

УДК 536.55: 681.586.36

З.О. Колодій, Я.Т. Луцик, Б.І. Стадник, С.П. Яцишин
Національний університет "Львівська політехніка",
кафедра "Інформаційно-вимірвальна техніка"

РІЗНОВИДНІ ФЛЮКТУАЦІЇ В ТВЕРДИХ ТІЛАХ ТА КОНЦЕПЦІЯ ЇХ ПОЄДНАНОГО ВИВЧЕННЯ

© Колодій З.О., Луцик Я.Т., Стадник Б.І., Яцишин С.П., 2002

Розглянуто різні види енергетичних флюктуацій у матеріалах та визначено можливості їх поєднаного вивчення.

Consideration of energetic fluctuations in solid state materials based upon general conception is proposed.

1. Вихідний стан проблеми

Шум електронної підсистеми твердого тіла із спектральною густиною $S(f)$, приведену до температури 1 К, визначається виразом:

$$S(f) = \frac{\alpha}{f^k}, \quad (1)$$

де α – стала, f – частота, k – показник степеня, що приблизно дорівнює нулеві для теплових шумів і 0...3 для інших видів шумів; відповідає стаціонарному “квазірівноважному” процесові. (Йдеться про “квазірівноважні” шуми у радіотехнічному розумінні [1], тобто шуми, що виникають за відсутності пропускання сталого електричного струму; це не означає, що вони є термодинамічно рівноважними). Спектральна густина потужності теплових шумів є частотно незалежною ($k \rightarrow 0$). У низькочастотному діапазоні 1...100 Гц їх спектральна густина зростає при зменшенні частоти [2 – 4].

Флюктуації електричного заряду ефективно описуються засобами нерівноважної термодинаміки [5], яка, на відміну від класичної термодинаміки з її рівноважним станом, поклала в основу стаціонарний нерівноважний стан. В останньому є сталою швидкість дисипації ентропії у часі ($dS/dt = \text{Const}$), величина якої слугує критерієм нерівноважності, причому сталість швидкості дисипації ентропії є ознакою стаціонарності. Реальні нерівноважні термодинамічні стани матеріалу розглядаються як випадкові відхилення від стаціонарного нерівноважного стану.

У [6] проаналізовано природу необоротності в макроскопічних нерівноважних системах нейтральних і заряджених частинок, яка пояснюється незначною швидкістю поширення теплового потоку порівняно зі швидкостями поширення інших потоків, що виникають під дією зовнішніх сил і зумовлюють нерівноважний стан системи.

Такий підхід порівняння генетично відмінних механізмів дисипації енергії в чутливих елементах шумових термометрів був нами детально розвинутий у праці [7]. Дисипація за низьких температур визначалась співвідношенням утворення мікротріщин із їхнім заліковуванням внаслідок тепловідруху від вістрів. Інакше, було коректно застосовано підходи, еквівалентні вищевказаним, причому вони базувалися на термодинаміці необоротних процесів. З погляду згаданої термодинаміки електричні шуми, незважаючи на їх походження, виникають як реакція термодинамічної системи на зміни її ентропії в часі. Раніше в [8] нами досліджено шуми, що виникають при встановленні стаціонарного

нерівноважного стану в термометричному матеріалі. Показано, що саме вони зумовлюють вигляд номінальної статичної характеристики термометра. Виходили з основного рівняння термодинаміки у частинних похідних – потужностей, яке за наявності двох ступенів вільності (теплової та електричної) набуває вигляду:

$$T \frac{dS}{dt} = n \frac{d\phi}{dt} = P_{el}, \quad (2)$$

де T – термодинамічна температура; S – ентропія; ϕ – електричний потенціал; n – зарядове число; P_{el} – електрична потужність. Ця система генерує електричні шуми потужності P_{el} всіх видів, включаючи тепловий шум, $1/f$ -шум та інші, внаслідок дисипації одержаної раніше чи постійно отримуваної енергії.

Оскільки підлягає сумніву ефективність ізолювання чутливих елементів шумових термометрів і вони, вважаємо, стало перебувають у стаціонарному (а за наявності істотних збурень – якийсь час у нестаціонарному) стані, то виникають електричні шуми внаслідок дії будь-яких чинників на кристалічну ґратницю матеріалу чутливого елемента.

2. Експериментальні дослідження

Авторами виконувались експериментальні дослідження електричних шумів зразків платини марки ОЧМ номіналом 100 Ом та резистора МЛТ (спечена суміш твердих електропровідних окиснів) номіналом 103 Ом в області частот 3...3000 Гц. Методика експерименту наведена в [9]. Дослідження виконувались при температурі $293 \pm 1,5\text{K}$. В табл. 1, 2 наведено результати експериментальних досліджень електричних флюктуацій в обох досліджуваних зразках.

Таблиця 1

Експериментальні дані електричних шумів для платиного резистора

№	$\bar{U}, [10^{-9} V]$	$f, [Hz]$	$\Delta f, [Hz]$	$S_{\omega}(f) = \frac{\bar{U}^2}{RT\Delta f}, \left[10^{-22} \frac{W}{HzK} \right]$	$S_{\omega}(f)f$
1	30,2	3000	85,7	3,4	10200
2	15,6	800	22,8	3,4	2720
3	10,4	300	8,5	3,6	1080
4	6,4	80	2,3	5,7	456
5	5,9	30	0,85	14,6	438
6	7,5	8	0,23	53,9	431,2
7	20,9	3	0,1	900	2700

Таблиця 2

Експериментальні дані електричних шумів для резистора МЛТ

№ пп.	$\bar{U}, [10^{-9} V]$	$f, [Hz]$	$\Delta f, [Hz]$	$S_{\omega}(f) = \frac{\bar{U}^2}{RT\Delta f}, \left[10^{-22} \frac{W}{HzK} \right]$	$S_{\omega}(f)f$
1	30,8	3000	85,7	3,6	10800
2	15,6	800	22,8	3,5	2800
3	10,2	300	8,5	4,0	1200
4	6,0	80	2,3	5,3	424
5	5,75	30	0,85	12,9	387
6	7,7	8	0,23	82,6	662,4
7	15,1	3	0,1	740	2220

Спектральна густина потужності електричних флюктуацій зростає із зменшенням частоти. У діапазоні частот 3...300 Гц існує характерна для 1/f-шуму залежність спектральної густини (див. табл.1, №.6). При $f \geq 500$ Гц для обох досліджених зразків спостерігається мінімум спектральної густини. При подальшому підвищенні частоти спектральна густина потужності незначно зростає у резисторі МЛТ та практично не змінюється у платиновому резисторі. Останнє повністю відповідає відомій формулі Найквіста [10], власне виведеній для теплових електричних шумів, тобто шумів при високих частотах (вище за 1000 Гц).

Отриману експериментальну залежність можна подати у вигляді формули (1) з показником степеня, що змінюється згідно з експериментальними даними у частотному діапазоні:

А) для зразка із платини: $k \approx 2,8$ в діапазоні 3...12 Гц; $k \approx 0,5$ в діапазоні 12...17 Гц; $k \rightarrow 0$ в діапазоні 800...3000 Гц;

Б) для зразка МЛТ: $k \approx 2,28$ в діапазоні 3...12 Гц; $k \approx 0,9$ в діапазоні 12...17 Гц; $k \rightarrow 0$ в діапазоні 800...3000 Гц.

3. Розгляд проблеми

Широкий перелік праць з дослідження 1/f-шумів у твердих тілах дав змогу [11] зосередити увагу на флюктуаціях рухомості, кількості носіїв заряду (електронів) у твердих тілах як двоєдиній їх основі. Саме згадані параметри визначають як теплопровідність, так і електропровідність матеріалів [12].

Частотна залежність спектральної густини потужності електричних шумів нагадує подібну залежність межі втоми при вивченні методом внутрішнього тертя. Тут також 1/f-залежність є характерною для низьких частот 15...200 Гц; зі збільшенням частоти вона стає частотно незалежною, що пов'язується з помітним виділенням тепла під час циклічного деформування.

Уже це дає змогу припускати, що у твердих тілах існує, як зауважує [11], фундаментальний механізм невідомої природи, що зумовлює зміни як механічних, так і електричних характеристик. Цим механізмом цілком можуть виявитись електричні флюктуації, зумовлені девіаціями основних, зокрема структурно-механічних параметрів речовини, що найпростіше враховує термодинаміка необоротних процесів. Вони проявляються при кімнатних і вищих температурах, в основному, через електрон-фононну взаємодію в локальних об'ємах речовини, названих [13] дилатонами. Останні вважаються об'ємами мінімальних розмірів, які здатні характеризуватись термодинамічними параметрами.

Необоротні втрати енергії на мезорівні реалізуються розсіюванням фононів на дилатонах, що змінює характер електричної взаємодії й параметри електричних шумів. Фактично ми впираємося у вимірювання внутрішнього тертя матеріалів, але не засобами, притаманними згаданому методу дослідження, а не менш чутливими засобами шумової термометрії, яка до того ж є методом неруйнівного контролю. Перший розглядає у матеріалі релаксаційні, резонансні та гістерезові процеси у всьому багатстві структурно-кристалічної будови та її безмежних змін, а частоти досліджень, наприклад, крутильних коливань у в'язкому терті становлять 1 Гц [14], що відповідає частоті 1/f-шумів. Нами застосовано саме дилатонний механізм для пояснення природи 1/f-шуму в платині та резисторі на основі електропровідних окиснів. Для цього використано параметр [12]:

$$\Pi = \frac{\Delta W}{2\pi W}, \quad (3)$$

де ΔW – поглинута енергія; W – загальна енергія хвилі деформування, поширюваної у зразку.

Отже, розглядаємо дві рівноцінні грані цього явища – поглинання та дисипацію енергії в матеріалі чутливого елемента шумового термометра. Нині існує досить універсальна та наочна модель опису явища на мікроструктурному рівні, проте вона розвинута в теорії міцності кінетичною моделлю [12]. Вводиться дилатонний механізм, в межах якого перетворення енергії в кристалічній ґратці зумовлене дією квазічастинок – фононів на ангармонізм коливачь атомів. Дилатон розглядається [15] як короткоживучий мікродинамічний термофлюктуаційний дефект з лінійним розміром Λ , що відповідає довжині вільного пробігу фононів, й тривалістю життя τ_d , в якому міжатомні зв'язки розтягнуті на величину $\epsilon_d \gg \epsilon_{av}$. Він поглинає усі фонони, що проходять крізь його зону. У наближенні Дебая фононам притаманна однакова групова швидкість, що дорівнює швидкості звуку c . Для характеристики поглинання фононів використовують коефіцієнт поглинання Γ пружної хвилі, який визначається відношенням швидкості дисипації енергії W за період Δt до подвоєного потоку енергії cW у хвилі. Оскільки нагромаджена у хвилі з коловою частотою ω та довжиною хвилі λ енергія $W \sim \omega^2$ ($\Delta W \sim 2\omega\Delta\omega$), а період $\Delta t = \lambda/c$, то

$$\Gamma = \frac{\Delta W}{2cW\Delta t} = \frac{\Delta\omega}{\lambda\omega}. \quad (4)$$

Скористаємося наближенням Грюнайзена, де відносна зміна частоти

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = G\epsilon \quad (5)$$

є однаковою для всіх мод та визначається деформацією $\epsilon = \Delta V/V$ об'єму V (де G – термодинамічний коефіцієнт Грюнайзена). Максимальне поглинання виникає при проходженні найкоротших хвиль по ґратці з $\lambda_{max} \approx 2a$, де a – міжатомна відстань. При цьому

$$\Gamma_{max} \approx \frac{G\epsilon}{2a}. \quad (6)$$

Поглинання фононів у дилатоні можна характеризувати швидкістю (оберненим часом) притоку енергії:

$$V_+ = 2\Gamma_{max}c. \quad (7)$$

При обмеженій енергії, що надходить в дилатон, V_+ пропорційна до електричної потужності P_{el} (її спектральної густини $S(f)$), остання визначається з використанням рівнянь (4 – 7):

$$V_+ = 2c \frac{G\epsilon}{2a} = \frac{c}{a} \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{c}{a} \frac{\Delta f}{f}. \quad (8)$$

Звідси

$$\frac{V_+}{\Delta f} = \frac{c}{a} \frac{1}{f}, \quad (9)$$

що характеризує потужність, нагромаджувану та надалі розсіювану в досліджуваній термодинамічній системі. Спектральна густина $S(f)$ визначається:

$$S(f) = \frac{P_{el}}{\Delta f} = \frac{c}{a} \frac{1}{f}. \quad (10)$$

Вона стосується низькочастотної ділянки отриманих експериментальних результатів для 1/f-шумів, і її якісний характер є збіжним з правою частиною виразу (10). Звідси, чим менша частота, тим більше $V_+/\Delta f$ або вища швидкість притоку енергії, віднесена до одиничного частотного діапазону; це вдало пояснює ділянку 1/f-шуму.

Критична частота, при якій відбувається процес, визначається подальшим розвитком застосовуваної методології. Дилатон є фізично елементарним об'ємом (ФЕО) твердого тіла при його грубозернистому представленні, який звичайно вводиться [13, 16] для застосування термодинаміки нерівноважних процесів. ФЕО вважаються достатньо великими підсистемами, для яких відповідним усередненням можна вводити термодинамічні величини та використовувати рівняння стану. Відмінність характеристик ФЕО від середніх у системі і є грубомасштабною флюктуацією – за просторово-часовим масштабом, але малою – за величиною зміни термодинамічного параметра. Грубомасштабна флюктуація характеризується двома швидкостями релаксації: швидкістю V_d встановлення релаксації в підсистемі ФЕО і швидкістю V_- розсмоктування флюктуації, тобто встановлення рівноваги у цілій системі, причому $V_d < V_-$. Ця нерівність дає змогу розглядати грубомасштабні флюктуації як локальну квазірівновагу, й описувати ФЕО за допомогою термодинамічного рівняння стану.

Розсмоктування грубомасштабної флюктуації характеризується швидкістю температурної релаксації:

$$V_- = \frac{c}{\Lambda}. \quad (11)$$

Отже, кінетика дилатона як відкритої системи в термостаті характеризується наявністю трьох швидкостей V_+ , V_- , V_d , а його стан та еволюція залежать від співвідношень між ними. Якщо $V_+ < V_-$ (швидкість відтоку енергії є більшою від швидкості притоку), дилатон флюктуаційного походження розсмоктується. Навпаки, при $V_+ > V_-$ дилатон безактиваційно та необоротно нагромаджує пружну енергію із оточуючого його середовища, поглинаючи зайві фонони, що приводить до зародження мікротріщини. Звідси з врахуванням рівнянь (5), (6), (11) випливає, що існує визначена рівнянням

$$V_+(\varepsilon_d) = V_- \quad (12)$$

критична потужність дилатона

$$\varepsilon_d = \frac{a}{G\Lambda}, \quad (13)$$

яка розділяє дві стадії його еволюції: оборотну ($\varepsilon < \varepsilon_d$) та необоротну ($\varepsilon > \varepsilon_d$). Тріщиноутворення лімітується термофлюктуаційним зародженням критичного дилатону.

Якщо $V_+(\varepsilon_d) = V_-$, з рівнянь (9) та (11) визначимо:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{a}{\Lambda}, \quad (14)$$

що описує величину, обернену до активаційного об'єму дилатона. Це означає, що швидкість притоку енергії з рівняння (6) у критичній точці (і надалі):

$$V_+ = \frac{c}{\Lambda} \quad (15)$$

не залежить від частотного спектра. Інакше, у критичній точці ми переходимо при дилатонному утворенні мікротріщин у частотно незалежну область спектральних характеристик шумів ($k \rightarrow 0$). Стосовно електричних флюктуацій це область теплових шумів, перехід до яких від $1/f$ -шумів здійснюється у критичній точці.

На низькочастотній ділянці дія на дилатони будь-яких фононів: акустичних чи оптичних мод – призводить до розсіювання їхньої енергії дилатонами без утворення

мікротріщин, наприклад, вакансійно. Щодо останнього характерною є праця [17], де зафіксовано спектр частотної залежності з $k \approx 2$ в тонкоплівкових алюмінієвих резисторах. На високочастотній ділянці енергія, нагромаджуючись на відповідних дилатонах, утворює енергетичні концентратори. У певний момент енергія вивільняється при перетворенні концентратора в мікротріщину, статистична ймовірність виникнення якої взагалі незначна поза межами цієї моделі. Звільнення енергії при утворенні мікротріщини насамперед впливає на електронну підсистему матеріалу, збільшуючи інтенсивність електричних шумів. Такий дилатон, який розпадається із звуковою, світловою та електронною емісією, стає точковим флюктуаційним джерелом дислокацій, вакансій тощо. У матеріалі утворюється об'ємно-просторове поле термофлюктууючих дефектів – дилатонів, які є взаємозв'язаними та діючими водночас. Саме це зумовлює некорельований характер теплових електричних шумів.

Зосередимо увагу на введеному параметрі Π (3), який згідно з [12] визначено:

$$\Pi = \sin \phi = Q^{-1}, \quad (16)$$

де ϕ – кут запізнювання реакції зразка при прикладенні періодичного напруження з коловою частотою $\omega = 2\pi f$. За аналогією з електротехнікою Q означатиме механічну добротність системи; у методології внутрішнього тертя використовують Q^{-1} як одну з найголовніших характеристик.

Доведено термодинамічним розглядом, що внутрішнє тертя:

$$Q^{-1} = \frac{\Delta_0 \omega \tau}{1 + \frac{M_\infty}{M_0} \omega^2 \tau^2}, \quad (17)$$

де $\Delta_0 = \frac{M_\infty - M_0}{M_0}$ (тут M_∞ та M_0 – відповідно нерелаксований та релаксований модулі в реологічній моделі Зінера); τ – час релаксації; набуває максимальне значення:

$$Q_{\max}^{-1} = \Delta_0 / 2 \quad (18)$$

при $\omega \tau = \sqrt{M_0 / M_\infty} \approx 1$, коли частота коливань зразка дорівнює величині, оберненій до часу релаксації зразка.

Існують різні механізми внутрішнього тертя. При деформуванні зразка вони проявляються тією чи іншою мірою причому зі змінним внеском у спільне загасання коливань (кожен механізм при незмінних зовнішніх навантаженнях, описуваних основними термодинамічними параметрами, і у вибраному діапазоні деформації проявляється найінтенсивніше у певному діапазоні частот). Згідно з [12] при зміні частоти – від інфразвукової до гіперзвукової – й сталих зовнішніх умовах для досить малих амплітуд деформацій, недостатніх для руйнування, крива $Q^{-1}(\omega)$ для реальних матеріалів має ряд максимумів, названих механічним спектром твердого тіла. Проте часто механізми діють незалежно один від одного. Допускаємо, що спільне загасання являє собою суму вкладів, що вносяться кожним механізмом зокрема:

$$Q_\Sigma^{-1} = \sum Q^{-1}(\epsilon, \omega, T, \dots).$$

Механізми внутрішнього тертя розділяються на дві групи: динамічна гістереза (лінійна в'язкопружність) та статична гістереза (зв'язок між напруженнями й деформаціями нелінійний). У групу динамічної гістерези входять всі релаксаційні й резонансні методи;

вони не залежать від амплітуди коливань. У релаксаційних процесах, де є пружна та непружна складові деформації, що характеризуються лінійним зв'язком між деформацією ϵ та зовнішнім напруженням σ , швидкість наближення до рівноважного стану – в розумінні класичної термодинаміки, або ж до стаціонарного нерівноважного стану в розумінні термодинаміки нерівноважних процесів, є тим більшою, чим значніші відхилення від рівноваги, тобто:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{1}{\tau_0}(\epsilon_0 - \epsilon), \quad (19)$$

де ϵ_0 – вихідна деформація; ϵ – поточне значення деформації; τ_0 – стала релаксації. $\frac{d\epsilon}{dt}$ зумовлює зміну механічного ступеня основного рівняння термодинаміки у частинних похідних для термічного, електрохімічного та механічного ступенів вільності:

$$T \frac{dS}{dt} = P_{el} + p \frac{dV}{dt} = P_{el} + \sigma \frac{d\epsilon}{dt}. \quad (20)$$

Після закінчення механічного навантаження, коли дисипована електрична потужність становить $P_{el,n}$. в умовно початковий момент часу $t = 0$:

$$T \left(\frac{dS}{dt} \right)_n = P_{el,st.} + (P_{el,n.} - P_{el,st.}) e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (21)$$

$$\text{Звідси при } t = 0 \quad T \left(\frac{dS}{dt} \right)_n = P_{el,unst.}; \quad \text{при } t \rightarrow \tau \quad T \left(\frac{dS}{dt} \right)_n = P_{el,st.}$$

Отже, знаючи динаміку $P_{el} = P_{el}(t)$, можемо проаналізувати структурну релаксацію, а вивчаючи ці криві при підвищенні температури, отримуємо на підставі рівняння Арреніуса значення енергії активації релаксаційних процесів. Мало того, можемо оцінити втрати енергії з позицій термодинаміки при коливаннях тіла, що й названо *внутрішнім тертям*.

Навпаки, всі механізми статичної гістерези (дислокаційний, деформаційний, магнітопружний тощо) майже не залежать від частоти, але сильно залежать від амплітуди деформації.

Релаксаційне внутрішнє тертя для однієї сталої релаксації визначається виразом (17), де вигляд $\Delta_0(T)$ і $\tau(T)$ встановлюється конкретним механізмом релаксації. Наприклад, при дифузійній релаксації:

$$\tau = \tau_0 \exp(U/kT), \quad (22)$$

де U – енергія активації, що визначається, зокрема, засобами методу внутрішнього тертя по його максимуму при двох послідовно підвищуваних температурах.

У цьому плані особливо цікавими можна вважати отримані раніше експериментальні дані про шуми металів на частотах 10 – 100 МГц, адже саме тоді згідно з теорією методу внутрішнього тертя стає максимальним Q^{-1} або ж створюються умови для появи резонансних процесів – іншої видозміни процесів, досліджуваних методом внутрішнього тертя. Резонансні втрати описуються набагато складнішими формулами, які на низьких частотах зводяться до (17).

При незначних деформаціях, що практично відповідає випадку, коли на об'єкт не діють цілеспрямованими зовнішніми зусиллями, а він лише підлягає зовнішній фінітній деформації з випадковим спектром частот, буде існувати, в основному, група динамічної гістерези, незалежна від амплітуди. З іншого боку, у твердому тілі атоми є носіями коли-

вань, названих фононами. Останні зв'язані через електрон-фононну взаємодію й шляхом “нагромадження – розсіяння/релаксація через мікротріщину” з електричними шумами.

Оскільки коефіцієнт поглинання Γ визначається виразом (4), то, порівнявши його із виразами (3) і (16), отримуємо:

$$\pi Q^{-1} = \Gamma c \Delta t. \quad (23)$$

Оскільки поглинання фононів у дилатоні характеризується швидкістю притоку енергії:

$$\vartheta_+ = 2\Gamma_{\max} c, \quad (24)$$

$$\text{то } \vartheta_+ \Delta t = 2\pi Q^{-1}, \quad (25)$$

що виявляє зв'язок одного з основних параметрів внутрішнього тертя Q^{-1} з дилатонним механізмом формування електричних флюктуацій в його частині нагромадження енергії – V_+ . Як результат, електричні флюктуації – шуми – в твердих тілах, зумовлені нагромадженням фононів на дилатонах, матимуть $1/f$ -характер аж до моменту утворення критичних дилатонів, перероджуваних вибухово у мікротріщини, коли $V_+ = V_-$. Далі зі збільшенням частоти досліджень шуми набувають частотно незалежного характеру, притаманного тепловим шумам.

Інакше, основною причиною переходу від $1/f$ -шумів до теплових шумів можна вважати змінюваний характер електрон-фононної взаємодії внаслідок зміни умов розсіювання фононів на дилатонах – квазічастинках структурного мезорівня. Можна припустити, що вивчення внутрішнього тертя (у групі динамічної гістерези) успішно заміниться методом дослідження спектральної залежності потужності електричних шумів.

Щодо старіння матеріалів, то з часом розміри мікротріщин збільшуються аж до формування магістральної мікротріщини, що безпосередньо передус відмові внаслідок механічної втоми. Характер електричних шумів повинен змінюватися. Збільшенню розмірів формованих мікротріщин відповідає захоплення дилатонами фононів все нижчих частот. Це призводить до зсуву критичної частоти, при якій виникають мікротріщини, в область низьких частот. Отже, критична частота переходу від $1/f$ -шумів до теплових шумів служить мірою старіння, що й підтверджено прикладом періодично повторюваних вимірювань електричних шумів платини та резистора МЛТ.

Цей механізм можна поширити на вивчення старіння, в тому числі без демонтування із об'єктів енергетики, чутливих елементів перетворювачів температури різних видів (термометрів термоелектричних, опору й шумових, а також фотоелементів, фоторезисторів тощо). Оскільки польові транзистори є напівпровідниковими резисторами, керованими напругою, і їм притаманні $1/f$ -шуми (при близькій до нуля напрузі на стоку транзистор являє собою однорідний напівпровідниковий резистор з дещо порушеною однорідністю внаслідок відтину [18]), то вивчати їх стан можна шумовим методом, близьким до методу внутрішнього тертя. Прогнозування характеристик цих транзисторів, сподіваємося, буде ефективнішим на підставі аналізу частотної залежності спектральної густини потужності електричних шумів.

Висновки:

– електричні флюктуації (шуми), як і фононно-нагромаджені флюктуації (дилатони) характеризують дві споріднені грані структурування речовини на електронно-атомному рівні. У механічному еквіваленті флюктуації позначаються на кристалічній ґратниці, що фіксується механізмами внутрішнього тертя. $Q^{-1}(f)$ у вигляді спектра механічної доброт-

ности може служити такою самою характеристикою шумів, як і $S(f)$ – спектральна густина електричної потужности. Підставою тому вважаємо електрон-фононну взаємодію, перша складова якої може бути описана $S(f)$, а друга складова – $Q^{-1}(f)$;

– мірою шумової реалізації макроскопічного рівня, починаючи з дилатонного мезорівня, служить дисипація нагромадженої дилатонами енергії шляхом релаксації з/без утворення мікротріщин, коли відповідно формуються різні види частотних залежностей електричних шумів, що проявляються у вигляді теплових шумів або $1/f$ -шумів. За певних співвідношень “нагромадження/дисипація енергії” характер флюктуацій видозмінюється, що виражається переходом від мікропружної до мікропластичної області деформування. Спектральна густина потужности електричних шумів змінюється, відповідно, від $1/f$ -шумів з показником степеня $k > 0$ – до теплових шумів з показником степеня $k \rightarrow 0$;

– на цьому етапі можна вважати доцільним продовження праці над подальшим погодженням методів внутрішнього тертя та електричних шумів для вироблення нового, інформативнішого, методу дослідження матеріалів.

1. Бочков Г.Н., Кузовлев Ю.Е. Новое в исследованиях $1/f$ шума // Успехи физических наук, 1981. Т. 141. Вып. 1. С. 151 – 177. 2. Hooge F.N., Kleinpenning T.G.M., Vandamme L.K.J. Experimental studies of $1/f$ noise // Rep. Progr. Phys. 1981. V.44. P. 479 – 532. 3. Кочан Ш.М. Низкочастотный токовой шум со спектром типа $1/f$ в твердых телах // Успехи физических наук. 1985. Т. 145. Вып.2. С. 285 – 325. 4. Якимов А.В. Могут ли подвижные дефекты вызвать $1/f$ шум в полупроводнике // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1999 Т. XLII. № 6. С. 590 – 594. 5. Булатов Н.К., Лундин А.В. Термодинамика необратимых физико – химических процессов. М., 1984. 6. Булыга А.В. О природе необратимости в неравновесных системах нейтральных и заряженных частиц // Термодинамика необратимых процессов. Сб.ст. под ред. А.И. Лопушанской. М., 1987. 7. Стаднык Б.И., Колодий З.А., Яцишин С.П. О точности металлических термошумовых термометров при измерении низких температур // Контрольно-измерительная техника. – Львов. – 1989. – № 45. С. 8 – 10 8. Новиков И.И., Стаднык Б.И., Яцишин С.П. и др. О феноменологической модели неустойчивости интегральной термо – э.д.с. термопар // Изв. АН СССР. Сер. Металлы. – 1990. № 3. С. 211 – 214. 9. Колодий З.А. Нестационарність низькочастотних флюктуацій в провідниках з різним характером електропровідності // Вимірювальна техніка та метрологія. 2000. № 56. С. 27 – 32. 10. Nyquist H. Thermal agitation in conductors // Phys.Rev. 1927. V.32. P. 110 – 113. 11. Ван – дер – Зил А. Шум. Источники. М., 1973. 12. Постников В.С. Физика и химия твердого состояния. М., 1978. 13. Петров В.А. Тепловые флуктуации как генератор зародышевых трещин // Физика прочности и пластичностию. Ленинград, 1986. С. 11 – 17. 14. Пигузов Ю.В., Вернер В.Д. Метод внутреннего трения // Методы испытаний, контроля и исследования машиностроительных материалов. Справочное пособие под ред. А.Т. Туманова. М., 1971. 15. Журков С.Н. Дилатонный механизм прочности твердых тел // Физика прочности и пластичности. Ленинград, 1986. С. 5 – 11. 16. Веттегрень В.И. Спектроскопическое изучение разрушающих флуктуацій плотности // Физика прочности и пластичности. Ленинград, 1986. С. 17 – 27. 17. Bertotti G., Celasco M., Fiorello F., Mazzetti P. Study of dislocation dynamics in metals through current noise measurement // Scripta Metallurgica, 1978. № 12. P. 943 – 948. 18. Ван – дер – Зил. Флюктуационные явления в полупроводниковой технике. М., 1961.