

СПЕКТР ФЛЮКТУАЦІЙ ПРИ МОДЕЛЮВАННІ ХАОТИЧНОГО РУХУ В ОБ'ЄКТАХ, ЯКІ ПЕРЕБУВАЮТЬ У НЕРІВНОВАЖНОМУ СТАНІ

З. О. Колодій

*Національний університет "Львівська політехніка",
інститут телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки,
вул. Професорська, 2, 79013, Львів, Україна*

(Отримано 21 грудня 2004 р.; в остаточному вигляді — 14 лютого 2005 р.)

Представлено енергетичні спектри змодельованого хаотичного руху елементарних частинок на плоскій площині. Імітацію нерівноважного стану здійснено введенням на площині непрозорих перегородок, кількість, довжину та розташування яких можна було змінювати в широких межах. На підставі аналізу отриманих енергетичних спектрів запропоновано вираз для спектральної густини флюктуацій $S(f)$ ізольованих систем, який ураховує залежність $S(f)$ не тільки від запасеної внутрішньої енергії, але й від структури системи (через час релаксації τ). Одержаний вираз для спектральної густини пояснює зростання $S(f)$ при $f \rightarrow 0$ (фліккер-шуми).

Ключові слова: спектральна густина флюктуацій, енергетичний спектр, час релаксації.

PACS number(s): 05.40.-a, 05.40.Ca

I. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Динамічність природних процесів є невіддільною від флюктуацій — непередбачуваних або слабопередбачуваних відхилень параметрів, якими характеризуються різні системи (фізичні, хемічні, біологічні й ін.), від їхнього середнього значення. Флюктуації в природі можна спостерігати скрізь: від макропроцесів, що відбуваються в масштабі всієї Землі (геофізичні процеси, зміна клімату тощо), до мікропроцесів (броунівський рух елементарних частинок). Одним із основних параметрів, за яким можна порівнювати різні флюктуаційні процеси, є спектральна густина флюктуацій $S(f)$, що визначається як

$$S(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|W(f)|^2}{T}, \quad (1)$$

де $W(f)$ — спектральна густина ергодичного випадкового процесу $S(t)$, що існує в межах інтервалу часу T . $W(f)$ визначається з

$$W(f) = \int_{t_1}^{t_2} S(t) e^{-i2\pi ft} dt, \quad (2)$$

З поняттям флюктуацій нерозривно пов'язане поняття шумів, і в літературі в багатьох випадках вони є синонімами. Однак, зважаючи на те, що самі флюктуації є зовнішнім проявом фізичних, хемічних та ін. процесів, які відбуваються в системі, і що з цього погляду вони є інформативним сигналом [1], то поняття шумів і флюктуацій слід розрізняти. Отже, шуми — це флюктуації параметрів системи, небажані з погляду очікуваного (корисного) сигналу. Слід зауважити, що інженерне поняття шумів є ширшим, ніж флюк-

туацій, оскільки часто під першими розуміють ще й зовнішні завади.

Вивченню флюктуацій значно сприяв технологічний прогрес у галузі електроніки та радіотехніки: перешкодою на шляху до підвищення чутливості радіоелектронної апаратури (РЕА) стали власні шуми РЕА та шуми джерела сигналу. За останні 30–40 років досягнуто значних успіхів у вивченні та класифікації джерел шумів (флюктуацій) і механізмів, що відповідають за флюктуації відповідного параметра. Це дало змогу усвідомлено вибирати способи зниження рівня власних шумів насамперед вимірювальної апаратури. Наприклад, для зменшення рівня власних шумів РЕА використовують охолодження елементів й апаратури в цілому (зменшення рівня теплових шумів), зменшують значення струму (зниження рівня дробових шумів), удосконалюють технологію виготовлення твердотільних елементів із p - n -структурою (зменшення генераційно-рекомбінаційного, лавинного й "вибухового" шумів) та ін. Однак при експериментальних дослідженнях шумових властивостей напівпровідників, полі- та монокристалічних матеріалів, електролітів та ін. з'ясувалось, що здебільшого спектральна густина шуму (флюктуацій) $S(f)$ при $f \rightarrow 0$ зростає і це зростання можна апроксимувати залежністю

$$S(f) \sim \frac{c}{f^\gamma}, \quad (3)$$

де $c = \text{const}$; $\gamma = 0.8 \div 1.2$.

Слід відзначити, що такий характер поведінки спектра $S(f)$ зафіксований не тільки в електроніці, а й в інших ділянках досліджень: флюктуації коливань земної поверхні й поверхні Сонця, варіації напруженості геомагнетного поля, коливання температури й тиску атмосфери Землі, в різних біохемічних і біофі-

зичних процесах [2–5]. Таким шумам (або, правильніше, флюктуаціям), спектральна густина яких $S(f)$ при $f \rightarrow 0$ зростає, дано загальну назву — низькочастотні шуми (НЧ-шуми), шуми типу $1/f$, флікер-шуми. При аналізі НЧ-шумів першим постає питання про джерело або внутрішні механізми, що зумовлюють їх зростання зі зменшенням частоти. Необхідно визнати, що, незважаючи на більш як 80-літню історію вивчення цих шумів, загальноприйнятої гіпотези про джерело (або джерела) НЧ-шумів на сьогодні немає [6–9], а відтак і немає загальноприйнятих способів їх зменшення.

II. АНАЛІЗ ОСТАННІХ ДОСЛІДЖЕНЬ І ПУБЛІКАЦІЙ

Огляд літератури, присвяченої флюктуаційним процесам та шумам, дає підстави стверджувати, що флюктуації виду (3) притаманні кожній системі, де спостерігаються хаотичні відхилення від середнього значення, тобто практично кожній рухомій системі: механічній, електричній, біологічній тощо [2, 10]. На сьогодні запропоновано кілька гіпотез щодо причин виникнення НЧ-флюктуацій зі спектром (3). Найзагальнішими з них є:

- 1) гіпотеза, згідно з якою НЧ-флюктуації зі спектром (3) є невід'ємною особливістю всіх систем, що перебувають у нерівноважному стані [11];
- 2) гіпотеза про виникнення НЧ-флюктуацій у стохастичних процесах [5, 7, 8];
- 3) гіпотеза про зовнішній вплив на систему, в результаті чого в ній виникають флюктуації зі спектром (3) [12].

На підставі проведених досліджень [13,14] та опублікованих результатів [9,15] можна дійти висновку, що найімовірнішою є перша гіпотеза, тобто, що НЧ-флюктуації зі спектром (3) виникають у системах (електричних, хемічних, біологічних та ін.), які перебувають у нерівноважному стані (поблизу стану термодинамічної рівноваги). Таке твердження ґрунтується на кількох чинниках:

- 1) вимірювання спектральної густини НЧ-флюктуацій у реальних умовах (у реальних системах, на реальних давачах) при $f \rightarrow 0$ пов'язано з великою тривалістю вимірювання ($t \rightarrow \infty$). При такій тривалості вимірювань проблемою є забезпечення термодинамічної рівноваги досліджуваної системи, щоби більше, строго рівноважних систем у природі не існує [6];
- 2) експериментальні результати показують вплив на $S(f)$ НЧ-флюктуацій температури, механічної деформації, радіаційного опромінення [6,16]. Перелічені фактори прямо впливають на виведення досліджуваної системи (дослідного зразка) зі стану термодинамічної рівноваги;

При аналізі експериментальних результатів НЧ-флюктуацій у металічних зразках найбільшою проблемою є пояснення різниці $S(f)$ у зразках, виготовлених з одного матеріялу та за однією технологією [16]. Якщо ж за першопричину виникнення НЧ-

флюктуацій зі спектром (3) прийняти гіпотезу про нерівноважність станів досліджуваних зразків, то різницю $S(f)$ можна пояснити різним ступенем термодинамічної нерівноважності у зразках, зумовленим різною кількістю внутрішніх дефектів та їхньою природою (вакансії, дислокації та ін.). На нерівноважний стан дослідного зразка вказує і зафіксована нестационарність НЧ-флюктуацій [9, 13–15].

В опублікованих працях з проблеми низькочастотних флюктуацій [5–11, 13–18] автори, на підставі власних експериментальних досліджень або аналізуючи відомі експериментальні результати, пропонують на розгляд механізми, що зумовлюють спектр типу (3). Однак така модель більш-менш добре узгоджується тільки з даними певного експериментального результату. Для інших же експериментальних результатів, як правило, вона не діє. І річ тут не в недосконалості запропонованої моделі, а в обмеженості експериментальних можливостей авторів: недостатньо широкий вибір об'єктів досліджень, складність зміни їхніх параметрів, складність самого процесу вимірювання та висока вартість вимірювальної апаратури. Цю проблему можна частково (деякою мірою) розв'язати, використовуючи можливості комп'ютерного моделювання.

III. МЕТА РОБОТИ

Метою проведеної роботи було комп'ютерне моделювання хаотичного руху кульок (імітація молекул, атомів або елементарних частинок) у плоскому прямокутнику зі співвідношенням сторін 1:2, у якому можна розставляти внутрішні перегородки, що імітують структуру об'єкта досліджень. Такому прямокутнику можна поставити у відповідність (з певним наближенням) металевий плівковий резистор гомогенної структури. Вертикальні перегородки, довжину й розташування яких по площі прямокутника можна змінювати в межах від 0 до ширини прямокутника Y_{II} і від 0 до довжини прямокутника X_{II} відповідно, імітують упорядковане та невпорядковане розміщення елементів кристалічної ґратки, статичних спотворень кристалічної ґратки (дислокації, вакансії, міжвузлові атоми) та домішок. Під час хаотичного руху кульок по площі прямокутника здійснюється їх пружне відбивання від стінок прямокутника та вертикальних перегородок, що відповідає розсіянню електронів на елементах кристалічної ґратки (електрон-фононна взаємодія) та структурних спотвореннях ґратки. У розробленій програмі задано час руху кульок T , їхню середню швидкість v та середньоквадратичне відхилення швидкості Δv . Протягом заданого часу T через задані проміжки Δt здійснюється підрахунок кількості кульок, що торкнулися правої $n_{\text{пр}}$ і лівої $n_{\text{лв}}$ сторін прямокутника, та визначається їх різниця $\Delta n = n_{\text{пр}} - n_{\text{лв}}$, яка відповідає різниці потенціалів (або напрузі) на кінцях плівкового резистора. Спектральну густина такого флюктуаційного процесу (різниця кількості кульок Δn хаотично

змінюється навколо деякого середнього значення) визначено з допомогою кореляційної функції. Змінними величинами у проведених дослідженнях були: 1) кількість кульок n ; 2) швидкість кульок v ; 3) кількість та розташування перегородок.

IV. ПРОВЕДЕНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Перед запуском програми задаються: кількість кульок n , параметри нормального розподілу швидкостей кульок (середнє значення \mathbf{v} та середньоквадратичне відхилення $\Delta\mathbf{v}$), час вимірювання (час спостереження) T , інтервал між відліками Δt , довжина та розміщення (координати) перегородок, співвідношення між сторонами прямокутника, кількість підряд повторень запуску програми (запуску руху кульок) при незмінних решті параметрах. Отримані в результаті виконання програми числа Δn є вибірками випадкового процесу $a_i = \Delta n$, і кількість таких вибірок N за час спостереження T визначається як

$$N = \frac{T}{\Delta t}. \quad (4)$$

На рис. 1 показано вибірки з хаотичного руху кульок ($N = 1000$), зображені у вигляді флюктуацій навколо деякого середнього значення (в цьому випадку середнє значення дорівнює 0).

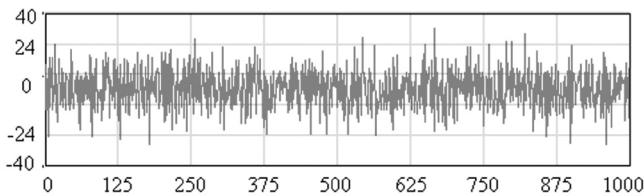


Рис. 1. Різниця кількості кульок, що вдаряються об протилежні стінки прямокутника через проміжки часу Δt .

Дослідження розділено на два етапи: на першому визначали спектральну густину $S(f)$ при хаотичному русі кульок у прямокутнику без перегородок; на другому етапі визначали $S(f)$ при русі кульок у прямокутнику з перегородками. Змінними параметрами були:

1) на першому етапі — кількість кульок n ($n_1 = 100$; $n_2 = 1000$), швидкість кульок v ($v_1 = 50$ м/с; $v_2 = 500$ м/с);

2) на другому етапі — кількість кульок n ($n_1 = 100$; $n_2 = 1000$), швидкість кульок v ($v_1 = 50$ м/с; $v_2 = 500$ м/с), кількість перегородок (від 1 до 11), розташування перегородок (хаотичне або впорядковане).

Час спостереження T та відліки часу Δt , що визначають відповідно відстань між спектральними складовими та верхню частоту у спектрі досліджуваного процесу, можна було вибирати в широких межах, залежно від швидкодії комп'ютера.

На основі отриманих вибірок визначали дисперсію

$$D = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (a_i - \bar{a})^2 \quad (5)$$

та кореляційну функцію

$$R_i = \frac{1}{N \times D} \sum_{j=i}^{N-1} (a_j - \bar{a}) \times (a_{j-i} - \bar{a}), \quad (6)$$

де $i = 0 \div N - 1$.

Спектральну густину флюктуаційного процесу (енергетичний спектр) $S(f)$ обчислювали за розрахованою кореляційною функцією

$$S(f)_i = D \Delta t \sum_{k=0}^{N-1} R_k e^{-jki2\frac{\pi}{N}}. \quad (7)$$

Графік енергетичного спектра, що виводиться на екран дисплея, є результатом усереднення графіків енергетичних спектрів від кожного повторення (кожного запуску руху кульок при незмінних решті параметрів).

Оскільки основною метою було вивчення $S(f)$ в ділянці низьких частот, то верхню частоту у спектрі досліджуваних флюктуацій вибрано $f_b = 50$ Гц ($\Delta t = 0.01$ с). Відсутність перегородок імітує рівноважний стан системи: всі доступні стани системи (різні розташування кульок по площі прямокутника) є рівноймовірними. На рис. 2 зображено плоский прямокутник без перегородок із розташованими в ньому 1000 кульками та подано результати моделювання при різних значеннях швидкостей кульок ($v_1 = 50$ м/с і $v_2 = 500$ м/с) (рис. 2а і 2б).

Параметри нормального розподілу швидкостей.

Середнє значення: 50.00 м/с. Середнє значення: 500.00 м/с.

Середньоквадратичне відхилення: 10.00 м/с.

Енергетичні спектри:

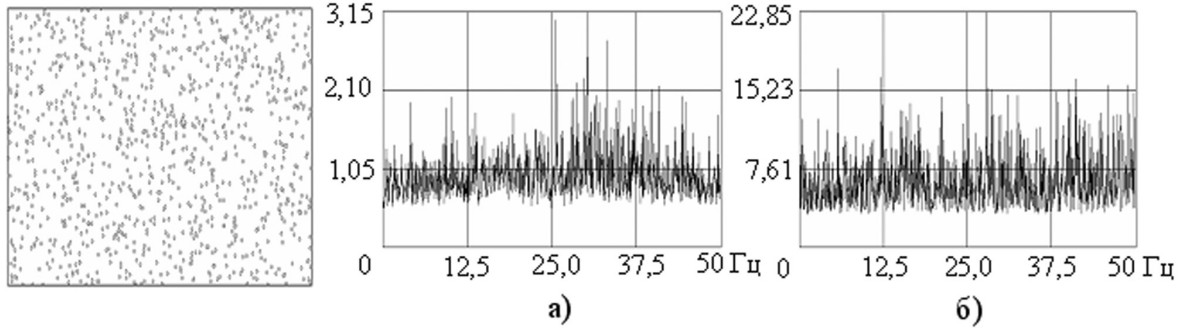


Рис. 2. Енергетичні спектри при швидкості руху кульок $v_1 = 50$ м/с (а), і $v_2 = 500$ м/с (б) у прямокутнику без перегородок.

Зіставляючи зображені на рис. 2а і 2б спектри, можна відзначити зростання спектральних складових, якщо $v_2 = 500$ м/с, порівняно зі спектральними складовими при $v_1 = 50$ м/с приблизно в 7 разів за подібності форми обох спектрів: рівномірний спектр у діпазоні $f = 0$ Гц до $f = 50$ Гц. При кількості кульок $n = 100$ та їхній швидкості $v_1 = 50$ м/с, і $v_2 = 500$ м/с спектральна густина флюктуацій $S(f)$ різниці кількості кульок Δn , що вдаряються об про-

тилежні сторони прямокутника, є подібною до спектральних густин, зображених на рис. 2а і 2б відповідно.

Подальші дослідження проводили при змінних параметрах n, v , зміні кількості перегородок та їхнього розташування при незмінних решті параметрів.

На рис. 3 наведено розташування однієї суцільної перегородки, що ділить прямокутник на дві частини у співвідношенні 1:1, 1:2, 1:9, та енергетичні спектри, що відповідають такому розташуванню.

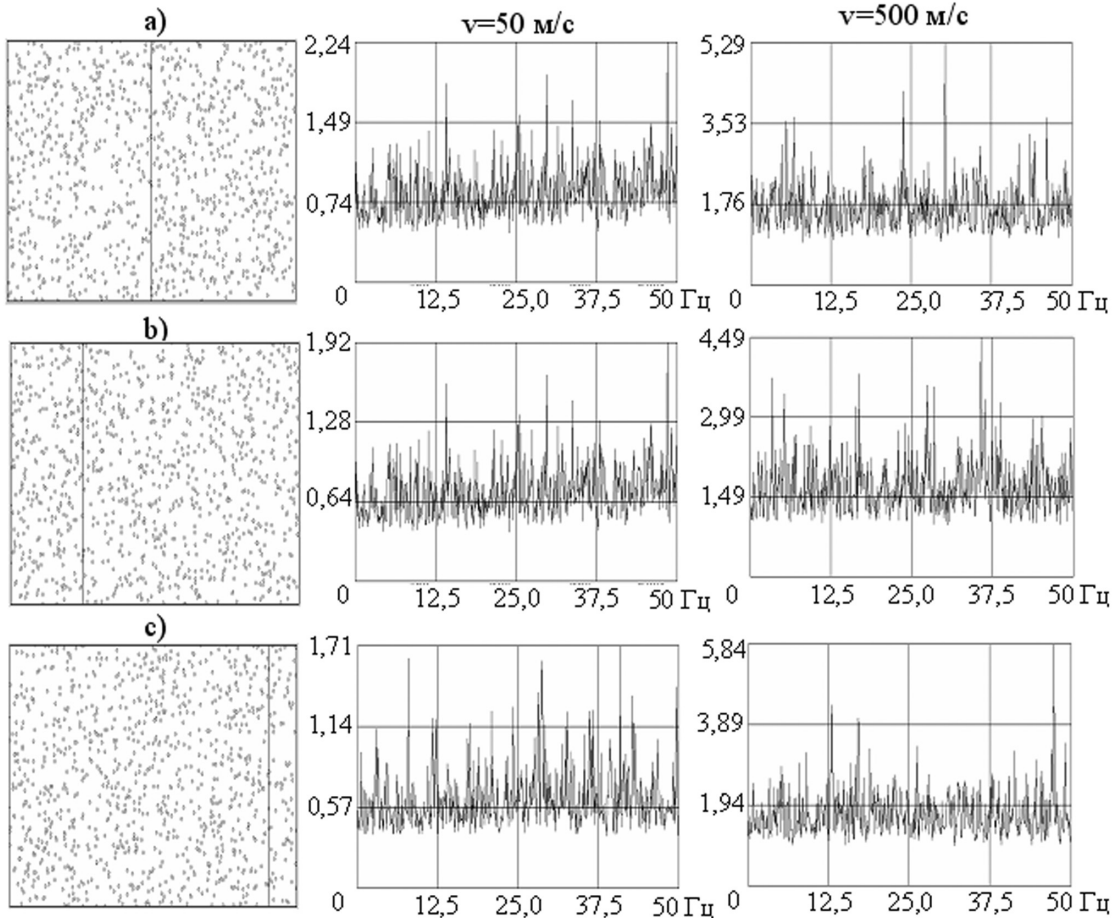


Рис. 3. Розташування суцільних перегородок та енергетичні спектри, що відповідають такому розташуванню.

Необхідно відзначити, що енергетичні спектри на рис. 3 за формою не відрізняються від спектрів, зображених на рис. 2. Тобто за відсутності кореляції між обома розділеними частинами прямокутника розташування кульок у кожній із них окремо є рівномірним і не залежить від розташування кульок в іншій частині (отримали дві системи, кожна з яких пере-

буває у стаціонарному рівноважному стані). Такі результати добре узгоджуються з положеннями статистичної фізики [19].

Енергетичні спектри суттєво змінюють свою форму за наявності зв'язку між обома частинами прямокутника. На рис. 4 показано прямокутник із перегородкою та щілиною в ній.

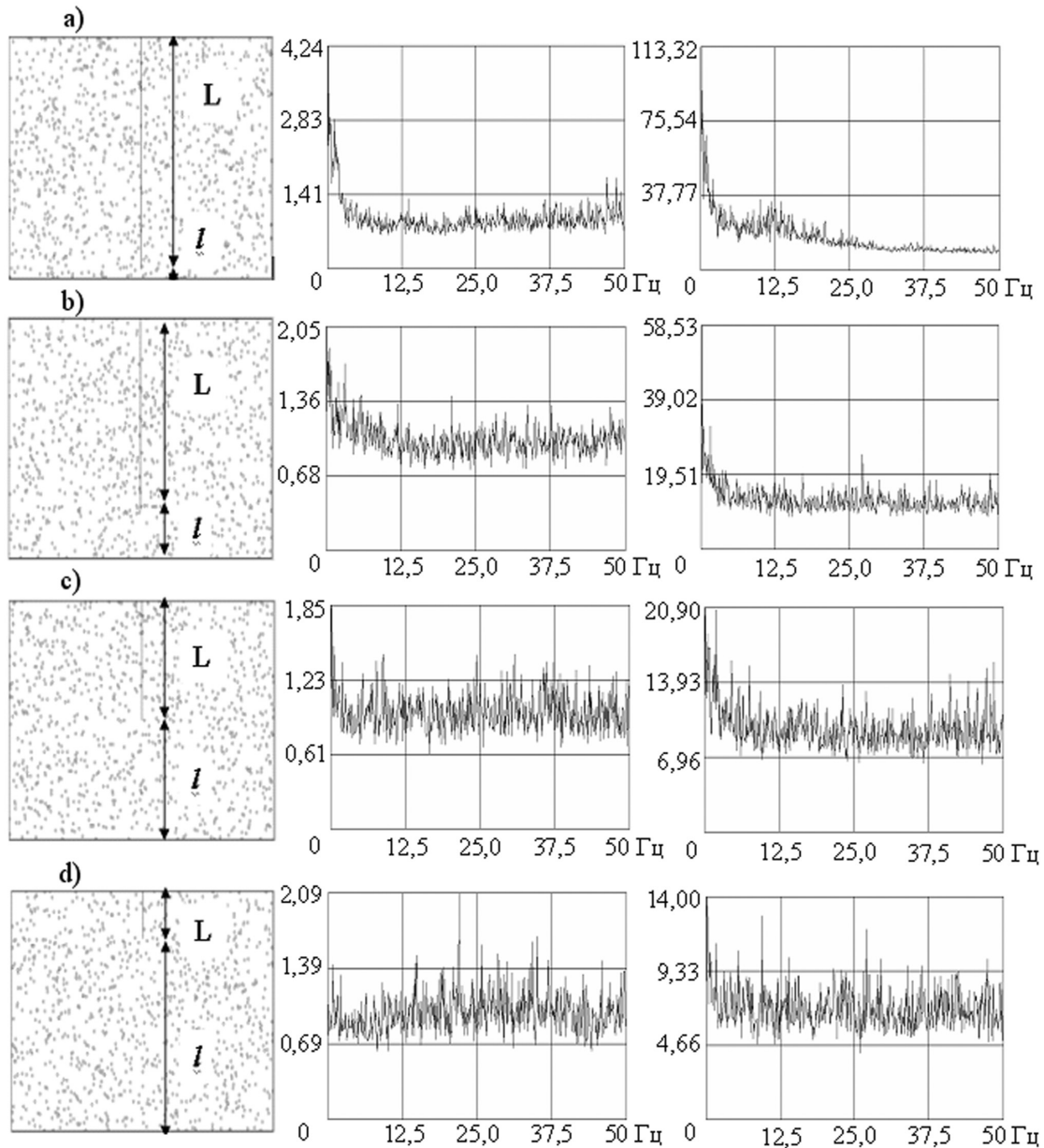


Рис. 4. Прямокутник із перегородкою та щілиною в ній і відповідні енергетичні спектри.

Щілина в перегородці порушує рівномірність розташування кульок у кожній із частин прямокутника: необхідний деякий проміжок часу τ для того, щоб рівномірність відновилась. Тобто в такому випадку отримуємо імітацію системи, що перебуває в стаціонарному нерівноважному стані. Особливістю відповідних спектрів, наведених на рис. 4, є їх-

не зростання при $f \rightarrow 0$, причому зі звуженням щілини (при збільшенні співвідношення: довжина перегородки L до ширини щілини l) зростання зміщується в ділянці нижчих частот і відбувається крутіше. Зі збільшенням швидкості кульок від $v_1 = 50$ м/с до $v_2 = 500$ м/с зростає значення спектральних складових, однак форма спектра суттєво не змінюється.

Також форма спектра не змінюється і зі зменшенням кількості кульок від 1000 до 100 при зменшенні значення спектральних складових. На рис. 5 показано розташування 11-и перегородок різної довжини, при-

чому одна з них має найбільше співвідношення L/l та відповідні їм енергетичні спектри при $v_1 = 50$ м/с і $v_2 = 500$ м/с.

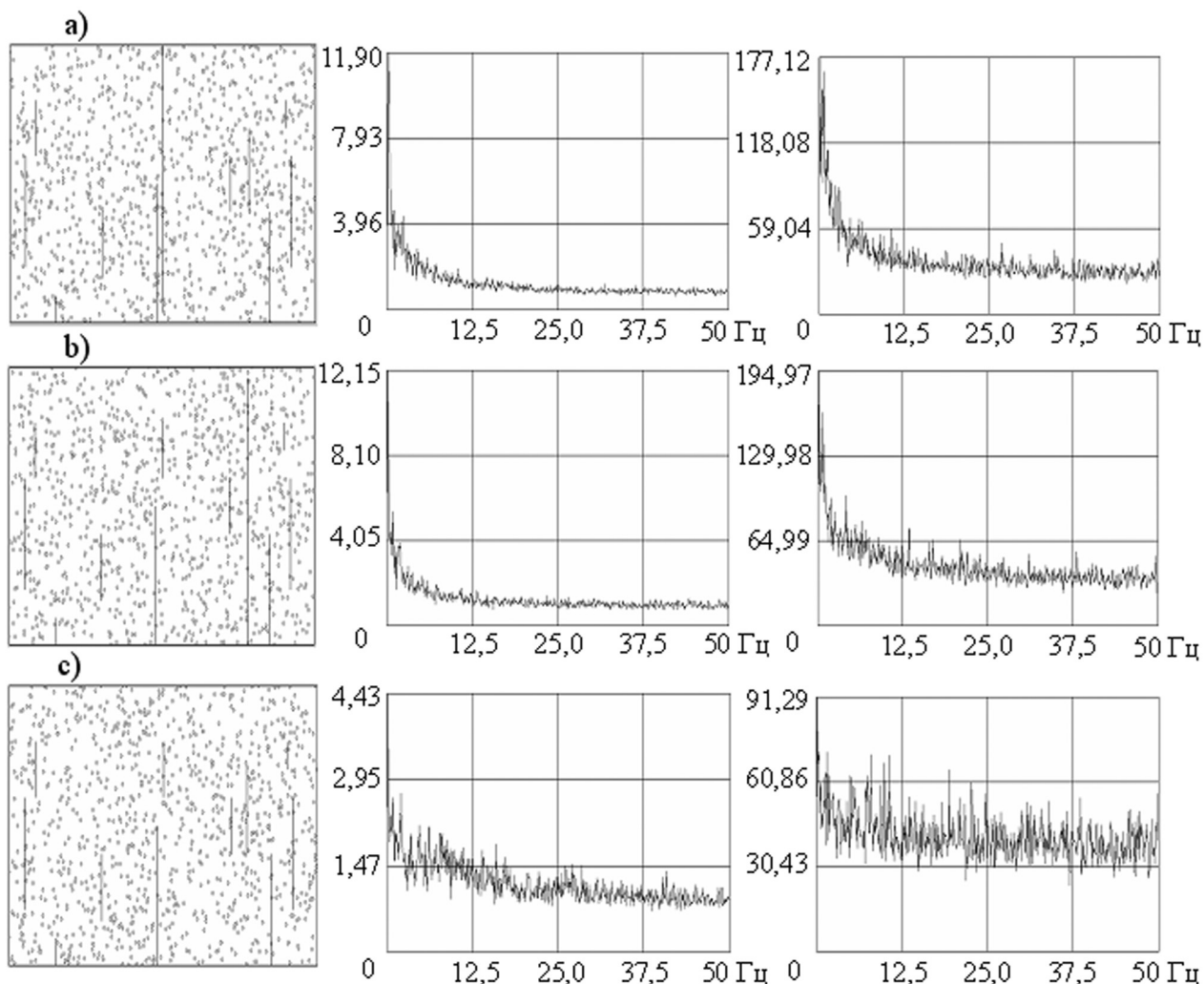


Рис. 5. Розташування 11-и перегородок по площі прямокутника та відповідні енергетичні спектри.

Із наведених спектрів можна зробити висновок, що незалежно від розташування перегородок форма спектрів визначається співвідношенням довжини перегородки до ширини щілини — L/l : чим більше це співвідношення, тим крутішим є підйом спектра при $f \rightarrow 0$.

На рис. 6 показано впорядковане (рівномірне) розташування 11-и перегородок (рис. 6a) та невпорядковане (нерівномірне) розташування цих же перегородок (рис. 6b) й енергетичні спектри, що відповідають такому розташуванню.

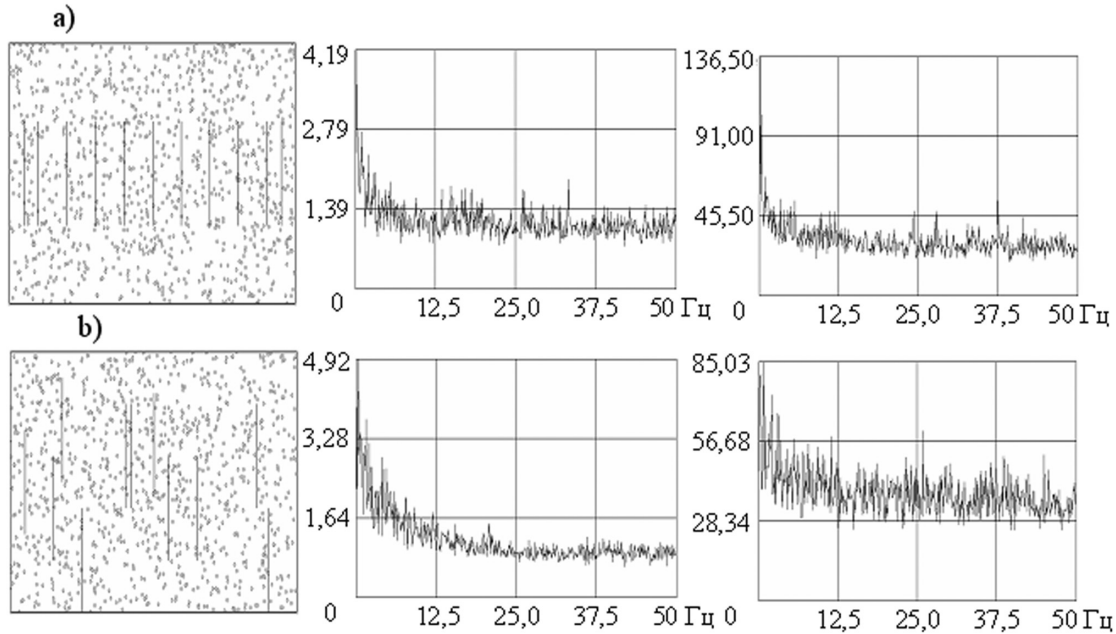


Рис. 6. Упорядковане та невпорядковане розташування 11-и перегородок і відповідні енергетичні спектри.

При впорядкованому розташуванні перегородок спектр $S(f)$ більше зміщений у ділянку низьких частот і зростає стрімкіше при $f \rightarrow 0$ порівняно зі спектром при невпорядкованому розташуванні.

Аналіз результатів такого комп'ютерного моделювання дає підстави стверджувати:

- 1) підйом спектра $S(f)$ при $f \rightarrow 0$ характерний для систем, що перебувають у нерівноважному стані;
- 2) форма спектра $S(f)$, якщо $f \rightarrow 0$, залежить від внутрішньої структури системи (в основному від співвідношення L/l);
- 3) значення спектральних складових при загальному збереженні форми спектра пропорційні швидкості руху кульок та їхній кількості, якщо незмінні кількість та розташування перегородок (незмінна структура системи).

Аналізуючи наведені спектри, можна відзначити

також, що в цьому випадку спектральна густина не є в строгій обернено пропорційній залежності від частоти f . Це підкреслюють й інші автори, зокрема [11]. Зображені на рис. 5 і рис. 6 спектри в межах похибки 10–25% апроксимуються експоненціальною залежністю $S(f)$ від f , а саме:

$$S(f) \sim \frac{ae^{f\tau}}{e^{f\tau} - 1} \quad (8)$$

де a — деяка константа, що залежить від швидкості руху кульок, Дж; τ — час релаксації системи, с.

У таблиці 1 подано значення параметрів, визначені для спектрів на рис. 5 та рис. 6, а також для експериментально визначених енергетичних спектрів, наведених у відомих публікаціях.

Енергетичні спектри флюктуацій	a , Дж	τ , с
Рис. 5а, $v = 50$ м/с	0.87	0.15
Рис. 5b, $v = 50$ м/с	0.86	0.13
Рис. 5с, $v = 50$ м/с	0.83	0.08
Рис. 6а, $v = 50$ м/с	1.06	0.38
Рис. 6b, $v = 50$ м/с	0.89	0.16
[6], рис. 15, крива 1	350.0×10^{-16}	2.5×10^{-4}
[9], рис. 1	2.0	8.0×10^{-2}
[10], рис. 3а	5.6×10^{-3}	4.5
[10], рис. 3b	1.0×10^{-3}	1.3
[10], рис. 3с	20.4×10^{-3}	7.7
[10], рис. 3d	8.0×10^{-3}	4.0
[15], рис. 1, лінія 2	2.0	0.08
[17], рис. 2 для $T = 293$ К	3.16×10^{-15}	3.6×10^{-5}
[18], рис. 5, в діапазоні $50 \text{ Гц} \div 1 \text{ Гц}$	1.4×10^{-13}	2.7×10^{-3}

Таблиця 1. Значення параметрів та τ деяких енергетичних спектрів флюктуацій.

Уведене емпіричне співвідношення (8) опосередковано — через час релаксації τ — пов'язане з фізичними механізмами флюктуацій: флюктуації параметрів системи зумовлені рухом елементарних частинок, з яких складається система, і саме їхня рухомість спричиняє перехід ізольованої системи з нерівноважного стану в рівноважний, що характеризується часом релаксації τ . Час переходу системи до рівноважного стану залежить як від запасеної внутрішньої енергії (швидкість руху частинок), так і від структури системи, причому структура є визначальною у формуванні вигляду спектра в ділянці низьких частот (рис. 4, рис. 5, рис. 6). Час релаксації τ у співвідношенні (8) є сумарним (інтегральним) часом релаксації процесів, що відбуваються в системі. Так, для систем із малим τ ($10^{-5} - 10^{-3}$ с) підйом спектральних складових при $f \rightarrow 0$ починається швидше, ніж для систем із великим τ ($10^{-2} - 10$ с) при тому ж значенні внутрішньої енергії (для рис. 6а $a \approx 1.06$; рис. 6б $a \approx 0.89$). Великий час релаксації мають системи, внутрішня структура яких є впорядкованою. Зокрема в [10] при температурах, близьких до температури плавлення, іде віддал внутрішніх дефектів (упорядкування внутрішньої структури) і час τ зростає до значень 1.3–7.7 с (при аналізі результатів із застосуванням співвідношення (8)). У граничному випадку для систем, що перебувають у рівноважному стані, $\tau \rightarrow \infty$ і спектр $S(f)$ при $f \rightarrow 0$ визначається як $S(f) \sim \frac{ae^{\lim f\tau}}{e^{\lim f\tau} - 1}$. Тобто, для рівноважних систем спектральна густина $S(f)$ може бути рівномірною в діапазоні частот від $f = 0$ до надвисоких частот, де проявляються квантові ефекти. З урахуванням же квантових ефектів [20] вираз для спектральної густини набирає вигляду:

$$S(f) \sim \frac{e^{f\tau}}{e^{f\tau} - 1} \times \frac{hf}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1}. \quad (9)$$

Отже, низькочастотні флюктуації (або флікеришуми, або шуми типу $1/f$) не є якимись особливими шумами, зумовленими специфікою процесів, що відбуваються в досліджуваній системі (повільні релаксаційні процеси, суперпозиція випадкових процесів, аномальний броунівський рух і т. д.), а тієї ж природи, що й теплові шуми (шуми діапазону середніх частот), а підйом спектральних складових при $f \rightarrow 0$ свідчить, що система перебуває в нерівноважному стані і за експериментально визначеним спектром можна визначити час її релаксації у ділянці: при $f_0 = \frac{1}{\tau}$, $S(f_0) \sim 1.58a$, де значення a відповідає значенню $S(f)$ у ділянці середніх частот (у ділянці частот, де $S(f) = \text{const} \sim a$). Час релаксації τ визначає тільки форму спектра в ділянці низьких частот, а не є першопричиною флікеришумів (або шумів типу $1/f$). У ділянці середніх частот вираз для спектральної густини (9) зводиться до виразу $S(f) \sim kT$, що відповідає відомій формулі Найквіста [20], виведеній для

ізольованих систем, які перебувають у стані термодинамічної рівноваги.

V. ВИСНОВКИ

1. Флюктуаційні процеси, що спостерігаються в електричних, біологічних, хемічних та ін. системах, в одних випадках небажані, оскільки є перешкодою при підвищенні точності вимірювань, підвищенні чутливості радіоелектронної апаратури та ін., і їхня загальна назва — шуми, в інших випадках вони є інформативними сигналами, оскільки їхні параметри (середня потужність, спектральна густина) містять інформацію про запасену внутрішню енергію і структуру системи. І в першому, і в другому випадках для успішного розв'язання поставленого завдання — зменшення рівня шумів, визначення параметрів системи — необхідне чітке уявлення про внутрішню природу флюктуацій: які механізми лежать в основі флюктуаційних процесів, який взаємозв'язок є між параметрами флюктуацій і параметрами системи.

2. При визначенні спектральної густини флюктуацій $S(f)$ у реальних умовах (у реальних системах) у ділянці низьких частот спостерігається зростання $S(f)$ при $f \rightarrow 0$. Емпіричним шляхом встановлено, що таке зростання характерне для ізольованих систем (у тому числі й неелектричних), які перебувають у нерівноважному стані. Запропоноване в нашій статті співвідношення (8), введене на підставі аналізу енергетичних спектрів як комп'ютерного моделювання, так і опублікованих експериментальних результатів, урахує нерівноважний стан системи через час релаксації τ . Очевидним є те, що час релаксації τ — структурно чутлива величина: залежно від внутрішньої структури однієї й тієї ж системи він буде різним. Із (8) — чим менше значення τ , тим більшим буде значення $S(f)$ на одній і тій же частоті в ділянці низьких частот. Тобто для зменшення рівня флюктуацій (шумів) у ділянці низьких частот необхідно так змінити структуру системи, щоб час релаксації τ її був максимальним. Результати комп'ютерного моделювання показують, що впорядкована система (рис. 6а) має більший час релаксації у порівнянні з неупорядкованою (рис. 6б): стан упорядкованої системи більше наближений до рівноважного стану, ніж неупорядкованої.

3. Узагалі ж спектральна густина флюктуацій $S(f)$ містить інформацію як про структуру системи, так і про її внутрішню енергію і в діапазоні частот від $f_n \rightarrow 0$ до $f_v \rightarrow \infty$ може бути зображеною як співвідношення (9). Слід відзначити, що співвідношення (9) стосується ізольованих систем, тобто не враховує флюктуацій, спричинених зовнішньою дією на систему (наприклад, для електричних систем флюктуаціями, зумовленими зовнішньою дією, є дробовий шум, генераційно-рекомбінаційний шум, “вибуховий” шум та ін.).

- [1] Б. І. Стадник, З. О. Колодій, Ю. В. Саноцький, Міжвідомчий науково-технічний збірник "Вимірювальна техніка та метрологія", № 52, 5 (1998).
- [2] М. Букингем, *Шуми в електронних приборах и системах* (Москва, 1986).
- [3] Коллективная монография, *Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ* (Наука, 1972), 1-000.
- [4] В. Г. Безродный, П. В. Блиох и др., *Флуктуации сверхдлинных радиоволн в волноводе Земля-ионосфера* (Наука, Москва, 1984).
- [5] В. П. Скрипов, А. В. Виноградов и др., Журн. тех. физ. **73**, вып. 6, 21 (2003).
- [6] Г. П. Жигальский, Усп. физ. наук **173**, 465 (2003).
- [7] Ю. Е. Кузовлев, Ю. В. Медведев, А. М. Гришин, Физ. тверд. тела **44**, 811 (2002).
- [8] В. П. Коверда, В. Н. Скоков, Журн. тех. физ. **70**, вып.10, 1 (2000).
- [9] С. В. Макаров, С. Ю. Медведев, А. В. Якимов, Изв. вузов, радиофизика **XLIII**, 1016 (2000).
- [10] Л. А. Битюцкая, Г. Д. Селезнев, Физ. тверд. тела **41**, 1679 (1999).
- [11] Г. Н. Бочков, Ю. Е. Кузовлев, Усп. физ. наук **141**, 151 (1983).
- [12] В. Жвирблис, Знание — сила № 9, 36 (1983).
- [13] З. Колодій, Ю. Саноцький, В. Гудзенко, Вісн. ДУ "Львівська політехніка", радіоелектроніка та телекомунікації, № 39, (1999).
- [14] З. О. Колодій, Вимірювальна техніка та метрологія № 56, 34 (2000).
- [15] С. В. Макаров, С. Ю. Медведев, А. В. Якимов и др., Изв. вузов, радиофизика **XLII**, № 3, 278 (1999).
- [16] Ш. М. Коган, Усп. физ. наук **145**, 285 (1985).
- [17] Н. В. Дьяконова, М. Е. Левинштейн и др., Физ. техн. полупр. **32**, 285 (1998).
- [18] Р. Б. Угрюмов, А. В. Шапошник, В. С. Воицев, Приборы техн. эксп. № 3, 85 (2004).
- [19] Ф. Рейф, *Статистическая физика* (Москва, 1972).
- [20] Н. Nyquist, Phys. Rev. **32**, 110 (1928).

SPECTRUM OF THE FLUCTUATIONS AT THE SIMULATION OF THE CHAOTIC MOVEMENT IN IMBALANCE STATE OBJECTS

Z. A. Kolodiy

*National University "Lvivska Politechnica",
Institute of Telecommunication, Radioelectronics and Electrical Technology
2, Professorska St., Lviv, 79013, Ukraine*

The energy distributions of the simulated random driving of fundamental particles in a flat plane are given. The imitation of a disequilibrium was carried out by the introduction of the opaque bafflers on a plane, whose number, length and ordering could be changed widely. On the basis of the analysis of the obtained energy spectra the expression for a spectral concentration of fluctuations $S(f)$ of the isolated systems taking into consideration the dependence of $S(f)$ not only on the accumulated internal energy, but also on the structure of a system (through the relaxation time τ) has been suggested. The obtained expression for a spectral concentration explains the increase of $S(f)$ at $f \rightarrow 0$ (flickers-noises).