

Клапченко Василь Іванович

Кандидат технічних наук, доцент, доцент кафедри фізики, <https://orcid.org/0000-0002-4093-5500>
Київський національний університет будівництва і архітектури, Київ

Кузнецова Ірина Олександрівна

Асистент кафедри фізики, <https://orcid.org/0000-0003-1800-1733>
Київський національний університет будівництва і архітектури, Київ

Краснянський Григорій Юхимович

Кандидат фізико-математичних наук, доцент, доцент кафедри фізики, <https://orcid.org/0000-0002-2421-1270>
Київський національний університет будівництва і архітектури, Київ

УНІВЕРСАЛЬНИЙ МЕХАНІЗМ РОЗВИТКУ ПРОЦЕСІВ САМОУПОРЯДКУВАННЯ В СИСТЕМАХ ТОТОЖНИХ ЧАСТИНОК

***Анотація.** Виходячи з гіпотези про існування хвильової далекодії та її ролі в розвитку процесів самоупорядкування, висловлену нами в попередніх роботах, проведено методологічний аналіз застосовності хвильових уявлень у системах тотожних частинок. Основну увагу в аналізі приділено питанням практичного застосування хвиль де Бройля в системах частинок, що взаємодіють. З цією метою переглянута теорія Бора атома водню та відкориговані невідповідності в ній, які протирічать сучасним уявленням. Зроблено два висновки: хвильові представлення частинок мають матеріальний характер; довжину хвиль де Бройля слід визначати через відносний імпульс взаємодіючих частинок. На основі матеріальності хвильових представлень визначено особливості довгохвильової взаємодії частинок. Підкреслено, що в багатьох проявах така взаємодія носить резонансний характер. Ця взаємодія і є фундаментом для універсального механізму розвитку процесів самоупорядкування в системах тотожних частинок. Представлено алгоритм виникнення та функціонування універсального механізму. Умовою виникнення завжди є будь-яке виведення системи зі стану ізотропного хаосу і формування стартової підгрупи частинок з однаковими за величиною та напрямом імпульсами. Найпоширенішою причиною, що призводить до виконання умови, є моноенергетизація спектру частинок системи. Збудником механізму виступають прямі зіткнення частинок, при яких ймовірність довгохвильових представлень найвища. Розвиток механізму обмежений лише виконанням перколяційної умови – подоланням порогу протікання. Кінцевою стадією механізму є формування надтекучої компоненти – своєрідної макрочастинки, яка не взаємодіє зі стінками та іншими молекулами. Характерною хвильовою ознакою такої макрочастинки є її когерентність. Проаналізовано кілька фінальних стадій розвитку процесів самоупорядкування для типових особливих явищ в системах тотожних частинок.*

***Ключові слова:** довжина хвиль де Бройля; довгохвильова далекодія; моноенергетизація спектру; поріг протікання; когерентність*

Вступ

Загальний висновок до попередніх робіт [1–3], сформульований авторами в [3], зводиться до такого: математична подібність в описанні критичних явищ та фазових переходів другого роду в складних системах тотожних частинок була б неможливою, якби не існувало єдиної фізичної причини для їх прояву. А це передбачає існування *єдиної фізичної природи* цих явищ.

Водночас, єдина фізична природа стане очевидною, якщо доведені дві обставини: *однакові умови виникнення (чи існування) та універсальний*

механізм дії. На сьогодні очевидно є поки лише виконання умови існування процесу самоупорядкування – моноенергетизація спектру тотожних частинок, яка може відрізнитись способом формування, обсягом та ступенем монохроматизації. Точніше, мова йде про набуття помітною групою частинок системи однакового за модулем імпульсу.

Стосовно універсального механізму дії в [3] наведено лише кілька загальних фраз. Формально це означає, що ми висловили лише гіпотезу про механізм, в основі якого лежить врахування хвильових властивостей частинок. Зробити цей механізм зрозумілим та очевидним насправді важливо, але важко, оскільки на заваді такої

очевидності стають методологічні бар'єри, які виникли як неповне розуміння корпускулярно-хвильового дуалізму матерії (КХД) ще з моменту гіпотези де Бройля (з 1923 р. дотепер).

Цьому універсальному механізму вирішено приділити особливої уваги.

Мета статті

Ми з легкістю сприймаємо наявність хвильових властивостей у електронів, протонів та інших елементарних частинок. В той же час хвильові властивості утворень з них – атомів та молекул – видаються нам своєрідною екзотикою.

Метою роботи є спроба не тільки аргументовано довести реальність хвильових проявів частинок, але й можливість організації на їх основі специфічного універсального механізму довгохвильової взаємодії, який здатен пробудити в системах тотожних частинок процеси самоорганізації.

Постановка задачі

Філософська проблема КХД

Рівно століття пройшло з моменту формулювання де Бройлем [4] гіпотези про наявність хвильових властивостей у частинок матерії з довжиною хвилі, яка визначається рівнянням:

$$\lambda_{\text{дБ}} = \frac{h}{p}, \quad (1)$$

де p – імпульс частинки.

Це поклато початок загальним уявленням про корпускулярно-хвильовий дуалізм матерії. І одночасно призвело до низки проблем, першою з яких є філософсько-фізична проблема невизначеності природи цих хвиль.

Філософсько-фізична дискусія серед фізиків з цієї теми [4 – 10] точиться не одне десятиліття і стосувалась альтернативи: хвильовий процес для частинок є або *матеріальним об'єктом* (Шредінгер, де Бройль [4], Яноші [5]), або хвилею ймовірності, як в квантовій механіці (Борн, Бор [6], Гейзенберг [9]). Спроби примирити позиції [7; 8; 10] закінчились мовчазною згодою про те, що природа хвиль не буде мати значення, якщо у фізичних розрахунках хвильових процесів застосовувати методіку врахування хвильової функції, загальноприйняту в квантовій механіці [11].

Тобто на сьогодні проблема стала виключно філософською, яка не створює перешкод при розв'язанні практичних задач з фізики, а отже, і для нас вона не буде перешкодою.

Однак автори вважають за потрібне наголосити, що схилиються до думки про матеріальність хвильових процесів, вважаючи їх хвильовими представленнями самих корпускул. Аргументація, як

і в де Бройля [4] та Яноші [5], проста: перехід корпускула-хвиля (і навпаки) не обмежений швидкістю світла у вакуумі, тому що відсутній безпосередній перенос енергії-маси. Як приклад Яноші [5] наводив фотон, який, на його думку, в будь-який момент часу може стати хвильовим представленням різного виду, причому такий перехід відбувається з нескінченною швидкістю. І після цього його яскравий висновок: «фотон інтерферує сам із собою!»

Методологічний бар'єр КХД

Для безпосереднього застосування КХД до фізичних задач більш важливою є невизначеність з величиною імпульсу частинки у формулі (1). Ця невизначеність породжує цілу низку інших невіршених запитань до (1). Зокрема, якщо імпульс абсолютний, то не зрозуміло, як вибрати цю абсолютну систему відліку. Більше того, необхідно приймати рішення, що формула (1) дає лише одне представлення, протяжність в часі якого – знову невизначена.

Ще довшою буде низка запитань у випадку, якщо імпульс відносний. Тоді відразу виникає питання – по відношенню до чого? Відносно будь-якого іншого тіла чи тіла, з яким відбувається взаємодія? Чи це від взаємодії не залежить? Таке представлення одне чи їх може бути безліч? Як довго кожне з них існує? Чи мають значення хвильові властивості іншої частинки, що бере участь у взаємодії? І що передує – взаємодія частинок, а потім хвильові властивості, чи спочатку хвильові властивості і – як наслідок – поява взаємодії?

Список може бути неповним. Проте, незважаючи на таку кількість невизначеностей, рівняння (1) доволі широко використовується у фізиці і дає правильні результати. Це своєрідна хитрість фізиків, оскільки врахування хвильових властивостей проводили, переважно, для двох типів задач: дифракції (або інтерференції) частинок на екранах (решітках) [12] чи розсіянні частинок іншими частинками [13].

В обох випадках обиралась нерухома лабораторна система відліку, в якій екран чи об'єкт, що розсіює потік частинок, вважались нерухомими. Тоді невизначеність у виборі імпульсу нівелювалась, тому що імпульс частинки в нерухомій системі збігається з відносним імпульсом частинки – об'єкт. Звісно, що взаємодія частинки передбачалась і лише з одним об'єктом, тоді хвильові властивості частинки – однозначні, а хвильовими властивостями об'єкта можна було нехтувати.

Для нашого дослідження ми не можемо піти таким обхідним шляхом, оскільки в системі з великою кількістю N тотожних частинок, які взаємодіють між собою та рухаються зі змінними за

величиною та напрямом швидкостями, неможливо обійтись однією спрощеною моделлю. Хвильові властивості частинок нам слід враховувати в усьому різноманітті їх можливого прояву.

Передусім необхідно бути впевненим у способі визначення імпульсу, що входить у формулу (1). З цього приводу у нас з'явилась надія на те, що визначитися з цією проблемою нам допоможе атом водню – найбільш компактне утворення хвильових представлень електрона та протона. Власне, не сам атом, а його описання, особливо перехідна стадія від уявлень про корпускулярну модель до її хвильової інтерпретації.

Тобто мова йде про необхідність ще раз звернутись до квазікласичної теорії Бора атома водню. Причому розглянути її з врахуванням 110-річного досвіду в розвитку атомістичних уявлень.

Виклад основного матеріалу

Теорія Бора атома водню

Нагода звернутись до цієї теорії з'явилась у авторів дещо раніше і з інших міркувань [14]. У роботі [14] привернуто увагу на необхідність внесення коректив у постановку задачі про атом водню, щоб інтерпретація результатів не протирічила сучасним уявленням. З цими корективами вона нами була розв'язана [14]. Кінцевий результат (рівні енергії атома водню) повністю зберігся, проте зникли всі протиріччя з інтерпретацією.

Ми не будемо повторювати весь розв'язок, а сконцентруємо увагу лише на проблемах інтерпретації. А для зручності, скористаємось рисунком з роботи [14] (рис. 1).

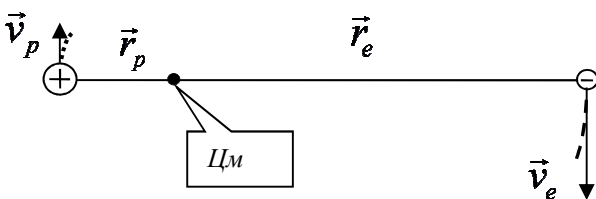


Рисунок 1 – Схематичне зображення протона та електрона в планетарній моделі атома

1. Одна з перших «хвильових» інтерпретацій теорії Бора [6], яка стала канонічною та ввійшла у всі підручники з фізики, стосувалася правила відбору стаціонарних орбіт:

$$m_e v_e r_e = n\hbar. \quad (2)$$

Фізичний «корпускулярний» зміст цього правила, з точки зору теорії Бора, означав квантування моменту імпульсу тільки електрона. Тоді при визначенні імпульсу електрона через його

абсолютну швидкість в нерухомій системі відліку $p_e = m_e v_e$ та врахуванні формул (1) та (2) припустимо є така «хвильова» інтерпретація орбіти електрона:

$$2\pi r_e = n \frac{h}{m_e v_e} = n\lambda_{обЕ}. \quad (3)$$

Тобто стаціонарними орбітами у електрона є такі, довжина траєкторії яких кратна довжині хвилі де Бройля.

Таке трактування вважалося доволі переконливим, щоб сприймати теорію Бора правильною квазікласичною теорією атома. При цьому хвильові властивості протона в цій моделі нікого не зацікавили. Насправді це дивно, тому що, відповідно до гіпотези де Бройля, хвильові властивості притаманні *всім частинкам*. Ймовірно, справа в іншому. Якщо за тими ж правилами для моделі рис. 1 визначити дебройлівську довжину хвилі протона, то вона виявиться рівною довжині хвилі електрона:

$$\lambda_{обP} = \frac{h}{m_p v_p} = \frac{h}{m_p (m_e / m_p) v_e} = \lambda_{обЕ}. \quad (4)$$

А ця обставина робить не коректною всю хвильову інтерпретацію моделі атома.

2. Причину такої некоректності ми з'ясували [14]. Обумовлена вона тим, що на час створення теорії Бора (1913 р.) ще не було уявлення про спін мікрочастинок, який для фотона точно дорівнює \hbar . У такому разі, з огляду на нинішній рівень знань мікросвіту, сформульоване у вигляді (2) правило відбору стаціонарних орбіт порушувало закон збереження моменту імпульсу.

Дійсно, перехід електрона з вищої стаціонарної орбіти на нижчу (який відбувається з випромінюванням фотона) задовольнятиме закон збереження моменту імпульсу тільки тоді, коли вся система атома стрибком змінює момент імпульсу на величину \hbar . А значить, для відбору стаціонарних орбіт слід запровадити інше правило:

$$m_e v_e r_e + m_p v_p r_p = n\hbar. \quad (5)$$

Тоді спроба «хвильової» інтерпретації стаціонарних орбіт приведе до такого виразу:

$$2\pi r_e = n \frac{h}{m_e (v_e + v_p)}. \quad (6)$$

Це збігатиметься із загальноприйнятою інтерпретацією в тому випадку, якщо довжину хвилі де Бройля електрона визначати через *відносну швидкість*:

$$\lambda_{обЕ} = \frac{h}{m_e (v_e + v_p)}. \quad (7)$$

І якщо за вказаним правилом визначити довжину хвилі де Бройля протона, то це приведе до абсолютно логічної та зрозумілої інтерпретації хвильових властивостей протона:

$$2\pi r_p = n \frac{h}{m_p(v_e + v_p)}. \quad (8)$$

На цій основі нами зроблено остаточний висновок. За наявності взаємодії між собою двох частинок i та j їх допустимо представляти двома хвильовими процесами, довжини хвиль яких визначаються через їхні відносні швидкості:

$$\left\{ \begin{aligned} \lambda_{\text{дБ}ij} &= \frac{h}{m_i v_{ij}}, \\ \lambda_{\text{дБ}ji} &= \frac{h}{m_j v_{ji}}. \end{aligned} \right. \quad (9)$$

Узагальнення та уточнення

Крім основного висновку про необхідність застосування відносної швидкості у формулі де Бройля (9), є ще низка аспектів, які слід підкреслити або уточнити в плані застосовності хвильових уявлень. Зокрема для систем з N тотожних частинок.

1. Тотожність частинок, враховуючи однаковість їх мас, уможливує довжини хвиль де Бройля визначати через *відносні імпульси* частинок $\vec{p}_{ij} = \vec{p}_i - \vec{p}_j$ і $\vec{p}_{ji} = \vec{p}_j - \vec{p}_i$, оскільки при цьому модулі відносних імпульсів однакові, а їх напрямки протилежні:

$$\lambda_{\text{дБ}ij} = \lambda_{\text{дБ}ji} = \frac{h}{p_{ij}}. \quad (10)$$

Це дає змогу описувати хвильові представлення цих двох частинок в їх власній рухомій системі відліку, що рухається зі швидкістю центра мас:

$$\vec{v}_{\text{ЦМ}} = (\vec{v}_i + \vec{v}_j) / 2. \quad (11)$$

Тоді подібні хвильові представлення матимуть такий вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} \Psi_{ij} &= \Psi_{m1} \exp \left[\frac{i}{\hbar} (W_{ij} t - \vec{p}_{ij} \cdot \vec{r}) \right], \\ \Psi_{ji} &= \Psi_{m1} \exp \left[\frac{i}{\hbar} (W_{ji} t - \vec{p}_{ji} \cdot \vec{r}) \right], \end{aligned} \right. \quad (12)$$

де $W_{ij} = W_{ji}$ – потенціальна енергія взаємодії частинок. Загальна кількість таких можливих (допустимих) хвильових представлень у системі з N частинок становить велике число N^2 . Проте не всі вони є реалізованими, тим більше одночасно.

2. Мірилом довжини хвильового представлення завжди обиратимемо довжину хвилі де Бройля (10). Це впливає з аналізу теорії Бора атома водню, відповідно до якої найбільш імовірними хвильовими представленнями (6) є ті, для яких $n = 1$.

3. Подальший аналіз моделі атома водню засвідчує, що тривале існування хвильових представлень взаємодіючих частинок можливе лише при значній енергії їх взаємодії. Зокрема, при високих значеннях числа $n > 6$ (віддалені орбіти електрона від ядра), а отже, при значному зниженні енергії взаємодії хвильовими властивостями електрона взагалі можна нехтувати, розглядаючи його як корпускулу (принцип відповідності [11]).

Висновки такі. Якщо є взаємодія, то будуть задіяні хвильові представлення. Хвильові представлення будуть тим більш довготривалі, чим більша енергія взаємодії. Зокрема, якщо взаємодіють між собою лише дві частинки (електрон та протон), то хвильові представлення матимуть нескінченну тривалість. Якщо ж частинка слабо взаємодіє з багатьма частинками одночасно, то, здебільшого, не реалізується жодне з можливих представлень і її слід розглядати як корпускулу.

4. Окремо ми уточнили, чи підтримується в рівноважній системі з N тотожних частинок корпускулярно-хвильовий хаос. Ми маємо на увазі системи задалеко від особливих станів, які попередньо розглядалися на основі корпускулярних уявлень, з врахуванням лише безпосередніх взаємодій (локальні двочастинкові взаємодії типу А [3]). Рівноважний стан такої системи завжди супроводжувався ізотропією та розподілом Максвелла частинок за швидкостями. Що додає до цієї картини врахування хвильових уявлень?

Кожна частинка в проміжку між прямими двочастинковими зіткненнями слабо взаємодіє з багатьма аналогічними сусідами, а тому може вважатися корпускулою або проявляти хвильові властивості, довжина хвиль яких визначається усередненим значенням відносного імпульсу $\langle p_{ij} \rangle_N = 2^{1/2} p_{\text{нi}}$, де $p_{\text{нi}}$ – найбільш імовірне значення імпульсу. Наприклад, для молекул кисню при $T = 300 \text{ K}$ ця довжина хвилі має порядок величини $\lambda_{\text{дБ}ij} \sim 10^{-10} \text{ м}$, тобто фактично не виходить за межі самої молекули.

При прямих зіткненнях частинок між собою енергія двочастинкової взаємодії зростає, тоді хвильові представлення мають більш високу ймовірність. Проте вони випадкові в часі, швидкозмінні за довжиною хвилі та мають випадковий напрям. Тому до хаосу корпускулярних взаємодій можуть додати лише свою частку хвильового хаосу.

Алгоритм універсального механізму Особливості парної хвильової далекодії

Перед тим як запропонувати єдину фізичну причину розвитку процесів самоупорядкування в системах тотожних частинок, слід впевнитися в тому, що в його основу покладено такий механізм взаємодії, який *початкове упорядкування* здатний лише підсилити та покращити. Роботу такого механізму можна порівняти хіба що з позитивним зворотним зв'язком, який забезпечує роботу автоколивальної системи. Більше того, такий механізм (одночасно!) виконує ще й роль регулятора подачі енергії.

Як такий механізм взаємодії пропонується двочастинкова (або парна) хвильова далекодія, особливості якої ми розглянемо. Оскільки надійних та перевірених аналітичних способів розрахунків такої взаємодії через їх функції хвильового представлення (12) не існує, скористаємося модельним розглядом такої задачі (рис. 2).

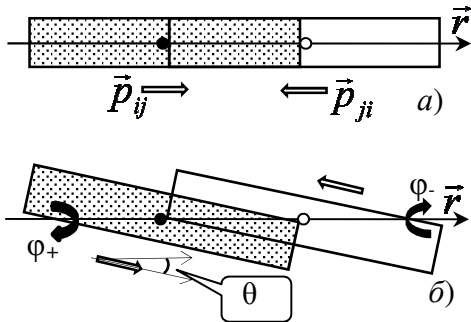


Рисунок 2 – Особливості парної хвильової далекодії (взаємодія типу С)

На рис. 2 представлено дві тотожні частинки (біла та чорна), що рухаються в одному напрямі майже з однаковою швидкістю (рис. 2, а). Їх середня швидкість визначає швидкість рухомої системи відліку, в якій розглядається рух. Різниця швидкостей дуже мала, отже, відносні імпульси цих частинок $|\vec{p}_{ij}| = |\vec{p}_{ji}| \lll |\vec{p}_i|$ значно менші за їх абсолютні значення.

Відстань між чорною та білою частинками набагато більша за їх власний розмір, тому про взаємодію між ними можна говорити лише при виникненні хвильових представлень. Це найбільша проблема, враховуючи імовірнісний характер прояву хвильових властивостей та незначну енергію такої взаємодії. Будемо вважати, що цієї взаємодії ми дочекались.

На рис. 2 хвильове представлення кожної частинки відобразить відповідний прямокутник – білий для білої частинки, заштрихований для чорної. Мірилом поздовжньої протяжності хвильових представлень, як це було підкреслено в пункті

«Узагальнення та уточнення», буде дебройлівська довжина хвилі (10), а мірилом потенціальної енергії хвильової взаємодії W_{ij} буде площа перекриття хвильових представлень.

Для аналізу особливостей парної хвильової далекодії ми виділили два випадки, представлені на рис. 2 а, б. У першому випадку (рис. 2, а) при повному збігу напрямів руху частинок та максимальному перекритті площин хвильових представлень існує опосередкована залежність величини енергії взаємодії W_{ij} частинок від довжини хвильового представлення. А довжина хвильового представлення визначається відносним імпульсом (10). Причому зростання W_{ij} відбувається при зменшенні p_{ij} до нуля. Легко зрозуміти, що досягнення максимальної потенціальної енергії взаємодії настане при повному вирівнюванні імпульсів частинок.

Отже, випадок на рис. 2, а відповідає першій особливості хвильової далекодії – появі *ефекту додаткової моноенергетизації* частинок. Ще простіше зрозуміти, що у випадку рис. 2, б, тобто при неповному збігу напрямів імпульсів частинок (кут осьового відхилення хвильових векторів $\theta > 0$) та кутових відхилення площин хвильових представлень від максимального перекриття (азимутальні кути $\phi_+, \phi > 0$), себе проявлять два *орієнтаційні* ефекти.

Враховуючи, що максимум потенціальної енергії взаємодії W_{ij} досягається при обнуленні обох кутових відхилень ($\theta = 0$ та $\phi_+, \phi = 0$), обидва орієнтаційні ефекти спрямовані на те, щоб повернути картину взаємодій від рис. 2, б до вигляду рис. 2, а. Зокрема, якщо тотожні частинки не мають додаткових оберտальних степенів вільності руху, то найшвидше реалізується досягнення максимуму перекриття хвильових представлень ($\phi_+, \phi = 0$), а наступним ефектом буде ліквідація осьового відхилення $\theta = 0$. І лише потім настає черга ефекту моноенергетизації, який діятиме значно довший час. Тобто виникає своєрідна ієрархічна послідовність ефектів.

Слід зауважити, що в роботі [3] враховано орієнтаційний ефект осьового відхилення хвильових векторів $\theta \rightarrow 0$, на ньому базувалась орієнтаційна складова ентропії (основний прояв взаємодії типу С). В той же час інші ефекти, наприклад, ефект додаткової моноенергетизації, залишено поза увагою. Пояснення цьому просте – їхній внесок в енергетичну складову ентропії занадто малий.

Зауважимо ще й таке. Всі ефекти мають ознаки *резонансного характеру* хвильової далекодії. Достатньо звернути увагу на те, що врахований орієнтаційний ефект проявляє себе лише у вузькому діапазоні кутових відхилень θ і обов'язково

приводить до кращого прояву ефекту моноенергетизації. Отже, існує ще одна ознака резонансного характеру цієї взаємодії, яку ми розглянемо далі. Тому допустимо називати цей вид взаємодії *довгохвильовим резонансом*.

Тепер ми готові сформулювати весь алгоритм появи та розвитку універсального механізму.

1. Моноенергетизація

Таким терміном ми називали умову, за якої в системах тотожних частинок розпочинались процеси самоупорядкування. Можливо, цей термін занадто короткий, щоб повністю розкрити суть явищ, які за ним приховані. Якщо ж будувати алгоритм універсального механізму, який проявляє себе не тільки у фазових переходах II роду, а ще й в цілій групі явищ у потоках рідин та газів, то необхідно детальніше висвітлити суть попередньої умови, названу цим терміном.

Більш точним терміном можна вважати такий: формування початкової (або неповної) моноенергетизації. А якщо заглибитись у суть, то попередню умову виникнення самоупорядкування слід називати *відхиленням системи від хаотичного стану або, що еквівалентно, внесенням в рівноважну систему початкового упорядкування*.

Рівноважний стан системи ми сприймаємо за такими ознаками: рівноважний розподіл за енергією (наприклад, розподіл Больцмана), рівноважний розподіл частинок за швидкостями (розподіл Максвелла) та повна ізотропія для всіх розподілів. Тоді за способом внесення в рівноважну систему початкового упорядкування можна виокремити дві групи явищ.

Для першої групи моноенергетизація означає порушення рівноважних розподілів та виокремлення групи частинок N_{mono} з майже однаковими значеннями модулів імпульсів. Цього досягають приведенням системи до відповідної критичної температури $T_{кр}$ чи примусовим формуванням активного середовища (як в лазерах).

Для групи явищ зі створенням потоків частинок «моноенергетизація» зводиться до порушення ізотропії системи в розподілі імпульсів за напрямом. Це завжди відбувається за рахунок зовнішнього впливу, наприклад, рухом поршня, та приводить до появи окремої підгрупи частинок, різниці імпульсів у якої задовольняє умову $|\vec{p}_{ij}| = |\vec{p}_{ji}| \ll \ll |\vec{p}_i|$. Аналогічну умову ми зустрічали в попередньому пункті, розглядаючи особливості хвильової далекодії. Проте модулі імпульсів цих частинок підгрупи не однакові за величиною, тому на початку цього абзацу моноенергетизація поставлена в лапках. Проте сам термін актуальності не втрачає.

Стосовно алгоритму механізму тепер ми повинні сформулювати початкову умову у вигляді його першого етапу з конкретним результатом. Аналізуючи опис двох груп явищ, приходимо до такого висновку. Початкова стадія перед запуском універсального механізму зводиться до формування (будь-яким чином!) окремої підгрупи частинок, підготовлених до хвильової далекодії, у якої виконується умова $|\vec{p}_{ij}| = |\vec{p}_{ji}| \ll \ll |\vec{p}_i|$. Цю підгрупу частинок надалі називатимемо *стартовою підгрупою довгохвильового резонансу* (СПДР).

2. Збудження та зародження далекодії

Якою б великою не була стартова група СПДР, дуже малоімовірним є зародження в її межах хвильової далекодії. Цю проблему ми вже обговорювали. Але проблема вирішується в умовах реальної системи надійно і просто.

Збудником далекодії виступають безпосередні зіткнення частинок системи між собою (взаємодії типу А). Значна енергія таких взаємодій робить високою ймовірність їх хвильових представлень. Причому в процесі одного зіткнення їх довжини хвиль де Бройля можуть змінюватися в широких межах. Зокрема, приймають і такі значення, що збігаються з довжинами хвиль, які можуть виникнути за наявності далекодії в групі частинок СПДР.

Тоді процес локального зародження довгохвильової взаємодії виглядатиме так (рис. 3).

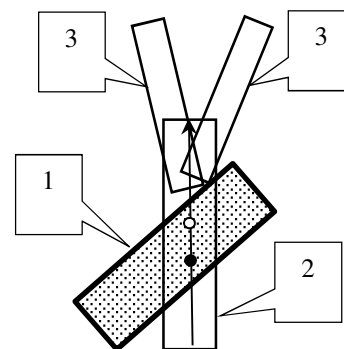


Рисунок 3 – Збудження далекодії та формування локального направлено графа універсального механізму

Цифрою 1 на рис. 3 позначено хвильове поле збудника (пари частинок, що перебувають у стані безпосереднього зіткнення). Якщо в це хвильове поле потрапляє хоч одна пара частинок СПДР (чорна та біла на рис. 3), довжини хвиль де Бройля яких максимально точно збігатимуться з аналогічними довжинами збудника, то настає миттєвий (резонансний) відгук – виникає довгохвильове представлення 2 на рис. 3. З цього моменту хвильове представлення 2 стає зародком локального направлено графа універсального механізму.

Тепер хвильове поле зародку 2 провокує подальшу хвильову далекодію, якщо в це поле потрапляють окремі частинки (або окремі пари частинок) з підгрупи СПДР. Наприклад, на рис. 3 в це поле потрапляють ще 2 частинки, так що виникає продовження у вигляді представлень 3. Все повториться на наступному кроці, якщо у хвильове поле представлень 3 потраплять не менше ніж 2 частинки.

Зауважимо, що подібний резонансний характер зародження хвильової далекодії має аналогію – вимушене резонансне випромінювання [11], яке покладено в основу роботи лазерів. Аналогія стане ще відчутнішою, якщо згадати особливості довгохвильової взаємодії. Навіть умови подальшого поширення в системі довгохвильової взаємодії в чомусь схожі.

3. Подолання порогу протікання

Щоб розпочатий процес довгохвильової взаємодії не згаснув, а розгортався та поширювався на всю систему, необхідно виконання простої умови: концентрація частинок, які задовольняють умову СПДР, має бути достатньою, щоб у системі був подоланий *пори́г протікання* задачі довгохвильових зв'язків теорії перколяції [15].

Щоб зрозуміти подібну умову без залучення додаткових обчислень, покажемо оптимальний варіант функціонування запропонованого механізму за допомогою рис. 3. Для цього уявимо собі, що в кожне поле хвильових представлень 3 на рис. 3 потрапляє не менше 2 частинок з підгрупи СПДР. Тоді наступне покоління хвильових представлень зросте до 4, а наступне за ним – до 8 тощо. Тобто при такому середньому значенні коефіцієнта розмноження зв'язків (~ 2) поріг протікання, без сумніву, буде подолано. Чи не нагадає це процес формування в лазері?

Насамкінець, зауважимо таке. Те, що поріг протікання перколяційної задачі зв'язків входить як умова функціонування та розвитку універсального механізму, наводить на думку, що зовсім не випадково критичні індекси теорії перколяції часто збігаються з критичними індексами фазових переходів II роду [15]. На цю обставину, як мінімум, потрібно зважати.

Зокрема в пункті «Узагальнення та уточнення» ми довго обговорювали питання, чому рівноважну систему (корпускулярний хаос) не виводить з рівноваги врахування хвильових властивостей частинок. Найкоротшу відповідь на це питання тепер можна сформулювати так: тому що зі стану хаосу розвиток універсального механізму неможливий – не можна подолати поріг протікання.

4. Кінцева стадія розвитку механізму

Нехай описаний механізм розвивається в умовно необмеженій системі тотожних частинок. Такою системою, наприклад, може бути замкнений надпровідний контур. Важливо, що в таких випадках функціонування універсального механізму ніяк не обмежене часовими чи просторовими рамками. Як виглядатиме кінцева стадія розвитку нашого механізму?

Враховуючи особливості довгохвильової взаємодії, кінцеву стадію можна описати так. Всі локальні зародки далекодії (рис. 3), розвиваючись впродовж системи та переплітаючись між собою, сформулюють врешті-решт єдиний хвильовий колектив з N_{mono} частинок. Це своєрідна макроскопічна частинка в хвильовому представленні, яка пронизує всю систему.

Її властивості такі. По-перше, всі частинки цієї групи N_{mono} максимально моноенергетизовані та мають однакові модулі імпульсів. По-друге, частинки цієї групи проявляють виключно довгохвильову взаємодію між собою і зовсім не взаємодіють з навколишнім хаосом. По-третє, жодна з цих частинок не локалізована, а є розтягнутою в просторі в межах системи. По-четверте, хвильову поведінку такої макроскопічної частинки можна описати єдиною хвильовою функцією (хвиля надтекучої компоненти Ψ_{HT}), яка описує її рух в нерухомій системі відліку:

$$\Psi_{HT} = \Psi_{mN_{mono}} \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} (\bar{W}t - \bar{p} \cdot \bar{R}) \right\}, \quad (13)$$

де \bar{W} та \bar{p} – енергія та імпульс в розрахунку на одну частинку в групі; \bar{R} – координата нерухомої системи відліку.

Нарешті, по-п'яте, ця хвильова функція – когерентна, її фазова швидкість:

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{\bar{W}}{\bar{p}}, \quad (14)$$

і визначає вона швидкість переносу групи N_{mono} як надтекучої компоненти системи.

5. Типові фінальні сценарії

Сценарій 1. Умовно необмежені однокомпонентні системи тотожних частинок, у яких відсутні обертальні степені вільності руху.

Такі системи ми мали на увазі, розглядаючи всі стадії описаного універсального механізму. Для них характерним є формування надтекучої компоненти з високим ступенем когерентності. При виконанні всіх умов, описаних в алгоритмі механізму, ця надтекуча компонента може існувати вічно, як і атом.

Тобто її час існування $\tau \rightarrow \infty$. Приклади: надтекучість рідкого гелію, надпровідність, генерація лазера [16].

Сценарій 2. Умовно необмежені системи із сумішшю кількох типів тотожних частинок, які мають обертальні степені вільності руху.

Такі системи формують надтекучу компоненту зі слабкою когерентністю та обмеженим часом її існування. Закінчується, здебільшого, різкими, іноді взривними, переходами до упорядкованого хаосу. Час існування надтекучої компоненти змінюється в широкому діапазоні: 10...100 с (передштурмове попередження), до 10 хв (кульова блискавка), кілька годин (торнадо), кілька діб (циклони).

Сценарій 3. Системи з жорстким обмеженням напрямку.

Прикладами можуть бути течії в трубах та лазери з додатковим фокусуванням. Час формування надтекучої компоненти – мілісекунди. Закінчуються або плавним переходом в упорядкований хаос, або режимом імпульсної генерації.

Сценарій 4. Просторово обмежені системи.

Інакше – системи в лабораторних пробірках. Характеризуються швидким зривом механізму упорядкування, обумовленим обмежувальними поверхнями, та зародженням нового упорядкування. Часові обмеження існування надтекучої компоненти від мікро- до мілісекунд. Завжди виглядають як стохастичні процеси в системі: турбулентність, зростання флуктуацій, критична опалесценція тощо.

Обговорення результатів

Ми розглянули універсальний механізм на дуже спрощеній (ідеалізованій) системі тотожних частинок одного типу. Додатковим спрощенням було припущення про наявність у частинок системи лише поступальних степенів вільності руху. Тобто ніякі додаткові степені вільності руху у частинок не враховувались. Користуючись термінологією статті [3], ми розглянули випадок з одним *векторним параметром порядку* – імпульсом \vec{p}_i .

Отже, дійшли висновку, що описаний універсальний механізм дає змогу пролити світло на левову частину всіх особливих явищ, включаючи ФП II роду різної природи та критичні явища. Причому він придатний для описання і окремої групи (або окремого класу) поточкових явищ – явищ у потоках газів, рідин та тепла. На перший погляд, описаний універсальний механізм здатний пояснити все.

Проте реальні системи частинок складніші, а реальні явища різноманітніші. По-перше, тому що системи, здебільшого, являють собою суміші тотожних частинок кількох типів. А по-друге,

частинки, крім поступальних степенів вільності, можуть мати ще цілу низку додаткових характеристик.

У термінології статті [3] це означає, що крім векторного параметра порядку \vec{p}_i , частинки можуть характеризуватись векторним параметром порядку \vec{L}_i (момент імпульсу обертального руху), параметром $\vec{X}_i(t)$ (вектор зміщень коливального руху), параметром \vec{p}_{Ei} (дипольним моментом) та параметром \vec{p}_{Mi} (магнітним моментом).

Відповідно до [3], врахування кожного нового векторного параметра порядку породжує окрему статистичну задачу (задачу першого рівня). Причому кожна з цих задач повинна давати внесок, як мінімум, в орієнтаційну складову ентропії.

Ще важливішими та цікавішими передбачаються задачі другого рівня. Суть їх полягає в тому, що упорядкування однієї з характеристик системи, наприклад, поступальних степенів вільності, породжує (провокує) упорядкування в інших степенях. Виникає низка задач про *ієрархію самоупорядкувань в природі*. Подібні задачі найскладніші, але навчитись їх розв'язувати важливо, щоб явища можна було описати у всьому різноманітті їхніх проявів.

Як приклад, зрозумілий нам з багатолітнього досвіду, розглянемо таке явище, як провісник шторму. Якщо синоптик на березі моря спостерігає суттєве та швидке падіння тиску, він повідомляє береговій службі про наближення до берега шторму в найближчі 2–3 години. І це не наукове передбачення, а його висновок з досвіду.

Наукове пояснення, відповідно до описаного універсального механізму, зводиться до того, що до берега в напрямі розповсюдження грози прийшла надтекуча компонента, яка зародилась у зоні виникнення шторму. Ця компонента, пропорційна N_{mono} , не створює тиск на стінки, а тому спостерігається як різке зниження тиску $\Delta p = p_0(N - N_{mono}) / N$.

Нам зрозуміло, як виник провісник шторму. Проте повного уявлення про явище у нас поки не буде, тому що необхідно пояснити, чому перед цим «парило», чому з'явився поривчастий холодний вітер, звідки взялась блискавка тощо.

Висновки

1. Описаний універсальний механізм, розглянутий на спрощеній системі тотожних частинок, вже зараз придатний для того, щоб пояснити базові властивості особливих явищ, включаючи ФП II роду різної природи та критичні

явища. Зокрема, він добре пояснює процеси в окремих групі потоків явищ. Тому, відповідно до висловлених в обговоренні зауважень, роботи з уточнення та доповнення універсального механізму ще дуже багато.

2. Звичайно, кожне явище вимагає до себе окремої уваги, врахування всіх особливостей реальних систем тотожних частинок та умов

Список літератури

1. Клапченко В. І., Краснянський Г. Ю., Кузнецова І. О., Закревська А. О. Фрактальна модель розвитку складних процесів у молекулярних системах. *Управління розвитком складних систем*. Київ, 2020. № 44. С. 175 – 181.
2. Клапченко В. І., Краснянський Г. Ю., Кузнецова І. О., Гаць К. І. Фрактальне моделювання стохастичних процесів і розвиток статистичних уявлень. *Управління розвитком складних систем*. Київ, 2022. № 49. С. 132 – 140.
3. Клапченко В. І., Кузнецова І. О., Краснянський Г. Ю. Фрагментована фізична статистика та процеси самопорядкування в складних системах. *Управління розвитком складних систем*. Київ, 2023. № 53. С. 80 – 90, dx.doi.org/10.32347/2412-9933.2023.53.80-90.
4. де Бройль Л. Революція в фізиці (нова фізика і кванти). Москва: Гостехиздат, 1963. 231 с.
5. Яноши Л. Фізическі сторони проблеми волна-частица. В сб.: Вопросы причинности в квантовой механике. Москва: Издательство, 1955. С. 289-302.
6. Бор Н. Атомная физика и человеческое познание. Москва: Издательство, 1961. 151 с.
7. Бом Д. Причинность и случайность в современной физике. Москва: Издательство, 1959. 248 с.
8. Бунге М. Философия физики. Москва: Прогресс, 1975. 347 с.
9. Гейзенберг В. Философские проблемы атомной физики. Москва: Издательство, 1953. 153 с.
10. Эйнштейн А., Инфельд Л. Эволюция физики. Развитие идей от начальных понятий до теории относительности и квантов. Москва: Гостехиздат, 1956. 279 с.
11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Москва: Наука, 1989. 768 с.
12. Davisson C. J. The Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel. *Bell System Tech. J.*, 1928, v. 7(1), p. 90-105.
13. Ситенко О. Г. Теорія розсіяння. Київ: Либідь, 1993. 332 с.
14. Клапченко В.І. Відносність і гравітація. Київ: КНУБА, 2019. 136 с.
15. Кирпатрик С. Перколяція і проводимість. В кн.: Теория и свойства неупорядоченных материалов /Под ред. В.Л. Бонч-Бруевича. Москва: Мир, 1977. С. 249 – 292.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Москва: Наука, 1964. 568 с.

Стаття надійшла до редколегії 20.04.2023

Кlapchenko Vasily

PhD (Eng.), Associate Professor, Associate Professor of the Department of Physics,
<https://orcid.org/0000-0002-4093-5500>

Kyiv National University of Construction and Architecture, Kyiv

Kuznetsova Irina

Assistant of the Department of Physics, <https://orcid.org/0000-0003-1800-1733>

Kyiv National University of Construction and Architecture, Kyiv

Krasnianskyi Grygorii

PhD (Eng.), Associate Professor, Associate Professor of the Department of Physics,
<https://orcid.org/0000-0002-2421-1270>

Kyiv National University of Construction and Architecture, Kyiv

A UNIVERSAL MECHANISM FOR THE DEVELOPMENT OF SELF-ORDERING PROCESSES IN SYSTEMS OF IDENTICAL PARTICLES

Abstract. Based on the hypothesis of the existence of wave long-range action and its role in the development of self-ordering processes, expressed by us in previous works, we carried out a methodological analysis of the applicability of wave representations in systems of identical particles. The main attention in the analysis is paid to the practical application of de Broglie waves in systems of interacting particles. For this purpose, Bohr's theory of the hydrogen atom has been revised and inconsistencies that contradict modern ideas have been corrected. Two conclusions are made: wave representations of particles are of a material nature; the de Broglie wavelength should be determined in terms of the relative momentum of the interacting particles $\lambda_{обij} = \lambda_{обji} = h / p_{ij}$. Based on the materiality of wave representations, the features of the long-wave interaction of particles are determined. It is emphasized that in many manifestations this interaction has a resonant character. This interaction is the

foundation for the universal mechanism for the development of self-ordering processes in systems of identical particles. The paper presents an algorithm for the emergence and functioning of a universal mechanism. The condition for the emergence is always any withdrawal of the system from the state of isotropic chaos and the formation of an initial subgroup of particles with the same magnitude and direction of momenta. The most common cause leading to the fulfillment of the condition is monoenergization of the spectrum of particles in the system. The causative agent of the mechanism is direct collisions of particles, in which the probability of long-wavelength representations is the highest. The development of the mechanism is limited only by the fulfillment of the percolation condition - overcoming the percolation threshold. The final stage of the mechanism is the formation of a superfluid component - a kind of macroparticle that does not interact with walls and other molecules. A characteristic wave feature of such a macroparticle is its coherence. Several final stages in the development of self-ordering processes for typical special phenomena in systems of identical particles are analyzed.

Keywords: *de Broglie wavelength; long-wavelength long-range action; spectrum monoenergization; percolation threshold; coherence*

References

1. Klapchenko, Vasily, Krasnianskyi, Grygorii, Kuznetsova, Irina & Zakrevska, Anastasia. (2020). Fractal Model of Development of Complex Processes in Molecular Systems. *Management of Development of Complex Systems*, 44, 175–181.
2. Klapchenko, Vasily, Krasnianskyi, Grygorii, Kuznetsova, Irina & Hats, Kateryna. (2022). Fractal Modeling of Stochastic Processes and Development of Statistical Representations. *Management of Development of Complex Systems*, 49, 132–140.
3. Klapchenko, Vasily, Kuznetsova, Irina & Krasnianskyi, Grygorii. (2023). Fragmented physical statistics and self-ordering processes in complex systems. *Management of Development of Complex Systems*, 53, 80–90, dx.doi.org/10.32347/2412-9933.2023.53.80-90.
4. De Broglie, L. (1963). *Revolution in physics (new physics and quanta)*. Moscow: Gostekhizdat, 231.
5. Janossy, L. (1955). Physical aspects of the wave-particle problem. In: *Issues of Causality in Quantum Mechanics*. Moscow: Izdatinlit, p. 289-302.
6. Bohr, N. (1961). *Atomic physics and human knowledge*. Moscow: Izdatinlit, 151.
7. Bohm, D. (1959). *Causality and randomness in modern physics*. Moscow: Izdatinlit, 248.
8. Bunge, M. (1975). *Philosophy of Physics*. Moscow: Progress, 347.
9. Heisenberg, V. (1953). *Philosophical problems of atomic physics*. Moscow: Izdatinlit, 153.
10. Einstein, A. & Infeld, L. (1956). *The evolution of physics. Development of ideas from initial concepts to the theory of relativity and quanta*. Moscow: Gostekhizdat, 279.
11. Landau, L. D. & Lifshits, E. M. (1989). *Quantum mechanics. Nonrelativistic theory*. Moscow: Nauka, 768.
12. Davisson, C. J. (1928). The Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel. *Bell System Tech. J.*, 7(1), 90-105.
13. Sitenko, O. G. (1993). *Theory of scattering*. Kyiv: Lybid, 332.
14. Klapchenko, V. I. (2019). *Relativity and gravity*. Kyiv: KNUBA, 136.
15. Kirpatrick, S. (1977). Percolation and conductivity. In: *Theory and properties of disordered materials*. Ed. V. L. Bonch-Bruевич. Moscow: Mir, 249 – 292.
16. Landau, L. D. & Lifshits, E. M. (1964). *Statistical Physics*. Moscow: Nauka, 568.

Посилання на публікацію

- APA Klapchenko, Vasily, Kuznetsova, Irina & Krasnianskyi, Grygorii. (2023). A universal mechanism for the development of self-ordering processes in systems of identical particles. *Management of Development of Complex Systems*, 54, 122–131, dx.doi.org/10.32347/2412-9933.2023.54.122-131.
- ДСТУ Клапченко В. І., Кузнецова І. О., Краснянський Г. Ю. Універсальний механізм розвитку процесів самоупорядкування в системах тотожних частинок. *Управління розвитком складних систем*. Київ, 2023. № 54. С. 122 – 131, dx.doi.org/10.32347/2412-9933.2023.54.122-131.