

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

Асистентка кафедри фізики,

<https://orcid.org/0000-0003-1800-1733>

Київський національний університет будівництва і архітектури, Київ

**ГЕНЕРАЛЬНА ПОСЛІДОВНІСТЬ ІЄРАРХІЇ САМОУПОРЯДКУВАНЬ
В СИСТЕМАХ ТОТОЖНИХ ЧАСТИНОК**

Анотація. Проаналізовано послідовність методологічного обґрунтування існування хвильової далекодії в системах тотожних частинок. Виділено окремі кроки такого обґрунтування, акцентуючи увагу на необхідності врахування цієї взаємодії в молекулярних системах, особливо за наявності обертальних ступенів свободи руху молекул. Підкреслено завершеність окремих кроків, зокрема запропоновано фрагментовану фізичну статистику з окремим способом розрахунку орієнтаційної складової ентропії та універсальний механізм хвильової далекодії (УМХД). Сформульовано невирішену проблему застосування УМХД у випадку молекул з електричним дипольним моментом (як у молекул води). Проведено модельний розгляд хвильової далекодії в таких системах. Встановлено селективність хвильової далекодії щодо орієнтації дипольних моментів. Показано, що результатом такої селективної дії може бути виникнення спровокованої поляризації фізичного вакууму (СПВ). Безпосереднім наслідком цієї поляризації є розділення електричних зарядів та навіть народження електронно-позитронних пар, що може призводити до електризації тіл або виникнення лінійних та кульових блискавок в атмосфері. Це також може зумовлювати окремий випадок потужних блискавок, які завершуються рекомбінацією електронно-позитронних пар та супроводжуються рентгенівським та γ -випромінюванням (т. зв. гамма-блискавки). Проаналізовано весь ланцюжок самоупорядкувань характеристик молекулярних систем хвильового далекодією: від поступальних та обертальних ступенів свободи до дипольних моментів та спровокованої поляризації вакууму. Визнано, що самоупорядкування механічним рухом породжує найдовший такий ланцюжок. Запропоновано іменувати подібну послідовність генеральною послідовністю ієрархії самоупорядкувань в системах тотожних частинок.

Ключові слова: хвильова далекодія; електричний диполь; спонтанна поляризація вакууму; спровокована поляризація вакууму; лінійна та кульова блискавки; гамма-блискавки; ієрархія самоупорядкувань

Вступ

Дана робота є продовженням серії наших робіт [1–3], присвячених окремим проблемам впливу хвильових властивостей частинок на поведінку молекулярних систем тотожних частинок. Зважаючи на те, що хвильову далекодію в молекулярних системах ми запровадили вперше [1] та почали застосовувати для різних випадків [3], настав час для системного перегляду пройденого шляху, методологічного обґрунтування зроблених окремих кроків та виявлення невирішених питань. Зокрема, попередній аналіз показав, що поза нашою увагою

залишились молекулярні системи, молекули яких мають значний електричний дипольний момент. Такими є системи з водяною парою. Саме на них ми вирішили звернути увагу в даній роботі.

Мета статті

Метою роботи є визначення взаємозв'язку між проявом хвильових властивостей молекул та їхніми специфічними характеристиками, наприклад, електричним дипольним моментом. Прикладом таких молекул є H_2O , які відіграють важливу роль у більшості атмосферних явищ та технічних застосуваннях.

Постановка проблеми

Методологічне обґрунтування та осмислення хвильової далекодії

Наведемо покроковий аналіз пройденого шляху у запровадженні уявлень про хвильову далекодію та можливі подальші перспективи розвитку.

Крок 1. Уточнення природи хвиль: всім частинкам у природі, разом з корпускулярними, притаманні хвильові властивості (КХД матерії) [4]. Матеріальна єдність Природи вимагає ставитись до хвиль частинок як до такого ж матеріального об'єкта (тобто частинки), але в іншому, хвильовому представленні. Перехід від корпускулярного до хвильового представлення не має обмежень, які накладаються процесом переносу маси-енергії. Насправді нічого не переноситься, тому що та кількість упорядкувань складових фізичного вакууму, які представляли собою корпускулу, залишається незмінною, але іншим чином організованою кількістю упорядкувань того ж фізичного вакууму в хвильовому представленні цієї корпускули. Тому варто вважати, що перенос відбувається, фактично, миттєво ($\tau \sim 10-42$ с). Таку позицію під кінець життя відстоював і сам де Бройль [4]. Зауважимо, що квантова механіка також не передбачає жодних обмежень на швидкість розповсюдження Ψ -функцій [5].

Крок 2. Уточнення формули де Бройля для розрахунку довжин хвиль. Перегляд теорії Бора атома водню з урахуванням нинішніх знань про світ [2] приводить до формул, що визначають довжини хвиль i -ї маси по відношенню до кожної j -ї, які мають вигляд:

$$\begin{aligned}\lambda_{дБij} &= h/(m_i \Delta v_{ij}), \\ \lambda_{дБji} &= h/(m_j \Delta v_{ij}),\end{aligned}\quad (1)$$

де Δv_{ij} – відносна швидкість руху цих частинок. Причому $\lambda_{дБij} \neq \lambda_{дБji}$, а хвильова далекодія в системах з різними за масами частинками проявить себе лише при наближенні їх швидкостей за величиною та напрямом (**моновелотизація** системи частинок). На практиці частіше ми маємо справу з системами тотожних частинок, маси яких однакові, а тому:

$$\lambda_{дБij} = \lambda_{дБji} = h/(\Delta p_{ij}), \quad (2)$$

де умовою появи хвильової далекодії є моноенергетизація (або моноімпульсизація) спектра частинок. Це простіше і зрозуміліше з точки зору практики застосувань понять енергії та імпульсу.

Крок 3. Про енергію парної хвильової взаємодії тотожних частинок. У методологічному плані – розпадається на низку проблем: оцінка енергії взаємодії, застосовність квантової механіки, стійкість хвильових утворень.

При аналізі ми користувались відомими моделями хвильових взаємодій та їх математичним описом, зокрема теорією Бора атома водню та рівнянням Шредінгера [5]. Вони описують виключно ідеалізовані випадки, коли взаємодія має обмеження (всього дві частинки) та чітку геометрію. Головний висновок з такого аналізу підкреслював дві обставини. *Перша:* потенціальна енергія взаємодії в хвильовому представленні співпадає з потенціальною енергією корпускулярної двочастинкової взаємодії. *Друга:* всі характеристики, які мали частинки в корпускулярному представленні, повністю відтворюються в їх хвильовому представленні.

Тому в хвильовому рівнянні Шредінгера потенціальну енергію розраховують через формулу для взаємодії точкових зарядів [5]. Це вирішує одночасно три проблеми: визначає справедливість напівквантових теорій, механічну стійкість та стабільність атомних систем та ефективність застосування методів квантової механіки. Квантова механіка стала задовільною інтерпретацією (Копенгагенською) поведінки таких моделей.

Нічого подібного ми не маємо у випадку хаотизованих систем тотожних частинок, оскільки тут відсутнє обмеження на кількість частинок (взаємодіяти можуть кожна частинка з кожною іншою частинкою даної системи!) і жодної чіткої геометрії. Проводячи початкові моделювання, ми змогли впевнитись, що головний висновок і в цьому випадку зберігає свою силу. Проте це не забезпечує динамічну стійкість хвильових утворень в молекулярних системах. Наприклад, для класичного випадку парної міжмолекулярної корпускулярної взаємодії, що описується потенціалом Ленард-Джонса [6] (рис. 1), модуль усередненої величини парної потенціальної енергії взаємодії в хвильовому представленні $|W'|$ завжди менший за глибину потенціальної ями корпускулярної взаємодії $|W| \ll |W_{max}|$.

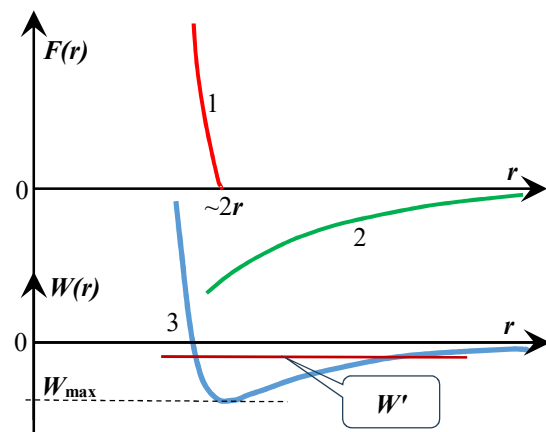


Рисунок 1 – Локальна корпускулярна взаємодія двох частинок: 1 – сили відштовхування, 2 – сили притягання, 3 – потенціальна енергія взаємодії

Важливим у розглянутому прикладі є не тільки факт зниження потенціальної енергії парної хвильової далекодії, а й те, що сили взаємодії хвильових представлень (верхні криві на рис. 1) залишаються незмінними. Тобто силовий ефект хвильової далекодії є суттєвішим за енергетичний. Цим програвом в енергії Природа ніби натякає нам, що очікувати на прояв хвильової далекодії в системах тотожних частинок слід лише при низьких температурах. Особливо це стосується одноатомних (безструктурних) систем частинок (таких як інертні гази або електрони), в яких прояв хвильової далекодії передбачається лише при наднизьких температурах.

Це дійсно так. Як показав подальший аналіз, для систем одноатомних молекул та систем безструктурних частинок хвильова далекодія обставлена цілою низкою додаткових умов та обмежень. А тому такі відомі явища, як надтекучість та надпровідність, що обумовлені хвильовою далекодією, вимагають окремого розгляду. Проте при таких низьких температурах динамічна стійкість забезпечує їхню обов'язкову когерентну хвильову течію. Тому ми сприймаємо їх як макроскопічні квантові явища.

Насамкінець ще раз наголосимо на тому, що для розрахунків подібних газових систем ми не зможемо скористатись методиками, розвинутими в квантовій механіці. І вимушені кожен крок розглядати як окреме та особливе моделювання, в основу якого покладені дві обставини, сформульовані в головному висновку. Подібним моделюванням для атомарних систем ми вже користувались раніше [7].

Крок 4. Про упорядкування в ступенях свободи молекул та статистичну стійкість хвильової далекодії. Тут йдеться про селективність хвильової далекодії. Це базова методологічна проблема, якої не видно в загальному формулюванні КХД матерії [4]. Тому що мова йде не про принципову допустимість переходів корпускула-хвиля, а про можливе довготривале існування та взаємодію в хвильовому представленні.

Тоді стають важливими структурні особливості складених частинок, до яких варто відносити багатоатомні молекули. Якраз у таких частинок можливі конфігуративні обмеження на хвильові представлення або обмеження на їх організацію. Власне це ті прямі запитання, які вирішуються моделюванням хвильових матеріальних об'єктів [7].

Перше, що привернуло нашу увагу, це неможливість при парних довготривалих хвильових взаємодіях зберігати обертальні ступені свободи руху частинок. Очевидність цього стає зрозумілою відразу, як тільки ми уявимо матеріальний об'єкт, розміри якого раптово зросли в сотні, а то й у тисячі разів при сталій масі. При цьому момент інерції цього об'єкта зростатиме квадратично, в той час як момент

імпульсу обертального руху залишається незмінним. Тому енергія обертальних ступенів свободи випромінюється відразу, ще на стадії появи парної хвильової далекодії. При цьому надлишковий момент імпульсу молекули легко компенсується за рахунок силової взаємодії хвильових представлень.

Це означає, що системи багатоатомних молекул, які виведені зі стану ізотропії, набувають здатності до появи довготривалих хвильових утворень, причому молекули цих утворень втрачають енергію всіх ступенів обертального руху $i_{об}$. Для двоатомних молекул – $i_{об} = 2$, а для трьохатомних і т.д. – $i_{об} = 3$. Випромінювану енергію цих ступенів свободи руху кожен мав змогу відчутти на собі, якщо попадав у зону перед літньою грозою. Цей ефект добре підкреслюється виразом «парило як перед грозою».

Нами були проаналізовані можливі сценарії подальшої організації довготривалих хвильових представлень. Виникнення хвильових пар (або хвильових локальних кластерів) ми розглядали як першу короткотривалу стадію хвильової далекодії. Цю стадію припустимо називати стадією некогерентних хвильових взаємодій. Передбачаючи, крім парної, і подальшу групову взаємодію частинок у хвильовому представленні, нами були виділені ще 2 триваліші стадії хвильової далекодії, які ми об'єднали в універсальний механізм хвильової далекодії (УМХД) [2].

Друга стадія – стадія хвильових стрімерів – є стадією добре корельованого руху (або когерентного з малою довжиною когерентності) хвильових представлень. А третя – стадія хвильових сендвічів – є когерентною хвильовою течією відповідних хвильових компонент системи. Переходи між стадіями – порогові.

Якраз поріг протікання при переході до стадії хвильових стрімерів обумовлює швидкість їхнього направлено руху рівною найбільш ймовірній швидкості частинок $v_{нй} = \sqrt{2RT_0/\mu}$ при температурі T_0 . А це означає, що в хвильовому представленні кожна молекула втрачає енергію ще однієї ступені поступального руху. Тобто на стадії стрімерів з'являється доля молекул в хвильовому представленні $\alpha = n_\lambda/n_0$, яка має надзвичайно низьку термодинамічну температуру:

$$T_{\text{ТД}} = T_0((i - (1 + i_{об}))/i), \quad (3)$$

для 2-х атомних газів рівну $0,4T_0$, а для 3-х атомних газів рівну $0,33 T_0$.

Цю хвильову компоненту газу ми назвали хвильовим конденсатом. Можливе застосування терміну бозе конденсат, який є більш звичним і зустрічається в літературі [8]. Звідси зроблено висновок про статистичну стійкість хвильової далекодії. Описані тут теплові ефекти, породжені анізотропними потоками газів, отримали експериментальне підтвердження лише в 30-х роках

минулого століття. На сьогодні це відомо як ефект Ранка – Хілша [9].

Крок 5. Про орієнтаційну складову ентропії та здатність систем до самоорганізації. У методологічному плані цей крок варто було б називати комплексом узгоджених кроків, здійснених назустріч з різних відправних точок.

Першою відправною точкою була ідея про існування хвильової далекодії як окремого виду взаємодій. І її потрібно було відобразити в статистичній картині інших взаємодій в системі частинок. При цьому врахувати, що така взаємодія чутлива до орієнтації векторів імпульсів, що вона бере початок як парна взаємодія, а потім може переходити у взаємодію пар та більших груп частинок.

Друга відправна точка – постановка статистичних задач. Традиційно її ставлять на масиві координат та імпульсів системи частинок $\{\vec{r}_i, \vec{p}_i\}$. Врахування хвильових властивостей частинок робить непридатним координатне представлення, тому необхідно переходити до задач на масиві $\{\Delta V_i, \vec{p}_i\}$. Якщо елементи об'єму (скаляр, вимірність параметра дорівнює 1) і імпульси (вектор, вимірність параметра дорівнює 2) розглядати як параметри порядку [10], то приходимо до трипараметричної статистичної задачі.

Ми назвали її фрагментованою фізичною статистикою, яка включає три складових ентропії: просторової S_V (розподіл за елементами об'єму), енергетичної S_W (розподіл за величинами енергії або модулями імпульсу) та орієнтаційної S_θ (розподіл за елементами тілесних кутів) [1]. Орієнтаційна складова ентропії «відповідає» за процеси упорядкування, тому що будь-який перехід системи частинок від стану хаосу до стану упорядкованого руху відбувається зі зростанням орієнтаційної складової ентропії.

Аналіз показав, що особливими є необмежені (або умовно необмежені) системи, які здатні до спонтанного зростання S_θ , тобто в них закладена здатність до самоупорядкування. Зрозуміти це без формул можна за допомогою рис. 2. На рис. 2а показаний послідовний перехід від хаотичного стану системи (діаграма орієнтацій імпульсів 5) до повністю упорядкованого вздовж горизонтальної осі (діаграма орієнтацій імпульсів 1), а на рис. 2б відповідний цьому процесу графік залежності орієнтаційної складової ентропії від діаграмного тілесного кута $\Delta\theta$.

Спонтанні процеси переходів 5-1 конкурують з процесами переходу до рівноваги 1-5 і відбуваються за надзвичайно короткі проміжки часу. При наявності джерела анізотропії, що діє в напрямі горизонтальної осі, система переходить в упорядкований стан.

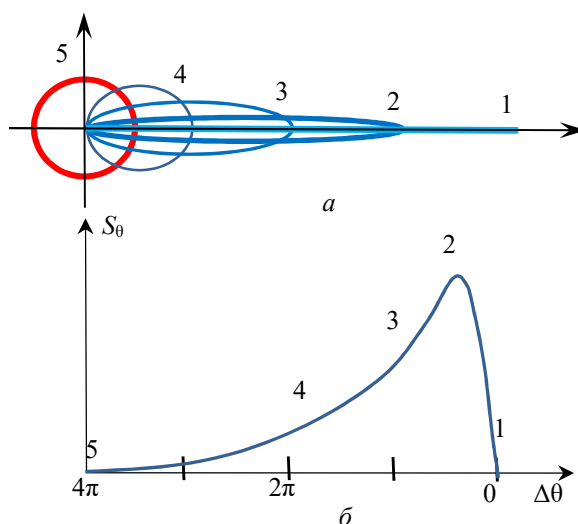


Рисунок 2 – а – діаграма розподілу імпульсів хвильових представлень частинок по тілесним кутам на різних стадіях самоупорядкування; б – відносна зміна орієнтаційної складової ентропії від величини діаграмного кута

Наступний крок. З наведеного огляду випливає, що невирішеною на даний час проблемою запропонованої хвильової далекодії є встановлення селективності хвильових представлень молекул у випадку наявності у них дипольного електричного моменту. Цьому питанню і присвячена основна частина роботи.

Виклад основного матеріалу

Дипольний момент і хвильові представлення молекул

З очевидних причин, як полярну молекулу для вирішення питання взаємовпливу дипольних моментів та хвильових представлень молекули обрано H_2O . Окрім великого дипольного моменту $p_E = 6,15 \cdot 10^{-30}$ Кл·м, вона є важливим учасником всіх атмосферних явищ.

Розпочинати розгляд ми будемо з особливого моделювання можливих хвильових представлень молекули води з урахуванням її внутрішніх симетрій. На рис. 3 представлені базові корпускулярні орієнтації молекули води перед можливим переходом їх до хвильових представлень. Повна кількість переглянутих орієнтацій вдвічі більша; вони виникають при двох інших поворотах навколо осі x на 180° та 270° відносно положень рис. 3а. Але вони ідентичні наведеним на рис. 3. Орієнтацію дипольних моментів показано за допомогою вектора червоного кольору.

Враховуючи конфігуративні обмеження на лінійні та колові хвильові представлення, а також на здатність їх передавати неспотвореними базові характеристики, зокрема дипольний момент,

зроблено такий висновок: допустимими без обмежень є всі орієнтації 3; допустимими, але менш імовірними, – всі орієнтації 2, а забороненими – всі орієнтації 1. Тобто завжди дипольний момент молекул в їхньому довгостроковому хвильовому представленні перпендикулярний до лінії, що збігається з хвильовим представленням.

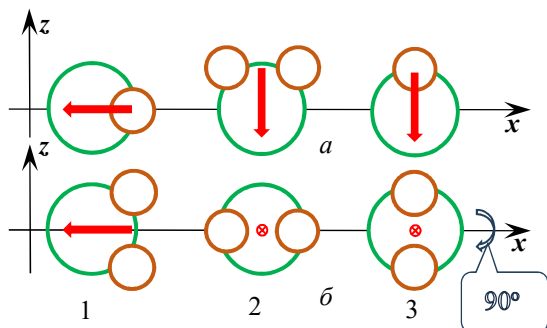


Рисунок 3 – а – базові орієнтації молекули H_2O (Н – коричневе, О – зелене коло) по відношенню до осі анізотропії (горизонтальна вісь x); б – положення молекул при повороті на кут 90° навколо осі x

Ще одне додаткове обмеження вноситься на організацію хвильових представлень. З'являється воно завдяки різкому зростанню енергії взаємодії у хвильовому представленні молекул за умови однакової орієнтації дипольних моментів. Це матиме три важливі наслідки.

Перший наслідок. З'являється додаткова селективність хвильової взаємодії молекул з дипольним моментом – здатність розпізнавання «свій-чужий». Тобто виникає самовідбір молекул води та організація хвильового стримера чи сендвіча виключно з молекул води.

Другий наслідок. Починаючи з моменту зародження стримера з молекул води (рис. 4), орієнтація дипольних моментів всіх молекул у хвильовому представленні буде однаковою у всіх його розгалуженнях. Розбіжність орієнтацій дипольних моментів знаходиться в межах дуже малого тілесного кута $\Delta\theta$, що відповідає діаграмі 2 рис. 2а. Тобто весь стример, складений з молекул, що мають дипольний момент, являє собою своєрідний хвильовий домен газового сегнетоелектрика або, інакше, піроелектрик [11].

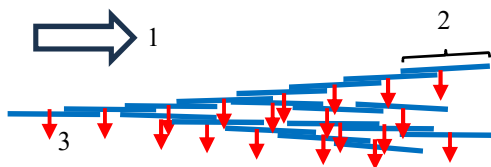


Рисунок 4 – Місце зародження та початкові розгалуження хвильового стримера з молекул H_2O : стрілка 1 – напрям потоку; 2 – переріз хвильового представлення молекули; червоні стрілки 3 – дипольні моменти молекул

Третій наслідок. Зростання енергії взаємодії за рахунок диполь-дипольної взаємодії призводить до збільшення частки даного сорту молекул α_d , які потрапляють у хвильове утворення, відносно їх загальної концентрації. Порівняно з бездипольними молекулами азоту чи кисню ця величина може збільшитись на порядок.

Відзначені обставини породжують сміливу надію. Можливо, ми наблизились до розгадки блискавок, для яких невирішеним питанням є поява пробійних напруженостей полів $E_{пр} \cong 3 \cdot 10^6$ В/м. Адже виникнення великих різниць потенціалів в атмосфері не має досі ані надійного теоретичного, ані експериментального підтвердження. Ще більш загадковими видаються так звані кульові та гамма-блискавки. Тоді, може, хвильовий газовий сегнетоелектрик з упорядкованими дипольними моментами води і є тим ключем до розгадки таємниці блискавок? Вважаємо, що причиною – так, а от конкретним механізмом, мабуть, ні.

Загадка блискавок

Розгадка 1. Про електричний стан атмосфери у звичайному стані нам відомо наступне. Середнє значення напруженості електричного поля в атмосфері має порядок $\bar{E}_A \sim 10^2$ В/м. Концентрація іонів обох знаків, теж в середньому, $n^\pm = 10^{10}$ м $^{-3}$. В області виникнення грозових хмар ці параметри можуть змінюватись. Наприклад, напруженість електричного поля завжди зростає до $\bar{E}_A \sim 10^3$ В/м. Щось подібне спостерігається і з концентрацією іонів. Та нас, в першу чергу, цікавитимуть умови, при яких виникають напруженості пробою атмосфери $E_{пр}$. Зрозуміло, що напруги пробою, в залежності від товщини d прошарку пробою, будуть різними.

Представивши область виникнення розряду блискавки еквівалентним плоским повітряним конденсатором, визначимо зручну постійну величину, яка б однозначно характеризувала стан досягнення стану пробою. Це поверхнева густина заряду на еквівалентних обкладках σ . Враховуючи, що напруженість поля між обкладками, зарядженими різнойменними зарядами з однаковою поверхневою густиною, визначається як $E_{пр} = \sigma / (\epsilon \epsilon_0)$, матимемо:

$$\sigma = \epsilon_0 E_{пр} = 2,7 \cdot 10^{-5} \text{ Кл/м}^2. \quad (4)$$

Тепер можна цю величину порівнювати з поверхневою густиною наведених зарядів на умовних поверхнях хвильового домена газового сегнетоелектрика:

$$\sigma_c = n_{вл} p_E = 4,2 \cdot 10^{-7} \text{ Кл/м}^2, \quad (5)$$

де $n_{вл} = \alpha_d p_v / kT$ – концентрація молекул води, які входять в хвильовий домен, p_v – тиск водяних парів в атмосфері, $\alpha_d \approx 0,1$ – ступінь анізотропії газового потоку для молекул води.

Порівнюючи (4) та (5), приходимо до висновку, що в умовах земної атмосфери досягти необхідного значення поверхневої густини зарядів за рахунок хвильового упорядкування дипольних моментів молекул неможливо. І не тільки тому, що недосяжною є напруженість поля пробою повітря. Є підозра, що такий надзвичайно розріджений газовий сегнетоелектрик взагалі неспроможний організувати регулярне поле наведених зарядів.

Проте це може стати розгадкою інших проблем. У 80-х рр. XX ст. В. С. Фінько проводив роботи по проштовхуванню води під високим тиском (>50 атм) через невеликі отвори. При цьому спостерігалось неперервне горіння газового розряду в області отворів, яке супроводжувалось сильним нагрівом води та рентгенівським випромінюванням. Роботи не публікувались, бо не зрозумілою була фізика явища.

Легко зрозуміти, що у випадку швидких потоків води поверхнева густина зарядів може сягати 10^{-2} Кл/м². Тобто напруженості електричного поля зростали до величин $>10^9$ В/м, чого достатньо для підтримання розряду.

Можливо, розгадка 1 є підказкою і до вирішення проблеми самозаймання та вибуху газу метану при його проривах на вугільних шахтах. Для цього достатньо лише іскри коронного розряду, яку наявна водяна пара в швидких потоках метану здатна легко організувати.

Розгадка 2. Незважаючи на висновок попереднього пункту, ми продовжуємо зберігати впевненість в тому, що до виникнення блискавок має відношення селективне упорядкування хвильовою далекодією дипольних моментів молекул води. Просто наші міркування в попередньому пункті залишались занадто традиційними.

Інший спосіб міркування виглядає так. На кроці 5 ми розглядали орієнтаційну складову ентропії і прийшли до висновку: всі необмежені системи, що мають векторну характеристику, здатні до самоорганізації і їм притаманне явище спонтанного самоорганізації (рис. 2), яке вони проходять дуже швидко. Це стосується і системи молекул азоту з упорядкуванням по імпульсам, і системи молекул води з упорядкуванням по дипольному моменту, і фізичного вакууму з упорядкуванням по вектору поляризації. Ми можемо навіть не уявляти собі, що воно таке – вектор поляризації вакууму – проте в існуванні подібної векторної характеристики у фізичного вакууму сумніву немає.

Процес швидкого перебігу спонтанної самоорганізації можна штучно затримати, наприклад, на стадії 2 рис. 2, там, де розташований максимум орієнтаційної складової ентропії. Тоді ми говоритимемо про спровоковане упорядкування.

Якраз випадок такого спровокованого упорядкування, обумовленого впливом на дипольні моменти хвильової далекодії, представлений на рис. 4. Причому він відповідає стадії 2 рис. 2, тобто максимуму ентропії.

А таке упорядкування дипольних моментів (рис. 4), в свою чергу, дозволяє зупинити на аналогічній стадії і процес спонтанної поляризації вакууму. І тоді таку поляризацію, що виникає, варто називати спровокованою поляризацією вакууму (СПВ). Тобто спостерігається послідовний перенос упорядкувань, виникає своєрідна ієрархія самоорганізацій у Природі.

Спровокована поляризація вакууму виглядає зовсім не так, як звична нам поляризація вакууму у зарядженому повітряному конденсаторі. В конденсаторі силові лінії були умовними, а напруженість поля була однаковою в кожній точці простору конденсатора. А СПВ виглядає як мереживо реальних фізичних ліній (рис. 5), сформоване перпендикулярно аналогічному мереживу розгалужень стримера чи сендвіча з хвильових представлень молекул води. Ідентичність картин ще раз підкреслює матеріальну єдність Природи.

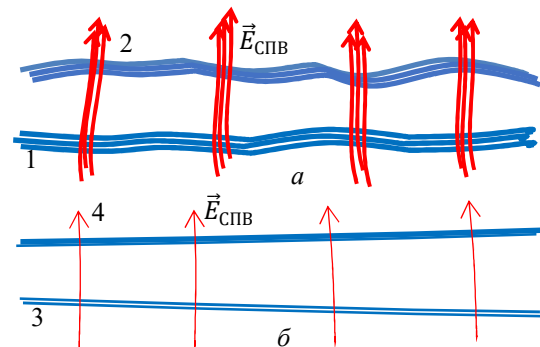


Рисунок 5 – Картина спровокованої поляризації вакууму (червоні стрілки): а – у випадку водяного хвильового стримера; б – хвильового сендвіча

Справедливість запропонованої картини СПВ (рис. 5) має пряме підтвердження [12; 13]. І не вербальне, а пряме експериментальне, з хорошими фотографічними світлинами. Серед них – найбільш відоме всім фото Н. Тесла з іскрами в Колорадо-Спрінгс [13]. Зауважимо, що доступним є і пряме спостереження такої іскрової картини СПВ для тих, хто використовував трансформатор Тесла для технічних потреб. Власне, до постійного використання СПВ і зводиться те, що ми називаємо «методом Тесла». Якщо коротко, то метод зводиться до отримання СПВ за допомогою розірваних електричних кіл та при використанні явища резонансу. При цьому лінії СПВ стають видимими.

Радіуси ліній СПВ Тесла оцінював як такі, що змінюються від $r_1 \approx 10^{-5}$ м до $r_2 \approx 10^{-9}$ м при поверхневій щільності їх $N_s \approx 10^3$ м⁻². Спробуємо використати ці параметри для оцінки величин напруженостей полів при виникненні СПВ.

Вважатимемо, що для атмосфери в її спокійному стані потік вектора напруженості електричного поля через площу в 1 м² становить $\Phi_{E0} = \vec{E}_A S = 10^2$ В·м. Спонтанні флуктуації вакууму обумовлюють такі відхилення електричного поля вакууму, які не перевищують рівноважні значення потоку вектора напруженості Φ_{E0} . Звідки отримаємо напруженість $\vec{E}_{СПВ1}$:

$$\vec{E}_{СПВ1} = \Phi_{E0} / N_1 \cdot \pi r_1^2 \cong 3 \cdot 10^9 \text{ В/м.} \quad (6)$$

При іншому радіусі ліній матимемо ще фантастичніше значення напруженості $\vec{E}_{СПВ2}$:

$$\vec{E}_{СПВ2} = \Phi_{E0} / N_1 \cdot \pi r_2^2 \cong 3 \cdot 10^{17} \text{ В/м.} \quad (7)$$

Попередній аналіз показав, що обидва крайні випадки (6) та (7) забезпечують існування двох різних типів попередніх підготовчих процесів, які призводять до майбутніх електричних розрядів в атмосфері. Подібні розряди прийнято називати лінійними блискавками. Проміжні випадки також ведуть до виникнення лінійних іскрових розрядів в атмосфері.

Більше того, ми проаналізували можливий спектр розрядних явищ і дійшли висновку про необхідність запровадження певної класифікації, розділивши ці явища на три групи. В межах групи можуть виділятися окремі типи. Зокрема, обидва крайні випадки (6) та (7) (і всі проміжні) варто об'єднати в одну групу А – первинні блискавки. Щоб їх розрізняти, називатимемо випадок (6) типом А₁, а випадок, що відповідає формулі (7), – типом А₂. Тоді необхідно відразу передбачати, як мінімум, і групу В – групу вторинних (або звичайних) та групу С – особливих (або незвичайних) блискавок.

Класифікація блискавок

А1. Первинна блискавка на основі СПВ, у якій попередній підготовчий розподіл надлишкового заряду на кінцях здійснює лавинна ударна іонізація (іони типу O_2^-) іонізація (відбувається за сотні мікросекунд [14]). При досягненні напруженостей пробую, СПВ зникає завдяки появі звичного нам поля між рознесеними в просторі різнойменними зарядами. Характеризується спалахом середньої тривалості ~2 мс. Найкраще діагностується по звуку. До першого звуку грому прослуховується характерний тріск – «тріск стиглого кавуна», який репачеться при надрізанні. Цей тріск обумовлений процесами лавинної іонізації ще на стадії формування

надлишкового поверхневого заряду. Такий тип блискавок може починатись і закінчуватись в повітрі, де немає хмар або предметів, пов'язаних із землею.

А2. Первинна блискавка на основі СПВ, попередній підготовчий розподіл надлишкового заряду на кінцях якої здійснюють два лавинних процеси: народження електронно-позитронних пар [15] та ударна електронно-позитронна іонізація [14] (протяжність всього кілька мікросекунд). Припинення СПВ також обумовлене досягненням напруженостей електричного пробую. Має надзвичайно короткий та яскравий спалах – тривалістю всього 0,2 мс. Завжди супроводжується дуже голосним «тріском стиглого кавуна», який закінчується різким, як вибух, ударом грому. Як і тип А₁, може починатись і закінчуватись у повітрі, де немає хмар або предметів, пов'язаних із землею. Принциповою відмінністю блискавок типу А₂ від блискавок типу А₁ є те, що по закінченні розряду виникає сплеск рентгенівського та гамма-випромінювання (результат анігіляції електронно-позитронних пар), яке реєструється навіть на навколосемній орбіті [16]. Це явище отримало назву темні або гамма-блискавки. Якраз вони і розрізняють між собою ці два типи блискавок А₁ та А₂. Тому в нашій класифікації гамма-блискавки можуть бути класифіковані як окремий тип С₂ групи незвичайних блискавок, або ж доповнювати особливостями тип А₂.

Зауваження 1. Блискавки типу А₁ та А₂ називаються первинними не тому, що спалахують першими. В окремих випадках вони взагалі не з'являються. Наприклад, під час гроз на спаді циклонічної діяльності. Вони первинні за іншою ознакою – тому що мають механізми формування надлишкових зарядів – процеси лавинної іонізації.

Первинними вони є навіть тоді, коли не завершуються електричним розрядом. Це стається в результаті дострокового зникнення СПВ внаслідок розпаду хвильових водних стримерів чи сендвічів (рис. 5) ще до досягнення необхідних значень напруженостей поля пробую. Причому такі випадки непоодинокі, іноді кількість незавершених спроб сягає 100%.

Зауваження 2. Детальні розрахунки лавинної іонізації та досягнення необхідної густини накопичених зарядів (4) плануємо надати в подальших роботах. Це стосується як первинних блискавок типу А₁, так і блискавок типу А₂ – з описом процесів народження та анігіляції електронно-позитронних пар.

В. Група і тип звичайних блискавок. Обумовлені надлишковою зарядженістю різнойменним зарядом сусідніх хмар чи окремих хмар та предметів земної поверхні. Виникають завдяки попереднім розрядам типу А₁ та А₂ або завдяки їх незавершеним спробам.

Надлишковий заряд окремі хмари отримують, потрапляючи в ті області атмосфери з некомпенсованим зарядом, де перед цим відбувся розряд типу A_1 чи A_2 або їх незавершена спроба.

Характерна ознака – розряд завжди починається та закінчується на матеріальних об'єктах: або між двома хмарами, або між частинами однієї і тієї ж хмари з різним зарядом, або між хмарою та земними предметами. Тому громовідвід захищає оселі якраз від цього типу блискавок. А розряди цього типу блискавок надзвичайно різноманітні – за інтенсивністю, довжиною, напрямом тощо.

Ще однією характерною ознакою цього типу блискавок є відсутність перед розкатами грому так званого «тріску стиглого кавуна», який у блискавок A_1 та A_2 породжували процеси лавинної іонізації на підготовчій стадії.

С. Група незвичайних (екзотичних, специфічних, особливих) блискавок.

В межах даної роботи сюди ми відносимо як окремих тип C_1 відому і найбільш загадкову кульову блискавку. У даній роботі ми сформулюємо лише ідею пояснення та відобразимо її суть графічно за допомогою рис. 6.

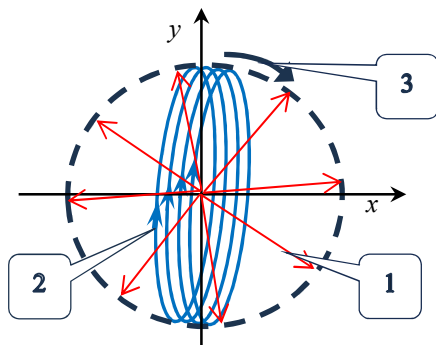


Рисунок 6 – Виникнення СПВ зі сферичною симетрією ліній 1 за рахунок колового водяного сендвіча 2, який обертається навколо осі, що лежить в площині сендвіча

Підкреслимо, що існує приблизно 2 десятки різних спроб пояснення феномена кульової блискавки [17]. Вони відмінні за ідеєю і навіть фантастичні. Тому важливо, що наше пояснення ґрунтується на одній і тій самій фізичній основі, викладеній в даній роботі – організації хвильовою далекодією СПВ, в даному випадку – зі сферичною симетрією.

А для детального розгляду всього довгого списку екзотичних властивостей такого утворення необхідна окрема стаття.

Обговорення результатів

Ієрархія упорядкувань. Генеральна послідовність

В обговоренні результатів нас зацікавила одна важлива тема. Нехай на молекулярну систему

(це може бути виділена область атмосфери) здійснено зовнішній механічний вплив, наприклад, їй надано направлений поштовх. На фізичній мові це означає внесення в систему анізотропії. Якою може бути максимальна реакція системи на таку механічну дію?

Відповідь буде такою. Своїм поштовхом ми спровокуємо в системі хвильову далекодію, яка самостійно здійснить відбір частини молекулярної системи, у якій:

1. спустошуються (випромінюванням) всі ступені обертового руху;
2. з'явиться додаткове упорядкування в поступальних ступенях свободи (зникне 1 ступінь свободи руху);
3. буде примусово зорієнтований електричний дипольний момент всіх молекул;
4. виникне спровокована поляризація вакууму (СПВ).

Представлений список дій система виконує самостійно, тобто це перелік самоупорядкувань, номери в якому визначаємо не ми, а система. А тому ми вважаємо доцільним називати такий перелік ієрархією самоупорядкувань, не звертаючи уваги на номери.

Аналізуючи інші можливі способи внесення анізотропії (наприклад, «метод Тесли»), ми дійшли висновку, що представлений нами ланцюжок самоупорядкувань, обумовлений внесенням анізотропії механічним рухом, є найдовшим. А тому запропонували іменувати наш список генеральною послідовністю ієрархії самоупорядкувань в системах тотожних частинок.

Висновки

1. Хвильова далекодія має селективний характер, так що в молекулярних системах тотожних частинок здатна здійснити послідовне упорядкування в поступальних та обертових ступенях свободи молекул, а також в орієнтації дипольних моментів молекул, що, врешті-решт, породжує спровоковану поляризацію вакууму (СПВ). Цю властивість хвильової далекодії необхідно іменувати ієрархією самоупорядкувань у Природі.

2. Найдовший ланцюжок самоупорядкувань виникає при внесенні анізотропії в систему тотожних частинок за допомогою механічного руху. Тоді йому можна дати назву генеральної послідовності ієрархії самоупорядкувань в системах тотожних частинок.

3. Всі види блискавок (навіть ті, які ще не спостерігали на Землі) виявляються прямим або опосередкованим наслідком хвильової далекодії та найпомітнішим ефектом в ієрархії самоупорядкувань у Природі.

Список літератури

1. 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.
2. Клапченко В. І., Кузнецова І. О., Краснянський Г. Ю. Універсальний механізм розвитку процесів самопорядкування 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.
3. Клапченко В. І., Кузнецова І. О. Квазірелятивізм молекулярних потоків та ентропія упорядкованого хаосу. *Управління розвитком складних систем*. Київ, 2024. № 58. С. 153 – 161, dx.doi.org/10.32347/2412-9933.2024.58.153-161.
4. де Бройль Л. Революция в физике (новая физика и кванты). Москва: Гостехиздат, 1963. 231 с.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Москва: Наука, 1989. 768 с.
6. Lennard-Jones J. E. *Proc. Roy. Soc.* 1924. Vol. A 106. P. 463 – 477.
7. Клапченко В. И. Ноуменальная физика. Киев: Випол, 2003. 326 с.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Москва: Наука, 1964. 568 с.
9. Гуцол А. Ф. Эффект Ранка. *Успехи физических наук*. Москва, 1997. Т.167, №6. С. 665 – 687.
10. Wilson K. G. Problems in Physics with Many Scales of Length. *Scientific American*. 1979. Vol. 241. P. 158 – 179.
11. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Электричество. Москва: Наука, 1977. 688 с.
12. Тесла Н. Статьи. Самара: Издательский дом «Агни», 2008. 584 с.
13. Тесла Н. Дневники. 1899-1900. Самара: Издательский дом «Агни», 2008. 460 с.
14. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. Москва: Наука, 1992. 536 с.
15. Смолянский С. А. Вакуумное рождение частиц в сильных электромагнитных полях. *Соросовский образовательный журнал*. 2001. № 2. С. 69 – 75.
16. Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupre R. Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm. *Physics Letters A*. 1992. Vol. 165, Iss. 5-6. P. 463 – 468.
17. Стаханов И. П. О физической природе шаровой молнии. Москва: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.

Стаття надійшла до редколегії 10.05.2025

Klapchenko 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

GENERAL SEQUENCE OF THE HIERARCHY OF SELF-ORDERINGS IN SYSTEMS OF IDENTICAL PARTICLES

Abstract. This paper presents an analysis of the sequence of methodological justification for the existence of long-range wave action in systems of identical particles. In this sequence, individual steps of such justification are highlighted, and emphasis is placed on the need to consider such interactions in molecular systems, especially in the presence of rotational degrees of freedom of motion in the molecules of such systems. The completeness of individual steps is emphasized; in particular, fragmented physical statistics with a separate method for calculating the orientational component of entropy and a universal mechanism of long-range wave action (UMWA) are proposed. The peculiarities of UMWA application in the case of molecules with an electric dipole moment (like water molecules) are identified and formulated as an unsolved problem. A model analysis of long-range wave action in molecular systems with an electric dipole moment is carried out. The selectivity of long-range wave action based on the orientation of dipole moments has been established. It has been shown that the result of selective action can be the emergence of provoked polarization of the physical vacuum. The immediate consequence of such vacuum polarization is the separation of electric charges and even the creation of electron-positron pairs, which can lead to the electrification of bodies or the occurrence of linear and ball lightning in the atmosphere. This may lead to a special case among powerful lightnings that end with the recombination of electron-positron pairs and are accompanied by X-ray and γ -radiation. They are called gamma lightnings. The entire chain of self-ordering of the characteristics of molecular systems by long-range wave action is analyzed: from translational and rotational degrees of freedom to dipole moments and induced vacuum polarization. It is recognized that self-ordering by mechanical motion generates the longest such chain. It is proposed to call such a sequence the general sequence of the hierarchy of self-orderings in systems of identical particles.

Keywords: long-range wave action; electric dipole; spontaneous vacuum polarization; induced vacuum polarization; linear and ball lightning; gamma lightning; hierarchy of self-orderings

References

1. Klapchenko, Vasily, Kuznetsova, Irina & Krasnianskyi, Grygorii. (2023). Fragmented physical statistics and selfordering processes in complex systems. *Management of Development of Complex Systems*, 53, 80–90, dx.doi.org/10.32347/2412-9933.2023.53.80-90.
2. 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.
3. Klapchenko, Vasily, & Kuznetsova, Irina, (2024). Quasirelativism of molecularflows andentropy of orderedchaos. *Management of Development of Complex Systems*, 58, 153–161, dx.doi.org/10.32347/2412-9933.2024.58.153-161.
4. de Broglie, L. (1963). Revolution in physics (new physics and quanta). Moscow: Gostekhizdat, 231.
5. Landau, L. D. & Lifshits, E. M. (1989). Quantum mechanics. Nonrelativistic theory. Moscow: Nauka, 768.
6. Lennard-Jones, J. E. (1924). *Proc. Roy. Soc.*, vol. A 106, 463 – 477.
7. Klapchenko, V. I. (2003). Noumenal physics. Kyiv, 326.
8. Landau, L. D. & Lifshits, E. M. (1964). Statistical Physics. Moscow: Nauka, 568.
9. Gutsol, A. F. (1997). Ranque effect. *Advances in physical sciences*. Moscow, v.167, No. 6, 665–687.
10. Wilson, K. G. (1979). Problems in Physics with Many Scales of Length. *Scientific Amerikan*. Vol. 241, 158 – 179.
11. Sivukhin, D. V. (1977). General course of physics. Electricity. Moscow: Nauka, 688.
12. Tesla, N. (2008). Articles. Samara: Publishing house "Agni", 584.
13. Tesla, N. (2008). Diaries. 1899-1900. Samara: Publishing house "Agni", 460.
14. Raiser, Yu. P. (1992). Physics of gas discharge. Moscow: Nauka, 536.
15. Smolyansky, S.A. (2001). Vacuum production of particles in strong electromagnetic fields. *Soros educational journal*, 2, 69 – 75.
16. Gurevich, A. V., Milikh, G. M. & Roussel-Dupre, R. (1992). Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm. *Physics Letters A*. Vol. 165, Iss. 5-6, 463 – 468.
17. Stakhanov, I. P. (1985). On the physical nature of ball lightning. Moscow: Energoatomizdat, 208.

Посилання на публікацію

- | | |
|------|--|
| APA | Klapchenko, Vasily & Kuznetsova, Irina. (2025). General sequence of the hierarchy of self-orderings in systems of identical particles. <i>Management of Development of Complex Systems</i> , 62, 195–204, dx.doi.org/10.32347/2412-9933.2025.62.195-204. |
| ДСТУ | Клапченко В. І., Кузнецова І. О. Генеральна послідовність ієрархії самоупорядкувань в системах тотожних частинок. <i>Управління розвитком складних систем</i> . Київ, 2025. № 62. С. 195 – 204, dx.doi.org/10.32347/2412-9933.2025.62.195-204. |