість призводить до того, що ЗП починають діяти не тільки з зовнішнім середовищем, але і між собою. Як наслідок, така взаємодія з урахуванням закону Ірншоу та законів координат [р. 1.4] призводить до того, що у межах взаємодії АС виникає процес нестабільності. У підґрунті цієї нестабільності полягає необхідність будь-якої

АС мати відхилення від плинної координати у межах об'єму  $[S]^3$  для будь-якої пристайної системи координат. Вихід поза цією координатою визначає руйнівні явища стосовно системи координат АС [8, 9]. Таким чином, вирішити цю задачу у межах стабільних процесів коливання силових сутностей є можливість лише у межах невеликих відхилень від центру стабільності.

У зв'язку з цим існує кілька задач стосовно біологічних процесів, що вирішуються у двокоординатній системі, яка може розглядатися як найпростіша модель взаємодії двох АС. Більша кількість АС призводить до досить складних математичних викладок, що значно ускладнює розгляд поставленої задачі. Тому вирішення задач взаємодії біологічних об'єктів розглядається як взаємодія двох біооб'єктів у плоскому варіанті. У такому випадку моделювання відбувається на рівні диференціальних рівнянь, які мають у своїй основі використовувати параметри швидкості, часу та відстані. До того ж, у цих процесах маються на увазі не швидкість окремої точки (крапки) тіла, а швидкість здійснення процесу як такого, тобто маються на увазі процеси наповнення та розповсюдження як наслідок функції наповнення. Наразі у біологічних теоріях наводиться три подібні моделі зміни чисельності популяції того чи іншого біологічного АС. Всі ці теорії є наслідком існування закону агресії та його наслідку теорії координат. Сутність цієї теорії була розглянута [1].

Отже, перша модель це модель природного зростання чисельності популяції. Перша з таких моделей має назву моделі Мальтуса. У цій моделі реальна система приводиться до уявної. При цьому розглядається ситуація коли життєві процеси за свого різноманіття призводять до зростання популяції одного виду.

Модель Мальтуса вимагає низку допущень, а саме:

- по-перше, популяція одного вигляду існує у ситуації, коли одному виду загрожує швидкість розмноження;
- по-друге, не враховується біохімічні та фізіологічні процеси;

- по-третє, не існує протидії між окремими особинами за життєвий простір, тобто можливість використання спірних об'єктів існування (їжі);
- по-четверте, розглядається лише одна популяція без хижаків.

Здебільшого ця модель є суцільним протиріччям існуванню біологічного об'єкту. Проблема у тому, що будь-яка БО не може існувати без поглинання сторонніх БО, які є підґрунтям її існування. Наразі тут не враховується вплив фантому брукту (ФБ) на побудовчий фантом (ПФ) разом з функцією реалізації [2].

Отже, якщо ми вводимо чисельність об'єктів БО у момент часу  $t$  як  $x$ , то користуючись тезами у [3], маємо можливість сформулювати наступне. Реальну швидкість розмноження позначаємо як  $R$ , тобто це є достеменний результат процесу.

За прийняття тези про лінійний коефіцієнт розмноження як  $\eta$ , функція приймає вигляд

$$R = \eta x.$$

При цьому коефіцієнт швидкості природної загибелі  $\gamma$  надає:

$$P = -\gamma x.$$

Отже, зміна чисельності БО у одиницю часу визначається кількістю народжених за цей час АС та померлих

$$\frac{dx}{dt} = \sigma x,$$

де  $\sigma$  - коефіцієнт зростання.

За початкової умови  $t=0$  чисельність  $x = x_0$ ,

$$x = x_0 e^{\sigma t}. \quad (4.1)$$

При розв'язанні (4.1) маємо наступні три варіанти, які надають можливість оцінити біологічний процес у тому чи іншому випадку.

У першому випадку при  $\sigma < 0$  і  $\gamma > \eta$  швидкість загибелі більше швидкості розмноження. У цій ситуації чисельність БО з часом впаде до нуля.

Для другого випадку при  $\sigma > 0$  та  $\eta > \gamma$  швидкість розмноження більша за швидкість загибелі і чисельність БО необмежено зростає.

За третього випадку  $\sigma = 0$  та  $\gamma = \eta$  швидкість загибелі дорівнює швидкості розмноження. У цій ситуації чисельність БО залишається на початковому рівні.

Окрім того, модель за  $\sigma > 0$  адекватна лише за певних значень часу. Отже, згідно цієї моделі розгляд ситуації, яка виникає лише внаслідок зменшення чисельності внаслідок природної загибелі призводить до висновку, що кількість БО повинна нескінченно зростати з часом, що не відповідає дійсності.

Вище описана модель має досить суттєві недоліки, оскільки не враховує конкуренції між особинами БО. Як наслідок, була висунута модель Ферх'юльста з урахуванням цього процесу, в основі якої покладено боротьбу за життя, що створює додаткове джерело загибелі. Таким чином, швидкість загибелі БО буде пропорційна вірогідності зустрічі двох об'єктів, вираз можна записати як

$$p = -\xi x \cdot y - \sigma x,$$

де  $\xi$  - коефіцієнт пропорційності.

При цьому рівняння балансу чисельності приймає вигляд

$$\frac{dx}{dt} = \sigma x - \xi x^2. \quad (4.2)$$

Оскільки це не лінійне диференціальне рівняння, то зробивши заміну змінних  $u = \sigma x - \xi x^2$  при умові, що за  $t = 0$  значення  $x = x_0$  вирішення рівняння (4.2) надає наступний результат

$$x(t) = \frac{x_0 \sigma}{(\sigma - \xi x_0) e^{-\sigma t} + \xi x_0}. \quad (4.3)$$

Звідси видно, що з часом значення  $x$  не йде до нескінченності, а виходить до сталого рівняння  $x_{cm} = \sigma / \xi$ .

Третя модель, яка розповсюджена у біології, це модель «хижак-жертва». Ця модель дуже близька закону агресії [1].

Сутність моделі полягає у тому, що існує якесь БО1, для якого їжею, тобто засобом до існування є деяке БО2. До того ж, у цій моделі передбачається існування деякого БО3, яке існує у необмеженій кількості і слугує об'єктом існування для БО2. До того ж, БО3 не є засобом існування для БО1. Таким чином маємо можливість розглядати лише боротьбу за існування для БО1 та БО2. Отже, кількість БО1 приймаємо за  $y$  у час  $t$ . У цей же час кількість БО2 приймаємо за  $x$ .

Приймаємо початкові умови для БО1:

швидкість розмноження -  $\frac{dy}{dt} = k_2 xy$ ;

швидкість природної загибелі -  $k_3 \cdot y$ .

Початкові умови для БО2:

швидкість розмноження -  $\frac{dx}{dt} = \eta x$ ;

швидкість природної загибелі -  $k_1 xy$ ;

швидкість загибелі від зустрічі з БО1 -  $k_1 xy$ .

Складаємо диференціальні рівняння процесу взаємодії

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = \sigma x - k_1 xy; \\ \frac{dy}{dt} = k_2 xy - k_3 y. \end{cases} \quad (4.4)$$

Вирішення блоку рівнянь (4.4) визначає кількість БО1 та БО2 за малих відхилень.

Для БО1:

$$y(t) = y_0 + V_{\max} \cdot \sin(\sqrt{\sigma k_3} \cdot t + \phi). \quad (4.5)$$

Для БО2:

$$x(t) = x_0 + U_{\max} \cdot \sin(\sqrt{\sigma k_3} \cdot t), \quad (4.6)$$

де  $V_{\max}$  - максимальна можлива кількість БО1,  $U_{\max}$  - максимальна кількість БО2.

Таким чином кількість БО1 та БО2 мають гармонійне коливання відносно статичного положення з однаковою частотою, але зміщені по фазі на  $\varphi_0$ . Наразі необхідно підкреслити, що розв'язок (4.4) можливий лише за малих відхилень  $U$  та  $V$  щодо стаціонарного значення. Попри все вищезначена модель цілком прийнятна дійсності, оскільки коливання БО1 та БО2 підтверджується природними процесами. Вирази (4.5) та (4.6) вказують на кількість БО на визначеній ділянці простору (обістя). Для того, щоб визначитися з потужністю зони присутності БО1 та БО2, необхідно мати площу обістя.

Саме площа обістя визначає зону присутності того, чи іншого БО. Звісно, що про рівномірний розподіл БО по площі не може бути і мови з кількох причин.

По-перше, це не швидкість руху по поверхні, оскільки хижак повинен підняти свої параметри руху не гірше за свою жертву інакше критичної зустрічі ніколи не буде.

По-друге, хижак БО1 повинен мати відповідну якість руху за передбачуваної траєкторії.

По-третє, необхідно мати відповідний окрас, який мало відрізняється саме від БО3, а не чогось іншого, оскільки це є обістя існування його потенційної жертви. Приклад - елементарна технологічна операція збирання грибів у лісі.

По-четверте, кожний хижак (БО1) не шукає їжу за своєю територією, де їх існує велика кількість, а проводить «обхід» з поверненням у лігво на відпочинок. Тобто, вся територія хижака (БО1) поділена на виокремлені ділянки, де знаходиться його обістя [10, 11].

По-п'яте, БО2 вирішує задачу аналогічну для хижака БО1 за попереднім



пунктом, але у більш складному варіанті. БО2 не може покинути територію розповсюдження БО3 з однієї сторони, і має необхідність маскування з другої. Таким чином, обістя БО3 визначає межі життя для БО2. Для прикладу достатньо згадати зону присутності звичайної сірої польової миші. За статистикою їх мешкає по п'ять-десять штук на один квадратний метр поля, у межах зерносховищ до півсотні. Відповіддю до цього існує і розділ хижаків (змії, сови, коти тощо), які гуртуються у межах скупчення здобичі. Необхідно звернути увагу на те, що швидкість руху всіх хижаків різна, але спрямована на досягнення величини  $[S]$ , яка у кінцевому випадку відповідає розмірам миші.

Отже, аналізуючи усе вище сказане, необхідно констатувати той факт, що на площу обістя одного хижака повинна бути певна кількість жертв, які забезпечують його існування. Як наслідок, така кількість жертв (БО2) вимагає певну кількість жертв другого порядку (БО3), але кількість БО3 обмежена на визначеній території. Як наслідок, виникають обмеження кількості БО2 та БО1.

Отже, звернемося до виразів (4.5) та (4.6), проаналізуємо їх стосовно деяких критичних випадків, стосовно виживання. Наразі особин менше за дві, як у  $y(t)$ , так і  $x(t)$  не може бути, оскільки ці рівняння взагалі втрачають усякий сенс, оскільки необхідна репродукція, як з одного, так і з іншого боку. Тому необхідно мати особини жіночої та чоловічої статі, хоча б по одній. Але, якщо хижак поглинає, хоча б одну жертву будь-якої статі, рівняння (4.5) та (4.6) втрачають усякий сенс. Тобто величина  $y(t)$  завжди повинна бути більша за  $x(t)$ , хоча б на одиницю. Відповідно до цього формуються зони присутностей для БО1 та БО2. Тут необхідно зауважити, що фаза  $\varphi_0$  - у виразі (4.5) є показник репродукції для БО2, хоча і стосується виразу для БО1, тобто існує межа очікування зростання їжі. Хижак при цьому повинен голодувати, допоки їжа не виросте, або йти на іншу територію. Тобто формулу «хижак плюс жертва» у вигляді  $2+3$  можна вважати критичною при визначенні межі зони присутності. Проте, якщо цей вираз задовольняє тваринний світ, то абсолютно

не підходить дорослим, хоча там теж існують хижаки та жертви.

Отже, попри попереднього розгляду необхідно звернути увагу на генезис біологічної зони присутності. Аналіз існуючих досліджень призводить до висновку: стосовно цього питання поки що немає жодної однієї думки, оскільки вже у своєму зародку живі організми розподіляють на клітинні та неклітинні [3, 7, 8]. До клітинних відносяться рослини, тварини, гриби, бактерії, до неклітинних – віруси. Вважається, що існує понад 1 млн. видів тварин та понад 350 тис. рослин. Цій величезній кількості різновидів живих організмів присвячена спеціальна наука системологія. Отже, існуючі гіпотези щодо виникнення життя на Землі розподіляють за двома напрямками. За першим напрямком під назвою абіогенез живі істоти виникли від косної матерії. Стосовно другого напрямку біогенезу живі істоти мають можливість виникнення лише від живих організмів. Фактично, боротьба навколо джерела утворення біоорганізмів триває і до цього часу. Але на первинному етапі вважається, що переважає абіогенна гіпотеза утворення біоорганізмів. За основу цієї гіпотези приймається утворення органічних з'єднань на ранньому етапі існування Землі. При цьому у атмосфері містилися з'єднання  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CO$ ,  $H_2S$ ,  $NH_3$ ,  $CH_4$  та інші високоактивні речовини, які під дією відносно великих температур (до  $100^0\text{ C}$ ), ультрафіолетового випромінювання, електричних та магнітних полів із високоактивними вулканічними викидами створили умови створення високомолекулярних сполук.

Накопичення складних полімерних сполук вуглеводів, амінокислот та азотних сполук призвело до утворення білків. Вважається, що на цьому закінчується перший етап. На наступному етапі відбувається концентрація органічних речовин з утворенням коацерватних краплин. Як наслідок, згодом виникли багато молекулярні системи спрощеної організації – пробіоніти. У деякому сенсі коацервативні краплі виконували функцію хижака, оскільки були здатні до вибіркової адсорбції речовин із навколишнього середовища і завдяки цьому росли та подрібнювалися. Звісно, подібне «полювання» вимагало

відповідної кваліфікації, що призводило до певного вдосконалення об'єкту як такого. Така тривала еволюція розглядається як третій етап. Окремо від цієї версії існує теорія панспермії, яку сформулював С.Арреніус і розвинув В.І.Вернадський. Згідно цієї гіпотези життя занесено з космосу астрономічними об'єктами (метеорити, космічний пил тощо), тобто життя є позаземним явищем. Проте, на сьогодні ми маємо мільйони об'єктів біологічного походження, які вимагають відповідної систематизації.

Отже, у біології існує градації, кожній з якої відповідає визначена біологічна істота. Отже, клітинні живі істоти мають класифікацію як рослини, тварини, гриби та бактерії [12, 13, 14]. Рослини є найбільш прості біологічні об'єкти, наприклад у табл. 4.1, 4.2, 4.3.

До класифікацій [12, 13, 14] необхідно додати ще дві живі істоти, які мають свої специфічні властивості – це мікроби та віруси. Окрім досить великої подоби один до одного вони мають досить суттєві різниці у своїх властивостях [15].

Таблиця 4.1. Приклад систематизації рослин [12, 13]

Царство	Підцарство	Відділ	Клас
Рослини	Вищі	Папоротьподібні	
		Голонасінневі	Хвйникові
			Гінкгові
			Ефедринові
			Саговники
		Хвощеподібні	
		Плауноподібні	
		Вкритонасінневі	Однодольні
			Дводольні
		Мохоподібні	
Рослини	Нижчі	Зелені водорості	
		Червоні водорості	
		Бурі водорості	

Таблиця 4.2. Систематика різновидів грибів

Царство	Підцарство	Тип
Гриби	Ооміцити	Ооміцити
	Справжні гриби	Хітридіоміцити
		Зігоміцити
		Базидіоміцети
		Дейтероміцети
		Аскоміцети
	Лишаї	Лишаї

Отже, мікробами є найменші живі істоти, які являють собою одну клітину, до них відносять одноклітинні водорості та найпростіші тварини. Наразі плісняву та плісняві гриби прираховують до мікробів, не дивлячись на їх досить значні розміри, хоча звичайні клітини мають розмір від 8 до 10 мкм. Окрім того, до цього ж типу живих істот відносяться бактерії, які відносяться до рослин. Відрізняються тим, що за рідкісним винятком не мають у своїй побудові хлорофілу. Мікроби дуже стійкі до зовнішнього впливу, оскільки витримують температуру до  $+115^{\circ}\text{C}$ , не кажучи вже про глибоке заморожування. Виживають як у гідротермальних водах гейзерів, так і на дні океанів. За побудовою це є звичайна клітина з ядром та оболонкою. Особливістю мікробів є те, що вони можуть існувати самотійно у просторі поза межами тіла інших тварин та рослин. Існує дуже велика кількість різновидів мікробів. Завдяки своїй живучості, витривалості до зовнішніх факторів впливу та кількості мікроби практично необмежену зону присутності у межах поверхні земної кулі.

Віруси відрізняються від мікробів дуже малими розмірами ( $1\div 5$  мкм) і мають можливість просочуватися через різні перешкоди, через які звичайні мікроби не проходять. Основна властивість вірусу це те, що він не виживає поза межами тіла вищих тварин і, покидаючи їх, наприклад, з чханням, сечею тощо, дуже швидко гине.

Таблиця 4.3. Систематика різновидів тварин

Царство	Підцарство	Тип	Клас
Тварини	Одноклітинні	Саркоджутикові	
		Багатожгутикові	
		Споривики	
		Війчасті	
	Багатоклітинні	Губки	
		Кишковопорожністі	Гідроїди
			Коралові полипи
			Сцифоїди
		Круглі черви	
		Пласкі черви	Війчасті
			Трематоди
			Цестоди
		Кільчасті черви	Поліхети
			Олігохети
			Піявки
		Голкошкірі	Голонтурії
			Зірки
			Морські їжаки
		Молюски	Черевноногі
			Двостулкові
			Головноногі
		Черевноногі	Ракоподібні
			Павукоподібні
			Комахи
		Хордові	Ланцетники
Тварини	Багатоклітинні	Хордові	Ланцетники
			Хрящові риби
			Земноводні
			Плазуни
			Птахи
			Ссавці

За своєю побудовою це оболонка з шпичаками, у середині якої знаходиться ланцюг із ДНК певної хвороби. Спосіб виживання - це контактування з клітинами вищих тварин та рослин і передачею їм свого генетичного коду. Має величезну кількість різновидів, які призводять до десятків тисяч захворювань у всіх вищих тварин і рослин. Достатньо згадати захворювання людини, які мають вірусний характер. Різні епідемії - це зона присутності того чи іншого вірусу, яка має пульсуючий просторово-часовий характер. Існуючі класифікації побудовано за принципом біологічної дивергенції [15], тобто еволюції систематичних груп, така схема має вигляд як на рис. 4.1.

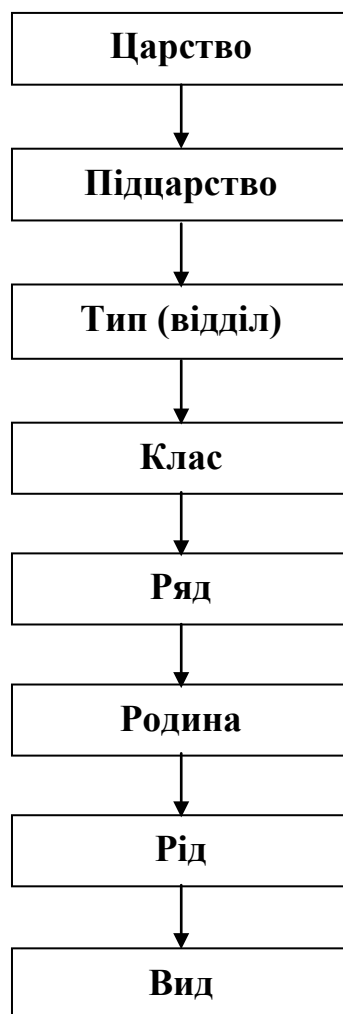


Рис. 4.1. Схема еволюції систематичних груп.

Дуже добре видно, що при кількості живих об'єктів у кілька мільйонів ці класифікації вкрай обмежені оскільки у кращому випадку сягають рівня класу. Так, наприклад, у [4, 5] роботі, присвяченій ссавцям, наведена класифікація від рівня родина  $\rightarrow$  рід  $\rightarrow$  вид, де рахунок на кількість системних одиниць визначається сотнями. Окрім того наведено їх зони присутності. Зробити повноцінний опис зони присутності для кожного ряду наразі неможливо у зв'язку з обмеженістю наших можливостей. Тому ми зосередимося на коротких характеристиках деяких БО, які є найбільш відомими.

Першими розглянемо світ рослин (табл.4. 1), це найбільш розповсюджена біологічна маса [8, 13, 14]. Для того, щоб мати повноцінне уявлення про ті питання стосовно рослин, нам необхідно розглянути низку складових, які надають уявлення про цю біологічну царину. Отже, уявлення про рослини та їх розповсюдження надає наука «ботаніка». Наразі ботаніка виділяє такі поняття як флора, що є історично складеною сукупністю видів рослин, які пристайно відносяться до певної ділянки території та відповідної рослинності. Це територія з визначеним складом рослинного світу, що виник у зв'язку з геологічним середовищем (геохімічна зона присутності рослин) та фізико-географічним середовищем (фізико-географічна зона присутності рослин), тобто флорою є повний перелік рослин, які зростають на певній території.

Наступне поняття у ботаніці - це рослинність. Отже, рослинність - це сукупність рослинних угруповань (фітоценозів) планети у цілому або її окремих місцевостей. Наразі відрізняють природну, антропогенну та сучасну рослинність з рослинністю минулих геологічних періодів. У біології існує поняття про життєві форми рослин, яка є наслідком пристосування до середовища. Як наслідок, життєві форми рослин, що не обов'язково пов'язані спорідненістю згідно систематизації (табл. 4.1), мають досить різні життєві форми за пристосувальними ознаками. Наразі існує первинна класифікація за формою, рис. 4.2. В основу цієї класифікації покладена саме форма рослини як такої.





а)



б)



в)



г)



д)

Рис. 4.2. Класифікація життєвих форм рослин за формою [8], де: а) дерево, б) кущ, в) кущики, г) напівкущики, д) багаторічні трави



Загальна кількість царства рослин становить близько 500 тис. видів. Серед рослин виділяють систематичні групи як водорості, спорові (хвощі, папороті) та насінні рослини (голо- та покритосименні), які мають різноманітні життєві форми. Наразі така класифікація є наступною, наведеною на рис. 4.2.

Дерева мають основне багаторічне розгалужене або нерозгалужене здерев'яніле стебло або стовбур. Кущі, кущики, напівкущі – рослини, які являють собою багаторічні здерев'янілі або бічні пагони з відгалуженням від центрального на рівні ґрунту. За розмірами йде градація за різними видами рослин. Багаторічні трави – визначаються рослини з соковитим стеблом, які з часом дерев'яніють.

З ботаніки відомо, що життєва форма тієї чи іншої рослини є продуктом добору за певних умов розвитку в оточуючому середовищі. Як наслідок, форма рослини та екологічні умови її зростання відображають геологічне підґрунтя місцевості. Наразі, з фітології добре відомий зв'язок ареалу розповсюдження рослини з концентрацією певних хімічних елементів, тобто зони хімічної присутності співпадають з зонами флористичної присутності.

За своїм принципом побудови зони присутності рослин можна спостерігати низку певних нашарувань. Наразі такі явища в ботаніці отримали назву ярусів фітоценозу. Зазвичай їх виокремлюють до п'яти поверхів. Найвищі це крони дерев, другий – нижні дерева або підріст, третій – кущі (підлісок), четвертий – трави й кущі, на п'ятому надґрунтового – це мох, лишайники, гриби. Особливістю фітоценозу є дзеркальне відображення верхніх ярусів у рівні, нижчому за поверхню. Максимальна щільність коренів при поверхні знижується з глибиною. Таким чином, коренева частина рослин, яка є панданною зоною рослини, відображає зону присутності тієї чи іншої рослини.

Основний розподіл рослин визначено класифікацією за принципом побудови та гідрофільності, тобто маємо рослини, поверхні та водорості. Відповідно до цього будуються відділи та класи (табл. 4.1) [13, 14]. Необхідно визначити, що зону присутності будь-якої рослини визначає ступінь її гідрофільності. Так, наприклад,

чим більш посушлива місцина, тим більш убога рослина. Стосовно цієї тези необхідно зауважити співпадіння зони присутності рослин з кліматичними зонами. Водночас, це відбувається у всьому рослинному діапазоні.

Наступною зоною градації у царині рослин є гриби. Наразі вважається, що гриби є окреме царство, що налічує майже до 100 тис. видів, які відомі ще з силурійського та девонського періоду палеозойської ери і є залишками геокосну [8, 16, 17]. Визначено три основних підцарства грибів (табл. 4.2), тобто ооміцети, справжні гриби та лишай. Серед усієї різноманітності грибів найбільший природній вплив мають кілька груп, а саме дріжджові, цвілеві, шапкові та гриби збудники хвороб рослин, тварин та людини. Найбільш популярні серед цього переліку є шапкові гриби (рис. 4.3).



а)



б)



в)

Рис. 4.3. Шапкові гриби, де: а) трутовик, б) білий гриб, в) печериця

Більшість шапкових грибів належить до класу базидіоміцетів, а незначна частина до класу сумчастих (аскових). Між базидіоміцетами та сумчастими різниця полягає у наступному. Базидіоміцети утворюють спори на бази дії, тобто на нижньому боці шапки плодового тіла у спороносному (гіменіальному) шарі гіменофора, який має форму трубочок або пластинок. Як наслідок, маємо поділ базидіоміцетів на пластинчасті та трубчасті. Так, гриби на рис. 4.3,а,б – з трубчастим гіменофором, а на рис. 4.3,в – з пластинчастим гіменофором. У сумчастих грибів спори утворюються всередині спеціальних клітин – асках, які з аскоспорами створюються у гіменіальному шарі, який у деяких грибів знаходиться на поверхні, а в деяких – всередині плодового тіла. Наразі гриби мають досить широке поширення за кліматичних зон. Зазвичай досить добре відомо, де ростуть гриби навіть за обмеженої природної ділянки, оскільки вельми чутливі до хімічного складу ґрунта. Так, наприклад, гнойовик чорнильний та білий гнойовик росте виключно на гнойовиках, що не заважає йому бути добрим їстівним грибом. У широкому сенсі гриби найбільш поширені у лісових та лісостепових зонах, які співпадають з їх зонами присутності. Водночас, у кожному типі лісу переважають свої різновиди грибів, тобто кожний гриб має свою зону присутності, де варто шукати саме його, а не інший.

Для степових зон найбільш характерними є лише кілька різновидів грибів, таких як печериця, дощовик їстівний. Але споріднений з дощовиком порхавка гігантська росте виключно у лісах і частково на галявинах [16].

Наступна частина біологічної зони присутності являє собою царину тварин. Звісно, ми не можемо розглянути всі можливі типи та класи тварин і тому зупинимось лише на деяких найбільш відомих.

Першим розглянемо клас Комах тип черевноногі, табл. 4.3. Іноді цей тип називають членистоногими. До цього типу відносяться: класи ракоподібних, павукоподібних та комах [18, 19]. На сьогодні відомо близько 2 млн. видів, з яких тільки в Україні мешкає близько 40 тис. видів. У своїй більшості це є дрібні тварини з такою будовою тіла, що дозволяє жити як у воді, так і в ґрунті

та суходолі. Мають ротові органи такої будови, що дозволяють споживати будь-яку доступну їжу. Зона присутності на Землі сягає до мільйона осіб на  $1 \text{ м}^3$ , тобто це найпоширеніші тварини природи, які дуже різняться за способом живлення і, як наслідок, поведінкою та способом пристосування до навколишнього середовища, мають розміри від менше міліметра (кліщі) і до десятків сантиметрів (омари, краби, раки тощо). Так, наприклад, розмах ніг японського краба сягає 3 м.

Цей тип тварин має специфічну побудову, яка полягає у наступному. Тіло обабіч симетричне, створене з окремих послідовно розміщених частин, кожна з яких має пару кінцівок. Ці частини можуть бути неоднаковими і поєднуватися між собою. Проте, це надає можливість зробити розподіл на три відділи: голову, груди та черевце. Водночас, голова є носієм мозку, органів чуття, складного ротового апарату. На відділі грудей містяться кінцівки та крила. Окрім того, центр ваги знаходиться у межах грудей та обмежено статичною панданною зоною. У черевці розташовано вторинні внутрішні органи та органи випорожнення. На кожній частині локальна пара кінцівок, які закінчуються кігтками, тіло вкрите зовнішнім хітиновим скелетом. Хітин може бути просочений білами та вапном. Серед членистоногих комахи є найбільш поширений клас, який налічує близько 1 млн видів. Систематика комах налічує більше 30 рядів. Найбільш поширеними є ряди: воші, прямокрилі, твердокрилі або жуки, лускокрилі або метелики, перетинчастокрилі, двокрилі, терміти, блохи. Для кожної комах з цих рядів характерна своя зона присутності. Наприклад, ряд воші є паразитами ссавців, які мають можливість існування лише у межах волосяного покриву ссавця. Правда, у людини розвиток вошей злився з розвитком технічного прогресу, тобто розширення зони присутності та її потужності. Окрім лобкової та головної воші, з'явилася одежна. До лускокрилих відносяться метелики, найбільш відомий з яких це тутовий шовкопряд, який має відношення до технічної зони присутності. Перетинчастокрилі мають свого дуже відомого представника – це бджоли. Необхідно звернути увагу на те, що найбільша потужність зони присутності це

межі вулика, в той час, як наявність бджоли вказує на наявність вулика у межах кількох кілометрів. До того ж зона присутності бджіл співпадає із зоною присутності квіткових рослин медоносів. З ряду бліх нам відома пацюкова блоха, яка переносить бактерії та нападає на людину. За будовою тіла безкрилий кровосос має зону сталої присутності у шерсті тварин, може існувати поза тілом тварини та долати відстані у кілька десятків метрів, що становить їх зону присутності. Ще один ряд - це терміти, які відносяться до суспільних комах. Відрізняються від інших комах тим, що будують великі гнізда свічкоподібного вигляду, які можуть сягати висоти до 10 м. Підземна частина зони присутності сягає діаметру більше за 50 м. Наразі існують цілі поля термітників, які характерні для екваторіальної частини земної кулі.

Наступний тип – Хордові, до якого належить надклас риби [20]. За своєю будовою риби є хребетні тварини, які мешкають у прісних та солоних водоймах. У зв'язку з середовищем, яке являє собою рідину, риби у процесі еволюції отримали веретеноподібну форму тіла, яка дозволяє вільно рухатись. Скелет хрящовий або кістковий, череп складається з щелепно-зябрової частини. Грудні та черевні плавці парні, спинні – не парні. Рух відтворюється завдяки потужним м'язам хвоста, які відтворюють бічні рухи. Шкіра риб є поверхня, вкрита лускою. Дихання відбувається з допомогою зябер. Мають досить розвинені органи чуття, серед яких найбільш унікальним органом є бічна лінія. До цього надкласу належать два класи: хрящові риби та кісткові риби. До хрящових риб, наприклад, відносяться акули та скати, яких нараховується близько 250 видів. Кісткові риби поділяються на два підкласи променепері та лопатепері. Надалі всі підкласи розподіляються на роди та види. Кожен вид риб має свою зону присутності, яка обмежується межами водойми. Проте, кожен з видів риб має свої уподобання, хоч і може рухатись у межах водойми. Окрім того, існують види, які тримаються зграєю (карась, лящ, окунь тощо), інші дотримуються поодинокого способу життя (щука, сом, мурена тощо).

Великий вплив на міграцію риб має наявність джерел їжі, чистота води та сезонні кліматичні зміни та кліматичні зони.

Наступний клас це Плазуни або Рептилії, які вважаються першими наземними хребетними. У порівнянні з амфібіями цей клас є набагато поширеніший за попередні. Велика різноманітність та поширеність має близько 8 тис. сучасних видів плазунів. Оскільки це є пойкилотермні (холоднокровні) тварини, то потужність їх у зоні присутності безпосередньо пов'язана з кліматичними зонами Землі. Наразі вони існують геть на всіх континентах, окрім Арктики та Антарктики. Проблема цих тварин криється у низьких здібностях до саморегулювання термодинамічних характеристик тіла. Наразі вважається, що термічний інтервал їх бадьорості знаходиться у межах  $14-32^{\circ}\text{C}$  і є повністю залежним від кліматичної зони [21, 22, 23]. Проте, існує один приклад високої стабільності температури тіла, як то шкіряста черепаха з довжиною тіла 2-2,5 м та вагою до 600 кг, система кровообігу яких дещо відрізняється від звичайних плазунів. Перші відомості про плазунів маємо від кам'яновугільного періоду. Вважається, що свого розквіту вони досягли у мезозойську еру. Наразі їх кількість оцінюється близько 6 тис. видів [15]. Усі ці види поєднані у чотири ряди: Лускаті, Черепахи, Дзьобоголові та Крокодили. За своїми розмірами рептилії коливаються від кількох сантиметрів до кількох метрів. За побудовою тіла мають тип сигароподібні фрагменти. Голова, яка має досить високу рухливість, тіло від голови до анального отвору та хвіст. Середній фрагмент тіла у деяких видів має ніжки та їх рудименти, тіло, вкрите лускою.

У широкому сенсі плазуни мають цілу низку різновидів. Як наслідок систематизації, виділяють низку найбільш відомих видів [8, 23]. Отже, перше, це ряд Лускаті, що налічує понад 5 тис. сучасних плазунів. Це є найчисленніший ряд. Представники цього виду поширені у межах практично всієї земної кулі за винятком заполярних територій. До лускатокрилих, наприклад, відноситься звичайна ящірка. Наступним є підряд Змії, які є

плазунами з видовженим тілом без кінцівок. Як наслідок, це є суцільно гладке тіло, яке має гарні аеродинамічні характеристики. Існують змії як отруйні, так і неотруйні.

Ряд Черепахи налічує близько 330 видів, які населяють різні водойми. Мають зону присутності на всіх континентах земної кулі, окрім Антарктиди.

Ряд Крокодили – це плазуни з напівводним способом існування біля поверхні води. Наразі маємо близько 20 видів. Зона присутності крокодилів у тропічних та субтропічних регіонах. Наразі відомо 21 вид крокодилів серед яких найбільш відомі: нільський, гребінчастий, гавіал, китайський, місісіпський, кайман.

Якщо проаналізувати цей клас тварин, то можна побачити, що всі ці тварини перебувають у стані переходу межі повітря-вода. Саме у цій межі вони найбільш активні. Звісно, ми маємо відхилення у той та інший бік. Так, наприклад, пустельні плазуни досить віддалені від водойм і користуються ситуацією випадання роси на поверхню тіла. З іншого боку існують суто водяні змії, які не піднімаються на поверхню. Відповідно до цього визначається їх зона присутності.

Наступний клас – це Птахи, який відноситься до типу Хордових [24, 25]. Вважаються високоспеціалізованим та високоорганізованим класом, який є другим за чисельністю серед хордових тварин. Пристосовані до польоту практично всі птахи, окрім невеликої групи. У світовій фауні налічується близько 85 тис. видів птахів. Серед хордових тварин мають найбільшу розповсюдженість, оскільки піднімаються у повітрі до 6-7 км і занурюються у воду до 100 метрів. Швидкість руху у просторі може сягати 200 км/год. Досягається це завдяки спеціалізованій формі тіла, яка має подовжений обтічний вигляд. Тіло вкрито пір'ям різної величини, яке виконує функцію аеродинамічного покриття високої якості та термозахисту. Політ виконується завдяки крилам, покритих пір'ям, та хвоста, що надає можливість виконувати складні траєкторії руху під час польоту. Голова має потужний дзьоб та округлу

обтічну форму, мають потужні лапи з подовженими пальцями стопи та виокремленою цівкою. У своїй більшості птахи мають невеликі розміри. Наприклад, колібрі має розмір до 30 мм і масу 1,6 г, а страус 2, 80 м і масу до 90 кг. Орієнтовна маса вимерлих птахів становила 300-400 кг. Клас птахів поділяється на 40 рядів, а ті, у свою чергу, на родини, роди та види. Наразі найбільш відомі такі надряди та ряди.

Надряд Безкільові. Ряд Африканські страуси. Сучасні страуси представлені однією родиною Страусові, одним родом та одним видом – африканським страусом, що утворює кілька підвидів. Назва птаха одразу вказує на зону присутності – Африка. Притримуються савани або бушу, де і розмножуються та полюють. Птахи цього роду не літають, але бігають із швидкістю до 70 км/год при довжині кроку 4-5 м.

Надряд Пінгвіни в основному поширений у південній півкулі холодних вод океанів від берегів Антарктиди до Австралії, Африки та південної Америки. Загалом до 30<sup>0</sup> південної широти. Проте деякі види трапляються біля екватора та приполярних зон Антарктики. Пінгвіни втратили здатність до польоту, але плавають з швидкістю 36 км/год та глибини 20 м. Правда, існують повідомлення про швидкість 50 км/год та глибину 400 м. На сьогодні відомо 15 видів. Зона присутності пінгвінів до кількох кілометрів по кризі від урізу води. У позашлюбний період мігрують на відстань до 1000 км від місця гніздування.

Надряд Кільогруді. Ряд Дятлоподібні є невеликими за розміром птахи дерево лази. Всього налічується близько 380 видів, де найменші мають розмір горобця, а найбільші як ворони. Мають прямий довгий долотоподібний дзьоб із довгим та гнучким язиком, зазвичай видовбує комах з під кори. Зона присутності – ліси, з великою кількістю дерев, старших за 50 років. Поширені по всіх континентальних лісах.

Ряд Куроподібні – це виводкові птахи, які практично весь час проводять на землі. Ці птахи можуть бути великі та середні, рідше дрібні з щільним тілом. Цей ряд має потужні кінцівки з довгими притупленими кігтями,



пристосованими до розгрібання ґрунту. Мають маленьку голову, короткий дзьоб середньої потужності, крила не дуже розвинуті. Найбільш відомий представник свійська курка, яка є задомашненою твариною, тобто зоною присутності є людська оселя. Фазани є найбільша група серед куроподібних, поширені у південних та помірних широтах.

Ряд Гусеподібні об'єднує водоплавних птахів. До цього ряду належать гуси, качки, лебеді тощо. Відрізняються від інших птахів тим, що мають форму тіла, пристосовану до плавання на воді та пірнання. Лапки мають із перетинками, що надає можливість робити потужні поштовхи у воді для пересування. Зона присутності – берегові зарості, рідко відкриті водойми.

Ряд Соколоподібні. Здебільшого це є хижі птахи з потужним гачкоподібним дзьобом, мають гострі загнуті кігті. Дуже гарно літають з великою швидкістю, особливо за прямими траєкторіями. Відомо близько 270 видів. Зона присутності - лісостеп або гірські райони, де можна розвинути велику швидкість польоту.

Ряд Совоподібні відноситься до нічних хижих птахів. Мають всі ознаки ряду Соколиних, але відрізняються тим, що дуже добре бачать та чують у темряві. Бачать у темряві завдяки зміщеному в бік інфрачервоного діапазону параметрів зору. Сова чує рух миші на відстані до 100 м під напівметровим шаром снігу. Зона присутності є ліс та лісостеп. Літають дуже тихо, мають можливість повертати голову на 270<sup>0</sup>.

Ряд Журавлеподібні є великими птахами (від 2 до 10 кг) з довгими ногами, на лапках є слабкі перетинки. Відносяться до наземних птахів, хоча мають потужний політ. Зона присутності – заболочені місця.

Ряд Горобцеподібні. Існує близько 5,1 тис видів. Тобто майже двох третин загальної кількості відомих птахів. Це невеликі за розмірами птахи, що умовно поділяються на мігруючі (ластівки, солов'ї тощо), кочові (синиці, сойки тощо) та осілі (горобці, крук тощо). Зона присутності - кущі та дерева, хоча деякі ведуть наземний спосіб життя у містах.

Останній клас, який ми розглянемо, це клас ссавців. Цей клас вважається вершиною еволюції хребетних, оскільки їх окремі органи досягли певної довершеності у порівнянні з іншими класами. Особливо це стосується кори головного мозку. Наразі налічується близько 4,5 тис видів ссавців. Мають поширеність у всіх середовищах існування [11, 23, 26].

Завдяки побудові тіла та розвитку кори головного мозку ссавці мають значне розповсюдження на земній кулі. До побудови тіла ссавця входить тулуб, що має чотири лапи (руки), голову, яка має досить рухливе з'єднання з тулубом, та хвіст (у тварин). Всі ссавці вкриті шерстю, що разом з теплокровністю надає можливість існування у широкому діапазоні зовнішніх температур та зволоження. Мають ротову порожнину, обмежену губами та зубами, що диференційовані на ікла, різці та жувальні. Шкіра має велику кількість сальних та потових залоз, які слугують змащенню волосся (шерсті) та утворення ближньої зони присутності у вигляді запаху (за Геродотом [27]). Ця зона відіграє дуже велику роль під час шлюбного періоду [28]. Маючи розвинений нюх, слух та зір разом із високорозвиненим мозком, ссавці впевнено займають вищі щаблі еволюції [11].

Клас Ссавці (звірі) включає два підкласи: Першозвірі (яйцекладні, з одним рядом Однопрохідні) та Справжні звірі з двома інфракласами: нижчі звірі, або Сумчасті та Вищі звірі – Плацентарні, що налічують 14 рядів [8, 11].

Отже, Першозвірі - це яйцекладні ссавці. Зонами присутності є Австралія, острови Тасманії та Нова Гвінея. Це є звірі, що несуть яйця, які потім виношують у черевних сумках. Сюди відноситься єхидна та качкодзьоб.

Інфраклас Сумчасті, представником яких є кенгуру. Всього відомо 250 видів. Мають на череві сумку, у якій виношують дитинчат. Зона присутності – Південна та Центральна Америка, Австралія.

До Вищих звірів належить цілий ряд тварин. Наразі, перші у цих рядах – ряд Комахоїдні, до яких належать найпримітивніші плацентарні ссавці (хохуля, кріт). Відомо близько 500 видів комахоїдних, які об'єднані у 10 родин. До цього

ряду відносяться родини Землерійкових, Кротових, Хохулевих та Їжакових. Зона присутності цих тварин знаходиться під землею, де вони будують низки підземних ходів.

Наступні тварини - це ряд Рукокрилі, яких налічується майже 850 видів. Відрізняються від інших тварин тим, що мають перетинку зі шкіри, яка натягнута між двома пальцями передніх кінцівок та між самими передніми кінцівками тіла, задніми кінцівками та хвостом. Яскравим представником цього ряду є кажани різних видів. Оскільки вони живляться комахами, то зона присутності Рукокрилих співпадає з зонами присутності тих чи інших різновидів комах.

Ряд Гризуни досить численна група ссавців до 3 тис. видів. Наприклад, бобер, який відноситься до цього виду, будує греблі, які є ознакою його зони присутності.

Далі йде ряд Хижі. Представники цього ряду групи Ссавців живляться переважно тваринами і добре пристосовані до полювання. Відомо близько 240 видів. Серед цього ряду є кілька основних родин: Котячі, Вовчі, Ведмедеві та Кунцеві.

Ряд Ластоногі поширені у приполярних широтах (тюлені, моржі). Зона присутності – побережжя з великою кількістю водоростей. Ноги й руки мають перетинки, що утворюють ласта, за допомогою яких тварина рухається у воді.

Ряд Китоподібні об'єднує ссавців за водяного способу життя. Представниками роду є кити, дельфіни, касатки тощо. Зона присутності – моря та океани. Полюбляють місця з великими глибинами до 2-3 км.

Ряд Парнокопитні мають близько 200 видів, які розподіляють на 9 родин у складі двох підрядів – жуйні та нежуйні. Типовим представником не жуйних є звичайна свиня. Підряд Жуйні об'єднує більшість парнокопитних. Велика кількість видів мають роги.

Ряд Непарнокопитних включає коней, віслюків, зубри, носороги тощо, у яких добре розвинений третій (середній) палець. Наразі до цього ряду належать

роди Коні, Кулани, Свійські коні.

Ряд Примати, до якого належить і людина. До цього ряду належать близько 190 видів. Вважається, що примати це звичайні звірі, які мають звичайну побудову тіла, але значно перевищують інші групи за розвитком нервової системи та складністю поведінки. Ряд Примати поділяють на підряди: Напівмавпи та Мавпи. До підряду Напівмавпи відносяться тварини, які мають довгого нехапального хвоста та погано розвиненими борознами кори головного мозку. Представники – лемури, довгоп'яти тощо. Зона присутності – плодоягідні дерева.

Підряд Мавпи, або вищі примати, мають добре розвинений мозок. Мають пласкі нігті та пару грудних сосків. Хвіст або є, або нема.

До родини Людиноподібні мавпи належать види, які не мають сідничних мозолів, защічних мішків та хвоста. Представники – горила, шимпанзе, гібон тощо. Найближчими до людини є шимпанзе. Ведуть напівдеревний спосіб життя. Використовують для спілкування міміку, пози, звуки та жести.

Сучасна або розумна людина належить до родини Люди. Має великий об'єм мозку для утримання та обробки різної інформації. Вертикальне розташування тіла. Майже полишене волосяного покриву тіло. До цієї родини відносять кілька викопних видів.

Вважається, що людина знаходиться на верхівці еволюційного процесу. Проте, у [11] виказуються великі сумніви стосовно цієї тези. На верхівці еволюції повинні знаходитись парнокопитні. Чинником такої версії є те, що людина не витримує конкуренції з цими тваринами за фізичними кондиціями. У степу за будь-яких кліматичних умов виживають парнокопитні тварини, а не гола людина, тобто за будь-яких порівнянь стосовно людини необхідно пам'ятати, що одягу та їжу людина має завдяки своєму розуму.

Саме біологічна зона присутності створює низку зон присутностей для якого вона є творчою абстрактною сутністю. Наразі, такі зони присутності як біокосна та технічна є її повним продуктом.

## **4.2. Біогенна та біокосна зони присутності об'єктів**

У попередньому розділі ми розглянули біологічну зону присутності. Наразі ця зона присутності створює свою вторинну зону присутності, яку можна ще називати біологічною підзоною. Сутність цих підзон полягає у тому, що вони є похідні за своїм генезисом від біологічної зони присутності (БЗП). Отже, будучи за своїм походженням продуктом БЗП, ці зони є індикатором існування цієї зони (БЗП) у тому, чи іншому місці. Наразі ми маємо ситуацію взаємодії БО з оточуючим середовищем. Таких випадків може бути лише три, якщо орієнтуватися на В.І.Вернадського (за п.р. 4.1).

По-перше, це взаємодія косної речовини між собою, яка створює свою специфічну зону присутності (тектоніка, геохімія, геофізика тощо).

По-друге, взаємодія БО між собою внаслідок існування, після чого утворюються рештки (фрагменти) того чи іншого БО. Зазвичай, це послід, кістки тощо.

По-третє, це взаємодія БО з косною речовиною. Сюди необхідно віднести руйнування гірських порід під дією БО. Наразі це коріння рослин, що руйнує скелясті породи, які не слід плутати аналогічним процесом у ґрунті. У класичній геології ці процеси, не дивлячись на схожість, розглядаються з різних поглядів. Це руйнування гірських порід та мінералів під впливом життєдіяльності БО.

По-четверте, це біокосні речовини, що сформувалися як відходи живих об'єктів з наступною метаморфізацією. Як наслідок таких процесів є кам'яне вугілля, торф, сланці тощо.

Звісно, ця систематика відрізняється від запропонованої В.І.Вернадським, проте надає можливість визначення з генезисом тієї чи іншої ЗП. З цього розгляду маємо можливість виділити деякі особливості, які нас цікавлять.

По-перше, перший пункт попереднього переліку зовсім не стосується тематики, яка розглядається, оскільки косна речовина, яка розглядається, є результатом міжвидової взаємодії, який не впливає на наступні три пункти.

Куди більший вплив на формування біогенної зони присутності мають процеси, які відносяться до другого пункту вище означеного переліку. Згідно цієї ситуації внаслідок взаємодії біологічних об'єктів між собою створюється певна біомаса, яка, хоч і відкладається на косній речовині, проте має до неї лише посереднє відношення. У своїй загальній масі це відмерлі рослини та тварини.

За третім пунктом рослини та тварини взаємодіють із косними речовинами і руйнують їх. Найбільш у цьому випадку діють рослини, які своїм корінням розривають різні гірські породи. До того ж, не тільки на суходолі, але й під водою. Серед тварин такі випадки маловідомі, хіба що різні морські молюски, які у різний спосіб намагаються закріпитися на поверхні скелі.

Четвертий пункт повністю співпадає з тезами В.І.Вернадського стосовно біокосних речовин. Наразі це відмерлі рештки флори та фауни, які пройшли процес метаморфізації. Внаслідок такої метаморфізації утворюються осадові породи, такі як нафта, вапно, кам'яне вугілля тощо.

З усього вищесказаного маємо можливість зробити досить вагомий висновок, що існує певний перехід від живої біозони до біокосної. Наразі існує три етапи таких перетворень.

Отже, на першому етапі існує біозона, яка складається з живих організмів, яка існує за принципами самозабезпечення, тобто у режимі «хижак-жертва». Внаслідок життєдіяльності (існування) цієї зони утворюється наступна зона – це зона відходів, отже, це витoki біологічних організмів. Тут необхідно помітити, що більшість таких відходів і витоків є цілком спеціалізовано. Тобто існує ланцюжок з переробки відходів аж доки вони не стануть непридатні до використання у життєвих циклах. Наразі всі ці відходи накопичуються на поверхні земної кулі у вигляді мілкодисперсної зони присутності з частками кісткової фракції. На останньому етапі цей осад проходить процес метаморфізації, перетворюючись на скам'янілості. Якраз на етапі

метаморфізації відбувається процес фіксації біологічної зони присутності у твердому вигляді. Причому ця зона має певну фіксацію у часі.

Метаморфічний тип утворення є характерним для великої групи мінералів. Виникнення цих мінералів і порід пов'язано з дією високих температур та тисків на існуючі мінерали та гірські породи. Геологія пояснює це умовами, які виникають при торканні магми та складаючи її порід. Оскільки такій дії може піддаватися безліч мінералів та гірських порід, то у загальній класифікації відрізняють мінерали та гірські породи, які мають біогенне походження. Такі мінерали мають назву гіпергенних. Виникають ці мінерали на поверхні Землі або самих верхніх шарах земної кори, це моря, океани, лагуни, озера та болота. Утворюються такі мінерали за певних хімічних реакцій, за присутності вологи та атмосферних газів, діяльності підземних вод та води морів, океанів, боліт з участю життєдіяльності організмів. Цей процес частково можна спостерігати за рештками рослин і тварин (рис. 4.4).

На первинному етапі живі тварини утворюють скелети, які необхідні їм у життєвому циклі, рис. 4.4,а та рис. 4.4,б. У подальшому вимерлі тварини та рослини мають залишки, які поступово починають мінералізуватися: перша стадія, рис. 4.4,в; друга стадія за повної мінералізації, рис. 4.4,г та рис. 4.4,д. Третя стадія та метаморфізація – рис. 4.4,е.

Наразі за великої кількості решток скам'янілих рослин та тварин було встановлено низку періодів у житті біологічної зони присутності на земній кулі. Наразі таким розподілом займається геохронологія та стратиграфія. Внаслідок проведених досліджень визначено поняття про п'ять проміжків часу, яким дали назву ери, і які, в свою чергу, поділяються на менші інтервали часу – періоди. Всі ери та періоди мають свої назви та характеризуються відповідним розвитком біологічної зони присутності [3, 8, 12].

Отже, найбільш прадавня, яка охоплює початкові етапи розвитку землі – архейська ера. У цю еру на Землі ще не могло бути ні рослинного, ні тваринного світу.



а)



б)



в)



г)



д)



е)

Рис. 4.4. Процес утворення метармофізованих відкладень у земній корі, де: а) скелет коралі, б) мушля гребінця, в) череп бізона Прінстона, г) скам'яніла деревина, д) скам'яніле коріння дерева, е) скам'яніла метармофізована мушля (вапно)



Вважається, що архейська ера почалася з моменту утворення Землі як планети, а закінчилася за 2 млрд 800 млн років до нашої ери. Її тривалість оцінюють не менше, ніж у мільярд років. Дослідження біологічних шарів архейського періоду показало відсутність органічних залишків. Це виключає можливість застосування палеонтологічних методів для визначення нашарувань. Окрім того, надзвичайна метаморфізованість та здеформованість цих нашарувань виключає застосування інших геохронологічних методів. Ця ситуація не дає можливості констатувати факт біологічної присутності в архейській ері.

Проте вважається, що першими живими організмами були прокаріоти: спочатку гетеротрофні, які використовували органічні сполуки «первинного бульйону», а потім автотрофні бактерії та ціанеї. Виникнення фотосинтезу (ціанобактерій) зумовило накопичення у воді й атмосфері вільного кисню, завдяки чому виник і почав розвиватися процес дихання, який став одним з основних факторів розвитку еволюції [8]. Вважається, що наприкінці архею виникли еукаріотичні організми, які мали повноцінне ядро, що різко збільшило їх можливості до пристосування у середовищі.

Наступна ера протерозойська, яка почалася 2 млрд 800 млн років, тому і тривала більш за 2 млрд років. На початку протерозоя виникли простіші, тобто найбільш примітивні види рослинних організмів, від яких до нас дійшли лише залишки водоростей. Подібні першочинники виникнення зони присутності біологічних об'єктів відображено на рис. 4.4,а. Наразі це лише сучасна кораль аналог протерозойської.

Отже, на початку протерозоя маємо примітивні види рослинних організмів, від яких до нас дійшли лише метаморфізовані залишки. Визначення наявності біоорганізмів у протерозої вкрай складна задача, оскільки осадові нашарування є вкрай спотворені, оскільки пройшли метаморфізацію. Наразі на зону присутності біологічних об'єктів вказують посередні факти. До таких відносяться наявність рослинних залишків у нашаруваннях протерозою (гнейси Магадаскару, 2,5 млрд років). Окрім того, тут знайдено вуглеграфітова

речовина, виникнення якої пов'язано із накопиченням у породі органічних речовин. Одночасно з цим нашарування вуглецевої речовини почасти зустрічаються у інших регіонах земної кулі. У відкладеннях ріфей знайдено молюски, губки та інші органічні відкладення. Це вказує на існування тваринного світу ще більш давнього та недосконалого, ніж на його початку. Наразі геохронологія розподіляє протерозой на п'ять періодів.

Отже, це ранній ріфей ( $Pt_1$  – 700 млн. р.), середній ріфей ( $Pt_2$  – 300 млн. р.), пізній середній ріфей ( $Pt_3$  – 500 млн. р.), пізній ріфей ( $Pt_4$  – 500 млн. р.) та Венд ( $Pt_5$  – 60 млн. р.).

Протягом цієї ери бактерії та водорості досягли винятково розквіту, що супроводжувався потужним відкладенням осадів органічного походження. До того ж, має розвиток певна спеціалізація, так, наприклад, залізобактерії залишають по собі потужний прошарок гідроокису заліза, тим самим вказуючи на свою зону присутності. Одночасно з цим утворилися вапняки та мармури, як залишки скелетів водоростей та найпростіших одноклітинних. З погляду розвитку біогенезу в протерозої розрізняють два періоди.

По-перше, це Ріфей, коли фіксують появу скелетів найпростіших організмів, багатоклітинні організми – попередники плоских та круглих червів.

По-друге, це Венд – позначення появою губок, кишковопорожнинних, сегментованих черв'яків та багатоклітинних водоростей.

Палеозойська ера тривала близько 330 млн. років.

Вважається, що рослинний та тваринний світ цього періоду бурхливо розвивався. Для цієї ери є характерним різновиди папороті: хвощі, папороть, плавуни; земноводні амфібії, плазуни, рептилоїди та примітивні риби. Усередині палеозою з'явилися комахи. З безхребетних широко розвинуті корали (рис. 4.4,а), плечоногі (продуктуси, спіріфери). Палеозой умовно розподіляється на шість періодів: це кембрійський ( $St$  більше 70 млн. р.), Ордовік ( $O$ , 60,0 млн. р.), Сілур ( $S$ , 30 млн. р.), Девон ( $D$ , 70 млн. р.), Кам'яновугільний (55-75 млн. р.), Пермський ( $P$ , 45 млн. р.).

Отже, у кембрії відбулася масова поява тварин з твердим мінералізованим скелетом. Утворилися рифи та велика кількість водоростей.

У Ордовіку велика частина суходолу була покрита водою, що дало розвиток безхребетних тварин медузи, губки тощо. З'явилися панцерні риби. У силурі життя продовжує зосереджуватися у морі. Досягли свого розквіту водорості, губки, корали, різноманітні молюски та членистоногі (трилобіти і ракоскорпіони).

Девон вважається часом розквіту риб. З'явилися попередники земноводних – стегоцефали.

За пермського періоду, коли клімат став більш сухим, спорові рослини (папороть, плавун, хвощ) та плазуни, яким потрібна для розвитку вода, частково занепали. Досить велика кількість просто вимерла.

Наступна ера – Мезозойська (*Mz*), яка тривала 170 млн. р. За цей час тварини та рослини досягають більшого рівня організації, але все ж таки не сягають сучасного. Мезозой вважається ерою розквіту плазунів. Наразі висота деяких тварин сягала 7 м, довжина 20 м, а вага 25 т. З'являються птахи та ссавці. Широко розвинуті амоніти та белемніти. У рослинному світі з'являються хвойні та сагові.

У мезозої відрізняють три періоди: Тріасовий (*T*, 45 млн. р.), Юрський (*J*, 58 млн. р.), Крейда (*Cr(K)*, 70 млн. р.).

Отже, з Тріасу з'явилися справжні кісткові риби та перші ссавці, предками яких були звірозубі ящери.

У Юрський період виникли зубасті птахи (археоптерикс). Вважається, що їх предками були ящери, що лазили по деревах, що з часом привело до необхідності плануючого польоту.

У Крейдяний період відбулася зміна клімату, більша сухість та континентальність призвели до занепаду голонасінних. Почалася ера покритонасінних.

Кайнозойська або неозойська ера (ера нового життя), яка змінила мезозойську 76 млн. років назад, триває до наших днів. У процесі розвитку біоорганізмів за цей час вони все більше і більше стають схожими на сучасні. Для цієї ери є характерним. Розвиток ссавців, птахів, кісних риб, зверхність червононогих та пластинчатозябрових молюсків, розселення дводольних рослин за всією земною кулею. Ця ера на верхівці своєї еволюції тваринного світу призвела до появи чоловікоподібних мавп, а 2-3 млн. років тому – появи розумної людини.

У кайнозойській ері виділяють три основних періоди: палеогеновий (нижньотретинний), неогеновий (верхньотретинний) і антропогенний. Ця ера характеризується зверхністю покритонасінних, комах, птахів і ссавців. За окремих характеристик палеогеновий період характеризується бурхливою тектонічною діяльністю. За неогену встановлюється рівномірний теплий клімат. При антропогенному періоді відбувалися неодноразові зміни з клімату холодного на теплий, сталися заледеніння у середніх широтах Північної кулі. Особливістю антропогенного періоду є те, що примати досягли свого найвищого розвитку, хоча існує зовсім інше твердження у [11]. Таким чином, людина започаткувала антропогенний період. Наразі завдяки діяльності людини за останні 30 тис. років безповоротно зникло від двох до трьох тисяч біологічних видів. Саме людина довела довершеності технічній зоні присутності, яка буде розглянута далі.

#### **4.3. Технічна зона присутності абстрактних об'єктів**

Отже, з попереднього розділу маємо зробити висновок, що антропогенний період є чинником виникнення технічної зони присутності. Для того, щоб знайти межу розподілу між періодами, необхідно чітко сформулювати поняття технічної зони присутності. Для такого критерію ми повинні чітко знати, що саме тим фізичним, хімічним та іншим бар'єром, який дає можливість розшарування зон. Наразі, погляд на те, що виникнення виробів

з каменю та металу є початком технічної зони присутності не витримують критичних зауважень щодо її утворення. Отже, маємо досить важливу проблему, де саме встановити бар'єр, який однозначно вказує на розподіл поміж зонами.

По-перше, маємо необхідність встановити відповідну кількість критеріїв, за якими визначається бар'єр. Отже, оскільки ми не маємо можливості визначитися з технічним впливом косної природи у глиб історичного розвитку Землі, то маємо можливість орієнтуватися на початок розвитку біологічних істот. Отже, ми повинні затвердити тезу, що початок техногенної зони почався з виникненням строматолітів, які утворювали перші корали та губоко. Найбільш пізні відображено на рис. 4.4,а. Необхідно зауважити, що це є більш пізній грубий результат. У загальному контексті ця теза викликає сумніви, оскільки побудова оселі є досить складний технологічний процес, який вимагає певних навичок, які повинні бути записані на генетичному рівні пам'яті. Якщо розглянути складові, то необхідно шукати більш простіші ознаки технічної зони присутності. Якщо орієнтуватися на відносну складність тіла радіолярій тощо, побудова яких відбувається за генетичним принципом, хоча існує досить складне питання, хто вклав цей генотип у найпростіші види тварин, то виникає питання, що є більш просто з технічного погляду. Наразі існує проста технологічна операція прокладання циліндричних ходів хробаками, це досить прості за конфігурацією споруди у вигляді криволінійних циліндрів за перерізом, які являють собою практично ідеальне коло, тобто є точне виконання цих циліндрів. Проте, це не можна назвати найпростішими спорудами, які за своїм принципом є застосування негативної (руйнуючої) технології. При аналізі найпримітивніших технічних зон присутності необхідно до такої найпростішої віднести побудовчу (позитивну) технологію. За цією технологією на першому місці, тобто найпримітивнішої технології, яка полишає за собою зону присутності у вигляді слизької речовини, це слимак. Цю технологію слимаки використовують вже понад 2 млрд. років і досить успішно.

Необхідно помітити, що наявність будь-якого слизу на поверхні являє собою приклад зони присутності саме примітивних живих істот. Отже, якщо ми будуємо відповідний ланцюжок з появи технічних засобів, то саме з цього моменту необхідно починати відлік технічної зони присутності на земній кулі. Тобто, зона присутності біоорганізмів і технічна зона присутності мають паралельний розвиток впродовж всієї історії Землі. Розподіл між природною (біологічною) зоною присутності та технічною відбувається в той момент, коли живий організм починає використовувати оточуюче середовище у своїх цілях. До всього вище сказаного необхідно додати, що, наприклад, ящірка або жучок тощо, залишають по собі сліди на піску, що може бути інтерпретовано, як зона технічної присутності біологічного об'єкту. Проте, це не відповідає дійсності. За архейської ери таких біоорганізмів не існувало, а отже, подібних прадавніх відбитків вони просто не могли залишити. До зони технічної присутності можуть бути віднесені осади гідратів заліза та залізних покладів у протерозойську еру, які, як вважають, є продуктом діяльності залізобактерій. Отже, як видно з попереднього розгляду, ми не маємо можливість визначитись на час виникнення технічної зони присутності. Цей час орієнтовно може складати до 1-2 млрд. років. Зробити такий розподіл на «до» і «після» досить важко, але все ж таки існує один критерій, згідно якого є можливість визначитися не стільки початком існування технічної зони присутності, скільки з можливістю якісної зміни цієї. Тобто, згідно законів ТОНТОР відносно зони присутності [1] маємо можливість визначити подібні переходи, користуючись теоремою про поверхню розподілу та її наслідки. З цього погляду червоногі молюски, хоч і мають мушлю, яку можна вважати шедевром архітектурної досконалості, не можуть вважатися частиною (прикладом) технічної зони присутності, оскільки не є БТО. Єдине, що є фактором впливу на оточуюче середовище, це не тривкий шар слизу, який залишає по собі слимак. Отже, критерієм виникнення нової сходинки у розвитку технічної зони присутності є використання оточуючого середовища для побудови певних об'єктів, які не

можуть створюватися у природі самі по собі. Так, наприклад, ручайник будує собі трубочку з сміття та слини, в якій живе, ця конструкція захищає його від хижаків. Така трубочка вже є втіленням технічної зони присутності за більш високого рівня, ніж звичайний «тунель» хробака. Споруди, подібні до ручайників, будують безліч тварин. Достатньо згадати птахів, які споруджують свої кубельця на землі, під землею, на воді, на деревах та кущах. До того ж, існує безліч технологій побудови подібних споруд. Водночас, слід зважити на те, що ці побудови слугують не стільки захистом майбутніх поколінь від хижаків, скільки захистом від навколишнього середовища. Так, наприклад, птахи будують кубла на половину відкриті, тобто у вигляді напів кулі. Лише деякі птахи будують кубла з виходом у бік або вниз. За такою побудовою птах під час перебування у кублі має захист знизу, тобто тої частини півкулі, яка для нього найменш контролюєма. Верхня частина найбільш підконтрольна самим птахом і у побудові немає необхідності. Наступний етап, який можна виділити у процесі розвитку біологічної зони, це створення нею примітивних інструментів та зброї. Для розуміння цього ступеню технічного розвитку зони сформулюємо поняття, що є інструментом, і що є зброєю. По-перше, необхідно зауважити, що і те, і друге можуть бути речами подвійного застосування як, наприклад, звичайний ніж.

Таким чином, під інструментом будемо мати на увазі будь-який абстрактний об'єкт, що дозволяє посилити фізичні параметри біологічного об'єкту.

Під зброєю слід розуміти будь-який абстрактний об'єкт, який дозволяє абстрактній сутності знищувати інші об'єкти, які загрожують його існуванню. Необхідно звернути увагу на такі поняття, як «посилити» та «знищити», які становлять різницю між інструментом та зброєю. Проте, історично так склалося, що інструмент спочатку набув розвитку у тваринному світі, а поняття зброї ввела людина. Для тварини палички та камінці це є інструмент. Для людини паличка перетворюється на палицю, а камінець – на камінь. При цьому

вони набувають властивостей зброї. Це є черговий стрибок технології і, як наслідок, технічної зони присутності. Саме з цього моменту вважається початок техногенної ери.

Наступним етапом у розвитку було виготовлення інструменту та зброї з кремнію [15, 29, 30]. Нові можливості матеріалу забезпечили можливості побудови складних механізмів для добутку їжі та полювання. Як наслідок, виникли ножі, списи, лук та стріли, сокири. Людина вийшла з печер і почала будувати будинки та захищені ззовні поселення.

На наступному етапі розвитку людина зробила черговий стрибок у розвитку технічної зони присутності (ТЗП). Це винайдення способу плавлення металів (бронзова епоха). Отримання такого стрибка стало можливим завдяки розвитку гончарного виробництва, яке йшло паралельно розвитку зачатків металургії. Поява бронзи дозволила покращити рівень все тих же самих інструментів та зброї. І хоча бронза за твердістю поступається кремнію, проте технологічність процесів виготовлення інструменту, зброї та інших вкрай необхідних речей господарства призвела до остаточної перемоги бронзи.

Наступний ступінь розвитку технічної зони присутності пов'язаний з появою сталі. Саме хімічний елемент заліза та його з'єднання досяг такого рівня, що зараз ми все ще перебуваємо у його технічній зоні присутності. Саме сталь дала можливість виробляти інструменти та зброю у великій кількості, тобто створити масове виробництво. Наразі наша сучасна технічна зона присутності відрізняється від технічної зони багато тисячолітньої давнини лише якістю виготовлення металевих виробів. Отже, з появою сталі можна закінчити розгляд ступенів розвитку технічної зони присутності. Якщо ми звернемося до археології, то саме цими етапами розвитку ми маємо можливість визначитися з розмірами тієї чи іншої технічної зони присутності.

Стосовно технічної зони присутності необхідно зауважити, що в ній є можливість виділити деякі підзони.

По-перше, необхідно розглядати ТЗП або дискретно, або зливо.



До дискретної необхідно віднести окремі технічні об'єкти. Такі приклади можна знайти, якщо розглядати окремі ТО у просторі. Наприклад, у місті багато автомобілів, що є ознакою ТЗП високої щільності, але у пустелі автомобіль може бути, а може і не бути. Якщо він і є, то не зрозуміло, що він там робить, а по-друге, це означає технічну зону присутності. Аналогічна ситуація виникає коли ми розглядаємо навколоземний простір. Кількість об'єктів, які мають штучне походження, перевищує кілька десятків тисяч, тобто це практично суцільна технічна зона присутності, особливо якщо врахувати їх панданні зони.

У підсумку необхідно зазначити, що прояви технічної зони присутності досить різнобарвні і зробити їх розгляд у межах одного підрозділу просто не реально за браком місця.

#### **4.4. Біоакустична зона присутності абстрактних об'єктів**

Всі біологічні об'єкти без виключення мають властивість руху в просторі і, як наслідок, утворення звукової хвилі у середовищі, хоча для біологічних об'єктів оптична зона присутності є основним засобом спілкування [12]. Проте звукова зона присутності з використанням акустичних та вібраційних фізичних явищ теж займає важливе місце у житті кожної живої істоти [12]. Основним чинником у цьому випадку є те, що перебуваючи у такому середовищі як повітря, а тим більше вода або земля, дуже вигідно використовувати властивості їх здібності до передачі механічних коливань. Якщо у повітрі оптична зона присутності практично не обмежена, під водою це у кращому випадку десятки метрів, то під землею такі можливості дуже обмежені або зовсім відсутні. Акустичні хвилі мають здібність до зростання швидкості та розмірів зони присутності при зростанні щільності середовища. Таким чином, розвиток засобів існування у процесі еволюції призвів до активного використання АЗП. Наразі, форми застосування АЗП вимагали відповідного розвитку джерел утворення акустичних коливань, до того ж, практично у всіх

видів живих істот. Основне призначення, це створення зони присутності самця або самки під час парування. На такому етапі зупинився розвиток у комах, які створюють різні елементарні звуки для позначення свого розташування у просторі. До того ж, ці звуки мають спектральні складові, які притаманні визначеному виду комах. Перша частина визначає вид, друга – стать [18, 19, 31]. Звуки на зразок стрекотіння утворюються внаслідок тертя різних щитків та лапок з надкрильцями. Плазуни та земноводні починають використовувати свої легені, в які набирають повітря, і утворюють звук по видиху. Жаби, наприклад (самці), мають два додаткових міхура задля отримання більшого ефекту (гучності) за період парування [21]. Кажани використовують ультразвукові писки для знаходження комах та орієнтування у просторі. Дельфіни мало того, що роблять те саме у воді, а і спілкуються між собою. На сьогодні відомо більше двохсот звукових сигналів (слів), якими вони користуються [21, 22, 23]. Риби використовують зябра та плавальні міхури для створення звуків у інфранизькому діапазоні [8, 19]. Птахи мають досить широкий діапазон створення різних звуків [22, 24, 25, 28]. До того ж, ці звуки мають змінюватися від досить простих до доволі складних, як наприклад, співи зі зміною інтонацій, тембру та певною мелодією.

Ссавці теж мають доволі розвинутий голосовий апарат. Ці тварини мають голосові зв'язки, які надають можливості модуляцій у досить широкому діапазоні. Кількість комбінацій така, що знайти двох з однаковим голосом не можливо. Еволюція людини пішла ще далі, оскільки умови життя вимагали інтенсивного спілкування, це, в свою чергу, вимагало ідентифікації спільних понять [30]. До того ж кількість понять на багато перевищувала звичайну мову жестикуляції. Як наслідок, це призвело до значного розвитку голосових зв'язок та вміння користуватися ними для створення мовного підґрунтя [15, 29]. Найдавніші відомості з виникнення людини (археологічні) відносяться до 3,5-4,5 млн. років до н.е. [8, 15, 17]. Тобто, за кілька мільйонів років людська мова була сформована як така. Водночас, людське горло у процесі еволюції досягло

свого найвищого розвитку у порівнянні з іншими ссавцями. Наразі, згідно твердженню фахівців, людська голосова потужність до утворення 44 фонем (звуків), які нам відомі як абетки (латина, кирилиця, іврит тощо). Мало того, кожна фонема має свої нюанси при вимові. Фонема складають певні слова, які є засобом передачі інформації. Але інформація вимагає зберігання та передачі на відстані значно більше, ніж це може почути або створити звук тварина та людина. Як наслідок, виникла писемність як засіб зберігання та передачі інформації. Водночас, «зберігання» визначає часову координату інформації, а «передача» - просторову координату розповсюдження. Як приклад, можна навести бібліотеку, для якої головною дією є зберігання інформації у часі. Користування бібліотекою є розповсюдження інформації у просторі. Передачу інформації у просторі виконує будь-яка звичайна радіостанція, відстань, на яку розповсюджується інформація, носієм якої є радіохвилі, є залежна не від її змісту, а від потужності джерела хвиль та чутливості радіоприймача. В основі як зберігання, так і передачі полягають два основних фактори.

По-перше, це необхідно мати носій інформації. Це може бути деревина, кераміка, папір, радіохвилі, звук тощо.

По-друге, це необхідна система знаків, яка відповідає певному поняттю. Під такими поняттями певної інформації можуть бути знаки, яким присвоєна відповідна інформація (елементарні знаки, літери) або складні інформаційні об'єкти, які пояснюють закінчену дію (знаки-вказівники, ієрогліфи) [29, 30]. Перша проблема носія є проблемою розвитку цивілізації (технічної зони присутності), тобто у якості носіїв можна було використовувати будь-яку АС, на поверхні якої можна було відобразити відповідні знаки, наприклад новгородські берестяні листи. Такий процес тривав поки інформаційні повідомлення мали поодинокий характер. Але настав час, коли інформаційні об'єми перевищили розміри перших документів, і тоді стався лінгвістичний ривок. З цього моменту зона інформаційної присутності почала швидко зростати. Наступний сплеск інформаційної зони почався з моменту винайдення

процесу друку Гутенбергом. З удосконаленням цього процесу різко почали розширюватись межі зони інформаційної присутності. Потім з'явилися носії звукової інформації у вигляді циліндрів, пластинок та магнітних плівок, надалі з'явилися цифрові засоби носіїв інформації.

Другою вимогою до передачі інформації є створення знаково-символічної абетки, яка б задовольняла можливості максимально стислої та якісної системи запису. Наразі у людського горла та слуху існує бар'єр у 44 фонемі. Відповідно до цього є можливість створення лише 44 літер. У лінгвістиці вважається, що якщо кількість літер у абетці більше за 44, то це означає, що мова має ієрографічний характер. Так, наприклад, японська має 12000 ієрогліфів, китайська – 15000. На разі старокорейська мала 8000 ієрогліфів, але 500 років назад була замінена літерно-ієрогліфічною. Проте, збереглося 1200 ієрогліфів, які являють собою назви населених пунктів, імена людей, їх посади тощо. У порівнянні з Китаєм та Японією Корею можна вважати більш прогресивною у цьому напрямку. Попри це збереглася старовинна вада. Не зважаючи на наявність літер, слова пишуться складами з літер у вигляді ієрогліфів. У Європі мали кілька шрифтів-абеток, у яких фонемі мали різний запис. Наразі існує 23 абетки, у яких є повні аналоги української мови на 33 літери [32]. Окрім того у Європі існує латина – 26 літер, грецька – 24 літери, кирилиця – 33. Окрім цього в світі існує дуже велика кількість абеток, які обслуговують свої мови. У випадку порівняльного аналізу літературного та ієрогліфічного письма виявляється низка розходжень як позитивного, так і негативного плану. Перевага ієрогліфа над звичайною абеткою полягає у тому, що ієрогліф утримує під собою ціле поняття, тобто є можливість одним ієрогліфом записати об'єм інформації, яка під силу лише літерному реченню. Але водночас кількість варіантів можливих ситуацій абсолютно не підвладна ієрогліфам, оскільки за спектрального аналізу (тобто його ширини) ми отримуємо досить слабку інформаційну передачу. Більш старші за віком є рези, які за своєю суттю являють собою прості позначки, пов'язані з якимись життєвими випадками.

Отже, за спрощеного порівняння виявляється, що зберігання інформації в ієрографічному вигляді, хоч і має компактність запису, але має спектральну обмеженість понять. Наприклад, за цієї ситуації у цих мовах відсутнє поняття технічне поле, наприклад магнітне, електричне тощо. Досить часто у технічних статтях замість ієрогліфів пишуть назву поля англійською. Літерне письмо теж має свої нюанси, які в основному стосуються національних мов.

Аналізуючи будь-яку національну мову, необхідно пам'ятати, що всі спектри, які виробляються на території, де мешкає визначена нація, все підкоряється спектру абстрактної сутності, тобто поверхні Землі. Все, що не співпадає з цим спектром, рано чи пізно буде або перетворено або знищено. Отже, у цьому погляді можна розглянути поширення мови на теренах Європи. Наразі ми маємо можливість провести відповідне дослідження, оскільки існує ціла низка досліджень з цього питання у сучасній літературі [8, 15, 29, 32, 33]. Отже існує досить цікавий факт скорочення літер від 42 до 33, а у Європі – 26. У деяких мовах деякі фонемі є або мало вживаними або рідко вживаними. Як наслідок, якщо ви подивитесь у будь-який словник, то необхідно зважати на ситуацію, з якої мови, на яку він складений. Достатньо порівняти два будь-яких словники (двомовні). Наразі можна потрапити на ситуацію, коли кількість фонем однієї мови не співпадає з відповідною кількістю фонем іншої. Таким чином, коли зона присутності землі, на якій проживають БО, повністю залежні від її спектру [1]. Як наслідок, замість цих літер-фонем будуються конструкції з кількох літер, які означають якусь фонему. У англійській закон фонема – літера ще більш порушена. Тут прийнято принцип, коли фонема відтворюється не від абеткового звучання, а від її позиції у слові та кількості. Проте, завдяки своїй примітивності вона має досить широке поширення не завдяки своїй якості, а завдяки широкому поширенню. Окрім подібних ознак та властивостей, існує ситуація спотворення слів і, як наслідок, фонетичного звучання. Серед найбільш відомих це спотворення українських слів та фонем при переході у московський язык (російська). Триста років назад московська говірка вважалася

угоро-фінським діалектом, але завдяки активному привласненню всього українського вона поступово стала вважатися слов'янською. Наразі російська використовує чотири способи спотворення, які характерні не лише для московської говірки, а і для інших. Пов'язано це з тим, що навіть у межах однієї держави існують місцеві діалекти, коли ті чи інші фонemi або спотворюються або взагалі не вимовляються [32, 33]. Отже, кожна мова має свої специфічні риси (характеристики), які за своїм комплексом відрізняють її від інших світових мов.

Для української мови визначено 82 специфічні риси, які відрізняють її від інших 14 слов'янських мов, і є унікальними без аналогів. Проте, є риси, які об'єднують слов'янські мови в одне ціле.

Таким чином, серед 82 специфічних рис української мови можна визначити наступний склад: виключно українських рис – 34; ексклюзивно україно-білоруських – 4; ексклюзивно україно-московських – 0.

Таблиця 4.4. Узагальнені аналогії української мови з іншими слов'янськими мовами

Західна Європа	Територія сучасної Германії	Верхньолужицька – 29
		Нижньолужицька – 27
		Полабська – 19
Центральна Європа	Білорусь Чехія Словаччина Польща	Білоруська – 29
		Чеська – 23
		Словацька – 23
		Польська – 22
Південна Європа	Хорватія Болгарія Сербська Македонія Словенія	Хорватська – 21
		Болгарська – 21
		Сербська – 20
		Македонська – 20
		Словенська – 18
Східна Європа	Росія	Російська - 11

Отже [32, 33], доводиться прадавність мови як такої, а поширеність у географічному розумінні цього слова від периферійних слов'янських мов – полабської, словенської, московської. Наразі такий значний вплив української мови на інші слов'янські мови можна було б пояснити Руського королівства, яке прийшло на заміну Київській Русі. Ця країна охоплювала велику територію, до якої входили північна Україна, Білорусь, Литва, південна Польща та Словаччина з XII по XVI сторіччя. Проте, це не пояснює більш глибинні розвідки, тобто звичайну топоніміку, а саме те, що по всій цій території безліч українських назв. Атопоніми, як відомо, старші за будь-яку державу, бо утворюються разом з мовою. Сюди необхідно додати ще одне зауваження, яке посередньо вказує на стародавність української мови, оскільки дослідженнями ЮНЕСКО було проведено на пошук найбільш м'якої мови за спектральним фонемним аналізом, отже, за результатами цього аналізу українська мова увійшла до десятки найбільш м'яких мов світу. Але створити м'який звук можливо лише за відповідного пристосування людського горла до вимови різних фонем. Окрім того, з лексики виключаються або мало використовуються слова, які дають велике навантаження на горло. З фізики нам відомо, що будь-яка система намагається мати мінімальні енергетичні витрати на якусь закінчену дію шляхом оптимізації. Людське горло мало еволюційні зміни десятки тисяч років? поки навчилося нормально розмовляти з меншою енергетикою витрат. Отже, чим більш м'яка мова нації, тим вона більш древня, оскільки вона пройшла більший еволюційний час. Отже, у підсумку необхідно зауважити, що будь-яка мова розповсюджується завдяки носіям, а кордони держави є межами її застосування.

## Висновки до розділу 4

У розділі розглянуто утворення та особливості існування паразитних зон присутності абстрактних об'єктів.

Таким чином, до паразитних віднесено біологічну, біогенну, біокосну зони присутності об'єктів, а також оптичну, акустичну зону. Окремою важливою для отримання інформативного об'єму паразитною зоною визначено технічну зону присутності, яку утворюють поряд з біологічними об'єктами не тільки тяж біологічні, що виконують природні технічні функції, а й технічні об'єкти, створюючи інтегровані польові структури біотехнічної групи об'єктів. Розглянуто зони виключно різновидів біологічних об'єктів, їх технічні можливості зв'язків між типовими для групи об'єктами, а також різних груп абстрактних об'єктів.

Показано, що взаємодія таких зон має визначати силові зв'язки між різними абстрактними об'єктами, сукупність яких утворює складні польові структури, їх параметри залежать від плинного стану цих об'єктів. Це дозволяє проводити діагностику інформаційного стану як групи взаємодіючих об'єктів, так і кожного об'єкта окремо.



#### Перелік посилань до розділу 4

1. Г.С. Тимчик, В.І. Скицюк, Т.Р. Ключко. *Теорія біотехнічних об'єктів. Том 1. Узагальнені фізичні властивості об'єкта: монографія. Київ, Україна : НТУУ «КПІ». 2016.*
2. Тимчик Г.С., Скицюк В.І., Ключко Т.Р.. *Теорія біотехнічних об'єктів. Том 2. Динаміка польових взаємодій об'єктів. Київ: ТОВ «Інтердрук», 2017. 224 с., іл.*
3. Скицюк В.І., Ключко Т.Р. *Физика технологии ТОНТОР: монография. Саарбрюкен (Германия): ИД LAP Lambert Academic Publishing, 2015. 332 с.*
4. *Eduard Suess. Die Entstehung der Alpen. Wien: Publisher W. Braumüller. 1875. 168 p.*
5. В.И. Вернадский. *Биосфера и ноосфера. Москва, Россия : Айрис-Пресс, 2004. 576 с.*
6. В. И. Вернадский. *Химическое строение биосферы Земли и её окружения. Москва, Россия : Наука, 2001.*
7. В. І. Вернадський. *Вибрані праці. Київ : Наукова думка, 1969. 437 с.*
8. В.О. Мотузний. *Біологія: Навч. посіб.; за ред. О.В.Костильова. 2-г вид., стер. Київ: Світ успіху, 2009. 751 с.: іл.*
9. Grygorij S. Tymchyk, Volodymyr I. Skytsiouk, Tatiana R. Klotchko, Pawel Komada, Akmaral Tleshova, Kanat Mussabekov, “Determination of the interaction of field structures in the presence area of abstract objects”, *Optical Fibers and Their Applications*, 2018, vol. 11045, pp. 110450Y, *International Society for Optics and Photonics*, 2019/3/15.
10. V. I. Skytsiouk, T. R. Klotchko, “Determination of the coordinates of the pathological zones in the mass of the biological object”, *Microwave & Telecommunication Technology, (IEEE Xplore)*, vol. 2, pp. 1083-1084, 2013.
11. Акимущкин И.И. *Мир животных. В 2-х томах. Москва: Молодая гвардия, 1971.*

12. *Биологическое сигнальное поле млекопитающих. Коллективная монография; под ред. А.А. Никольского, В.В. Рожнова. Москва, Россия: Товарищество научных изданий КМК, 2013.*
13. *В.И. Артамонов. Редкие и исчезающие растения (По страницам Красной книги СССР): Кн. 1. Москва: Агропромиздат, 1989. 383 с.*
14. *И.А.Губанов, В.С.Новиков, В.Н.Тихомиров. Определитель высших растений средней полосы европейской части СССР: Пособие для учителей. Москва: Просвещение, 1981. 287 с.*
15. *Constantin Bogoescu, Alexandru Dabija, Emil Sanielevici. Atlas Zoologic. Autori 1892-1971. București: Editura Didactică și Pedagogică, 1980. 240 p.*
16. *М.Я.Зерова, Ю.Я.Єлін, С.М.Коз'яков. Гриби їстівні, умовно їстівні, неїстівні, отруйні. Вид. 3-є, доп. та переробл. Київ: Урожай, 1979. 231 с.*
17. *Г.Крумбигель, Х.Вальтер. Ископаемые. Сбор, препарирование, определение, использование. Москва: Мир, 1980. 336 с.*
18. *В.М.Єрмоленко, З.Ф.Ключко. Визначник комах. Київ: Радянська школа, 1971.*
19. *В.Я.Станек. Иллюстрированная энциклопедия насекомых; под ред. Е.Г.Бацылева. Прага: Издательство «Артия», 1977. 560 с.*
20. *Ст. Франк. Иллюстрированная энциклопедия рыб. 4-е изд., 1984. Под ред. П.А.Моисеева. Прага: Издательство «Артия», 1975. 560 с.*
21. *А.Г. Банников, И.С. Даревский, В.Г. Ищенко, А.К. Рустамов, Н.Н. Щербак. Определитель земноводных и пресмыкающихся фауны СССР. Учеб. пособие для студ. биол. специальностей пед. ин-тов. Москва: Просвещение, 1977. 415 с. с ил.; 16 л. ил.*
22. *О.М.Цвєлих. Шкільний визначник хребетних тварин. Київ: Радянська школа, 1983. 256 с, ил.*
23. *И.П. Сосновский. Редкие и исчезающие животные: По страницам Красной книги СССР. Москва: Металлургия, 1987. 367 с., ил.*

24. Р.Л.Бёме, А.А. Кузнецов. *Птицы открытых и околородных пространств СССР: Полевой определитель. Кн. для учителя. Москва: Просвещение, 1983. 176 с., ил., 32 л. ил.*
25. В.Е.Флинт, Р.Л.Бёме, Ю.В.Костин, А.А.Кузнецов. *Птицы СССР; под ред.. Г.П.Дементьева. Москва: Мысль, 1967. 637 с. (Справочники-определители географа и путешественника).*
26. С.Н.Баккал, А.В.Бардин, И.С.Даревский и др. *Редкие животные нашей страны. Ленинград: Наука, 1989. 311 с.*
27. Геродот. *История. Москва : ОЛМА-ПРЕСС Инвест; 2004.*
28. Dr. Adolf Heilborn, Friedrich Böhme: *Liebespiele der Tiere. Leipzig Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., 1950.*
29. C.Keith Wilbur. *The New England Indians. The Globe Pequot Press. 1996. 123 p.*
30. Р.Малинова, Я.Малина. *Прыжок в прошлое: Эксперимент раскрывает тайны древних эпох; пер. с чеш.: коммент. и послесл. Е.Н. Черных. Москва: Мысль, 1988. 271 с.: ил.*
31. М.П. Корнелио. *Школьный атлас-определитель бабочек: Кн. для учащихся. Москва: Просвещение, 1986. 255 с., ил.*
32. *Космос древньої України. Трипілля-Троянь. «Індо-Європа», «Європейський телеграф». Київ, 1992. 303 с.*
33. С.Наливайко. *Тисяча найновіших тлумачень давніх українських назв, імен, прізвищ (на індоіранському матеріалі): довідник. Київ: Євшан-зілля, 2008. 360 с.*