УДК 681.78:620.179.1

МОДЕЛЬ ЕМІСІЙНОГО ДІАГНОСТИЧНОГО СВІТЛОВОГО СИГНАЛУ

В. Р. СКАЛЬСЬКИЙ, Є. П. ПОЧАПСЬКИЙ, Б. П. КЛИМ, О. Г. СІМАКОВИЧ

Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України, Львів

Емісійні сигнали різної фізичної природи запропоновано розглядати в межах спільної узагальненої моделі випадкового імпульсного потоку. Розглянуто алгоритм виявлення та виділення інформативної складової емісійного світлового сигналу за наявності завад під час фотоелектричної реєстрації. Наведено структурну схему пристрою для відбору сигналу світлової емісії, який реалізує запропонований алгоритм.

Ключові слова: *емісійні низькоенергетичні сигнали, модель сигналу, імпульсний потік, виявлення та виділення емісійного сигналу.*

Деформація та руйнування твердих тіл збуджує в них низку нерівноважних процесів, а саме: випромінювання пружних хвиль – акустичну емісію (АЕ); електромагнетне випромінювання – радіочастотного, інфрачервоного та оптичного діапазонів, а також рентгенівське; випромінювання нейтральних та заряджених частинок – атомів, електронів, іонів тощо [1–12]. Емісія кожної фізичної природи зумовлена певним механізмом генерування, а відповідний їм електричний сигнал має свої інформаційні параметри.

Виходячи з цього, емісійні сигнали часто слугують основою високоефективних методик і засобів комплексного неруйнівного контролю та діагностування стану різних елементів конструкцій і виробів, які працюють в умовах промислового виробництва [2]. Особливо важливим є їх використання на етапах зародження і ранніх стадіях розвитку тріщин.

Стан проблеми. Вимірювання інформаційних параметрів потоку актів емісії різної фізичної природи дасть змогу кількісно дослідити кінетику процесів структурних перетворень, в тому числі оцінити параметри протікання мікродеформації та накопичення мікропошкоджень, а відтак, і діагностувати ранні стадії розвитку руйнування конструкційних матеріалів.

Серед відомих праць, де досліджували емісійні процеси частинок за механічних впливів на тверде тіло, вагоме місце займають дослідження Дікінсона [8–11]. Зокрема, він вивчав емісію позитивних іонів за руйнування оксидних покривів, іонних кристалів, полімерів та ввів поняття “фрактоемісія”. У літературі часто зустрічається також термін “механоемісія” [12] і “трибоемісія”.

Важливе місце серед емісійних явищ займає емісія світла. Френсіс Бекон вперше спостерігав триболюмінесценцію (ТЛ) в експериментах з цукром близько 400 років тому і дійшов висновку, що випромінювання світла зумовлене тертям. Широкий огляд досліджень ТЛ до 1977 року здійснив Уолтон [13].

Далі відзначимо праці Чандра і Цінка [14] та Світінга [15] з вивчення характеристик триболюмінесцентних матеріалів та механізмів ТЛ, а також низки інших дослідників, які спрямовані на використання ТЛ як індикатора напружень та руйнування [16, 17].

Коли триболюмінесцентний матеріал руйнується, електрони відриваються від своїх атомів, що й спричинює появу заряджених поверхонь в області зламу [18].

Контактна особа: Є. П. ПОЧАПСЬКИЙ, e-mail: pochapskyy@ipm.lviv.ua

Це призводить до статичного розряду через утворену щілину. Світло випромінюється кількома різними механізмами. Спектр ТЛ цукру [15] показує, що світло зумовлене випромінюванням атмосферного азоту, який заповнює тріщину під час руйнування, тобто джерело світла аналогічне до розряду блискавки – електролюмінесцентне. Спектри для зразків з низки інших матеріалів містять поряд з лініями азоту також випромінювання самого матеріалу. Для певної групи матеріалів спектр ТЛ характеризується випромінюванням лише матеріалу [13, 14].

Розглядають [19] три механізми ТЛ: електричний, тепловий та хімічний. Дікінсон зі співавторами [20] встановив кореляцію емісії фотонів та АЕ з процесами, що супроводжують деформування і руйнування композитів. Однонапрямлені композити, що містили від 1 до 300 волокон, напружували розтягом. Фотонну і акустичну емісію спостерігали до, під час і після руйнування.

Через складну мікроструктуру композиційних матеріалів виявлення й ідентифікація різноманітних подій під час руйнування навантаженого зразка є неоднозначними. На відміну від гомогенних матеріалів, в яких руйнування протікає через поширення тріщини, композитні матеріали володіють декількома механізмами пошкодження, які можуть прогресувати самостійно або у взаємодії один з одним. Ці механізми включають в себе обрив волокна, міжповерхневе розшарування, тріщиноутворення в матриці і волокнах [20, 21]. Внаслідок руйнування композитів, де кожна його подія має свій механізм, використання сигналів акустичної і фотонної емісій дало можливість точніше описати процеси, що призводять до утворення тріщин, а також досягнути глибшого розуміння властивостей композитних матеріалів [21].

Емісійні процеси, які супроводжують деформацію та руйнування твердих тіл, найменше вивчені в металах [22]. Дослідження механолюмінесценції металів за їх статичного навантаження описані, зокрема, в праці [22]. Як детектор використовували фотопомножувач ФЕУ-136 ($\Delta\lambda$ = 300…820 nm) в режимі підрахунку фотонів. Ретельне світлове екранування, охолодження фотокатода до –20°C, фіксування його температури з похибкою 0,1°C, спеціальний захист від завад дали можливість знизити шумовий фон до $\leq 2\ s^{-1}$. Зчитувати і записувати імпульси апаратура дозволяла практично необмежено довго, причому інтервал зчитування міг змінюватися на десять порядків – від години до одиниць мікросекунд. Зразки для випроб вирізали з металевих стрічок товщиною 0,1 mm, одержаних методом холодної прокатки з міді марки М1, сталі 4Х13 і титану ВТ-1-0. Автори показали, що квазістатичне навантаження металу при $F_{load} < F_{destr.}$ супроводжується люмінесценцією у видимому діапазоні довжин хвиль, яка виникає окремими спалахами; за зняття навантаження випромінювання зникає, а за повторного навантаження поновлюється; кількість спалахів випромінювання за інших рівних умов більша під час навантаження крихких металів порівняно з кількістю спалахів, зареєстрованих за навантаження пластичних металів.

Кожен такий спалах складається з 3…7 імпульсів, що випромінюються впродовж 5…10 μs. Збудження окремих пакетів випромінювання може бути пов’язане з виникненням окремих короткоіснуючих вогнищ незворотної деформації. Феноменологічно явище нагадує люмінесценцію, що виникає у видимій частині спектра за механічного впливу на діелектрик, де появу імпульсу механолюмінесценції також пов’язують з первинними актами руйнування, хоча механізм збудження люмінесценції діелектриків і металів не обов’язково один і той же [23].

Відомі експериментальні результати дали змогу запропонувати механізм механолюмінесценції металів [1, 24], суть якого полягає у тому, що під час руйнування поблизу вершини тріщини утворюються пластичні зони з високою концентрацією дислокацій. Після зняття навантаження відбувається дислокаційне повернення деформівного шару, пов’язане з анігіляцією пар дислокацій протилеж-

ного знака і з виходом рухливих дислокацій на поверхню. Реальні дислокації в металах мають складну структуру і тому їх повна анігіляція малоймовірна. У кожній дислокаційній реакції можлива анігіляція тільки окремих паралельних відрізків. Вона супроводжується виділенням значної енергії, що досягає декількох електрон-вольт на одну міжатомну відстань уздовж осі. За анігіляції дислокацій у благородних металах можливий перетин термів внутрішніх *d*-електронів, локалізованих в області ядра дислокацій, зі станами вільних *s–p* зон. Неадіабатичні переходи, що виникають під час таких перетинів, призводять до появи дірок у квазілокальних *d*-станах поблизу дислокацій, що утворюються в результаті дислокаційних реакцій. Звідси випливає, що інтенсивність люмінесценції повинна бути пов'язана з концентрацією дислокацій у приповерхневому деформівному шарі, а її динаміка – з динамікою руху дислокацій або напружень.

Запропонований метод механостимульованої фотоемісії [25, 26] дає можливість оцінити локальне напруження σ_M у вершині крихкої тріщини. Експерименти проводили на гарячекатаній сталі 3. Розтягували гладкі зразки діаметром 8 mm а також з кільцевими проточками глибиною 2 mm, кутом розкриття надрізу 60° та U-подібні. Також зразки випробовували на згин з надрізом глибиною 0,5 mm, кутом розкриття надрізу 45° [25].

Близькі значення σ_M, знайдені за методикою механостимульованої фотоемісії [25], і критичних локальних напружень σ_F, визначені методами механіки руйнування (відмінність ≈9%), підтверджують інваріантність σ_F до впливу зовнішніх чинників (геометрії зразка, типу надрізу, швидкості і температури випробувань) та дають змогу стверджувати, що σ_F характеризує конструкційну міцність сталі. Незначне перевищення цієї характеристики, отримане методом механостимульованої фотоемісії, пояснено його більшою локальністю [25].

Таким чином, спільні ознаки генерування сигналів емісії такі: випадкова поява в часі; обмеження в часі (фінітні); за енергією та потужністю співмірні із шумовим сигналом (низькоенергетичні); випадкова амплітуда. Це дає підставу розглядати їх в межах узагальненої моделі випадкового імпульсного потоку [27–30], а також виробити спільні підходи до розробки алгоритмів відбору та обробки емісійних сигналів і на цій основі створити відповідні діагностичні інформаційно-вимірювальні системи.

Узагальнена модель емісійного сигналу. Отже, емісійний сигнал зображається як суперпозиція імпульсів, форму яких описують детермінованою функцією $F(t)$, нормованою на одиницю в максимумі, причому імпульси можуть відрізнятися за амплітудою. Відповідний імпульсний потік записуємо у вигляді

$$X(t) = \sum_i A_i F(t - t_i), \tag{1}$$

де t_i – випадковий момент появи *i*-го імпульсу, $i = 0,1,...,$ а A_i – його випадкова амплітуда. Припускаємо, що не обов'язково $F(t - t_i) = 0$ при $t < t_i$. Функція $F(t)$ може і не мати початкового значення t_i, до якого вона дорівнює нулю. Передбачаємо лише, що $F(t)$ досить швидко прямує до нуля при $|t| \to \infty$, а отже,

$$\int_{-\infty}^{\infty} |F(t - t_i)|\,dt < \infty. \tag{2}$$

Моменти часу t_i можуть бути пов'язані з будь-якою характерною точкою – з екстремумами $F(t)$ або з точками переходу через нуль, якщо такі є [27, 28].

Загальніше формулювання задачі полягає в тому, що випадковою передбачаємо також форму самих імпульсів, а саме: імпульс описуємо детермінованою

функцією $F(\cdot)$ від $(t-t_i)$ і від сукупності деякого скінченного числа m випадкових параметрів, тобто від m–мірної випадкової величини $\mu_i = \{\mu_{i1}, \mu_{i2}, ..., \mu_{im}\}$:

$$X(t) = \sum_i A_i F(t - t_i, \mu_i). \tag{3}$$

Випадкові значення A_i і t_i вважають статистично незалежними, а випадкові параметри μ_i характеризуються власними розподілами чи густинами.

Існує декілька способів реєстрації світлового сигналу, де використовують механізм взаємодії випромінювання з об'єктом [31, 32]. До них належить, зокрема, реєстрація світла за допомогою фотоелектричних перетворювачів, робота яких ґрунтується на внутрішньому чи зовнішньому фотоефекті.

Як фотоелектричний перетворювач широко використовують фотоелектронний помножувач (ФЕП), який є високочутливим перетворювачем світла в електричний сигнал [33]. Підсилення потоку фотоелектронів, вибитих з фотокатода ФЕП, розглянуто в працях [33–35]. Зокрема показано, що кількість електронів в імпульсі струму на виході помножувача, який відповідає вибитому фотоелектрону, є випадковою величиною, що описується гіперпуассонівським законом

$$P_{N_m} = \sum_{N_1=0}^{\infty} \sum_{N_2=0}^{\infty} \dots \sum_{N_{m-1}=0}^{\infty} \frac{[\alpha_1]^{N_1} ([\alpha_2] N_1)^{N_2} \dots ([\alpha_m] N_{m-1})^{N_m}}{N_1! N_2! \dots N_m!} \times \tag{4}$$

$$\times \exp(-[\alpha_1] - [\alpha_2] N_1 - \dots - [\alpha_m] N_{m-1}),$$

де N_m – кількість електронів в імпульсі струму після останнього m-го динода; $[\alpha_m]$ – математичне сподівання ефективності m-го динода.

Форма $h(t)$ імпульсу струму (близька до дзвоноподібної) на виході ФЕП, який відповідає акту результативної взаємодії світла з фотокатодом, визначається конструкційними особливостями ФЕП, характеризує його роботу і є неінформативною ознакою сигналу. Для сучасних швидкодіючих ФЕП вихідні імпульси струму можна вважати за незначної інтенсивності вихідного потоку нескінченно короткими. Тобто потоку актів результативної взаємодії світла і речовини відповідає потік нескінченно коротких імпульсів струму на виході фотопомножувача [36]. Фотоелектронне підсилення супроводжується явищем термоелектронної емісії з анода та динодної системи ФЕП [33]. Це призводить до появи власного шумового імпульсного потоку ФЕП, динодна складова якого може бути відфільтрована за амплітудною ознакою, а анодна – за амплітудою та формою не відрізняється від імпульсів, зумовлених явищем фотоемісії [33, 36]. Експериментальні та теоретичні дослідження показують, що власний шумовий потік ФЕП необхідно вважати пуассонівським [33]. Його інтенсивність значною мірою залежить від температури.

Отже, робимо висновок, що модель вихідного сигналу ФЕП можна записати у вигляді

$$X(t) = \sum_i A_i h(t - t_i) + \sum_j A_j h(t - t_j) + \sum_k \sum_l A_{kl} h(t - t_{kl}). \tag{5}$$

Перша сума (i = 0, 1, ...,) залежності (5) відповідає власним шумам ФЕП, друга (j = 0, 1, ...,) – неперервній оптичній заваді каналу передачі. Третій доданок $\sum_k \sum_l A_{kl} h(t - t_{kl})$ – інформативний і відповідає емісійному імпульсному світловому сигналу (1) чи (3) з формою імпульсу (2), причому індекс k = 0, 1, ..., нумерує імпульси емісійного світлового сигналу, а індекс l = 0, 1, ..., – вихідні імпульси ФЕП, які є результатом реєстрації k-го імпульсу емісії. Фактично інформативна складова потоку (5) є випадковою послідовністю груп імпульсів. Також A – амп-

літуда вихідних імпульсів ФЕП, розподілена за гіперпуассонівським законом (4), $h(\cdot)$ – форма імпульсів.

Для розв'язання різних задач статистичного аналізу ефективним є апарат потоків групованих точок [29, 30]. При цьому вводять поняття внутрішньо- і загальногрупових параметрів. Внутрішньогрупові відповідають моментам настання подій t_i, які належать окремій групі, яку називають також вторинним потоком. Загальногрупові параметри характеризують групу в цілому, наприклад, визначають початок j-ї групи τ_j, її протяжність, кількість подій у групі тощо. У розглядуваному випадку кількість груп є випадковою величиною, а загальногрупові параметри (наприклад, початок групи) утворюють випадковий потік. Його називають первинним.

Відбір емісійного імпульсного світлового сигналу. Згідно з виразом (5), моделлю вихідного сигналу ФЕП є імпульсний потік. Кількість електронів N_i в імпульсі струму на виході ФЕП є випадковою величиною внаслідок випадковості самого процесу множення електронів [33, 36] і описується гіперпуассонівським законом (4). Відповідно кількість заряду в імпульсі буде $\rho_i = eN_i$, де e – заряд електрона.

Для математичного сподівання заряду одержуємо вираз

$$[\rho] = e\prod_{i=1}^{m}[\alpha_i]\,. \tag{6}$$

Тут α_i – ефективність динодів, $i = [1, m]$.

Для сучасних швидкодіючих ФЕП вихідні імпульси струму є дуже короткі, а тому, практично, їх амплітуда пропорційна до заряду в імпульсі.

Математичне сподівання заряду в імпульсі струму на виході ФЕП, зумовленого шумами першого динода (окремий акт термоелектронної емісії з динода вважають одиночною подією), запишемо у вигляді

$$[\rho_1] = e\prod_{i=2}^{m}[\alpha_i]\,. \tag{7}$$

Із виразів (6) і (7) бачимо, що $[\rho] = [\alpha_1][\rho_1] > [\rho_1]$. Це означає, що існує принципова можливість відфільтровування за амплітудною ознакою шумів динодної системи (імпульси, зумовлені шумами решти динодів, за амплітудою ще слабші).

Щоб уникнути помилок другого роду (пропусків корисних імпульсів) [37, 38], амплітудний поріг U_n пристрою відбору (дискримінатора імпульсів), приведений до виходу ФЕП, повинен вибиратися з умови

$$U_n = [\rho] - k\sqrt{D_\rho}\,, \tag{8}$$

де коефіцієнт k = const визначає імовірність помилки. Оскільки кількість електронів в імпульсі є великою, то закон розподілу заряду ρ наближається до нормального і для $k = 1$ імовірність пропуску дорівнює $P \approx 0{,}16$.

Відфільтрувати за амплітудною ознакою складові сигналу (5), які відповідають шумам катода ФЕП, а також оптичній заваді каналу передачі, неможливо, а отже, стоїть задача виявлення та виділення інформативної складової, яка відповідає емісійному імпульсному світловому сигналу на фоні завад.

За найпростішого випадку можлива стрибкоподібна зміна відомої інтенсивності інформативної складової в залежності (5) у деякий невідомий момент часу спостереження. Задача виявлення такої зміни інтенсивності та оцінки самого моменту зміни розглядалася раніше [39]. Припущено [40], що невідомий також стрибок інтенсивності. Однак для повного оперативного контролю властивостей

потоку необхідно виявити зміну його інтенсивності, оцінити її до і після зміни, а також сам момент зміни.

У більшості практичних задач апріорні розподіли інтенсивностей і момент їх зміни, а також апріорні ймовірності відповідних гіпотез невідомі. Це не дозволяє застосовувати байєсівські алгоритми. Щоб виявити та оцінити момент зміни невідомої інтенсивності, використали метод максимальної правдоподібності [41, 42], який дає можливість подолати труднощі, пов'язані з апріорною невизначеністю. Тут вважався відомим інтервал часу, протягом якого можлива зміна, а також припускалося, що інтенсивність потоку до і після зміни постійна.

Для моделі (5) інтенсивності перших двох складових потоку, які відповідають власним шумам ФЕП $n_n(t)$ та оптичній заваді каналу передачі $n_d(t)$, відповідно, апріорі невідомі, проте часто на практиці їх можна вважати постійними, а самі потоки – пуассонівськими. Тоді сумарний фоновий потік буде також пуассонівським з інтенсивністю $n_b = n_n + n_d = \text{const}$.

Інформативна складова відповідає емісійному імпульсному світловому сигналу, є випадковою послідовністю груп імпульсів з інтенсивністю імпульсів у групі $n(t)$, що є випадковою функцією часу.

Щоб розробити принципи відбору інформативного сигналу на фоні сумарного шумового потоку, використаємо адаптивний підхід, тобто попередньо оцінимо апріорі невідому інтенсивність фонової складової і на цій основі обчислимо значення порогу, яке забезпечить необхідну імовірність помилки першого роду.

Математичне сподівання кількості імпульсів $N(T)$ фонового потоку, зареєстрованих за час спостереження T, дорівнює $[N(T)] = n_b T$, а дисперсія $D_N = \sigma_N^2 = n_b T$. Поріг можна подати у вигляді

$$N_{th} = Ent([N(T)] + k\sigma_{N(T)}) = Ent(n_b T + k\sqrt{n_b T}), \tag{9}$$

де безрозмірний коефіцієнт k = const задає перевищення порогу над математичним сподіванням, а $Ent(\bullet)$ – оператор виділення цілої частини числа.

Імовірність того, що за час спостереження зареєструємо кількість імпульсів фонового потоку $N(T) > N_{th}$ (імовірність помилки першого роду) така:

$$P(N(T) > N_{th}) = 1 - \sum_{i=0}^{N_{th}} \frac{(n_b T)^i}{i!} \exp(-n_b T). \tag{10}$$

Наведено (рис. 1) залежності ймовірності (10) перевищення порогу $N(T) > N_{th}$ від математичного сподівання кількості зареєстрованих імпульсів фонового потоку за різних значень коефіцієнта k.

Використовуючи ці залежності і задавшись імовірністю помилки першого роду, можна знайти відповідне значення порогу для прийняття рішення про наявність чи відсутність інформативної складової в потоці.

На практиці відбувається заміна невідомого істинного значення інтенсивності фонового потоку у виразі (9) на її оцінку $\hat{n}_b$.

Пристрій прийняття рішення про наявність чи відсутність інформативної складової в потоці повинен поточно нагромаджувати імпульси випадкового потоку (5)

$$N(T, t) = \int_{t}^{t+T} dN(t). \tag{11}$$

Тут $N(T, t)$ – кількість імпульсів потоку, нагромаджених за інтервал часу T, який починається в момент часу t; $N(t)$ – реалізація потоку у вигляді ступінчастої функції.

Якщо $N(T, t) > N_{th}$ – кількість нагромаджених імпульсів перевищить значен-

ня порогу, то приймаємо, що в момент часу t виник інформативний сигнал (група імпульсів).

Припустимо, що інтенсивність імпульсів у групі змінюється за експоненційним законом $n(t) = n_0 \exp(-\alpha t)$ (α – стала загасання). Тоді максимальне значення математичного сподівання кількості нагромаджених імпульсів сумарного потоку таке:

$$[N(T)] = \int_0^T [n_b + n_0 \exp(-\alpha t)]dt = n_b T + \frac{n_0}{\alpha}[1 - \exp(-\alpha T)]. \qquad (12)$$

Прирівнявши значення порогу (9) з результатом нагромадження (12), для мінімальної початкової інтенсивності n_0 інформативного імпульсу експоненційної форми, який буде виявлений на фоні сумарного шумового потоку інтенсивністю n_b, одержимо:

$$n_0 = \frac{k\alpha}{[1 - \exp(-\alpha T)]}\sqrt{n_b T}\ . \qquad (13)$$

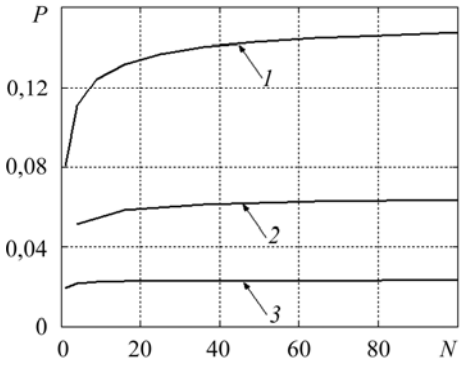

Рис. 1. Fig. 1.

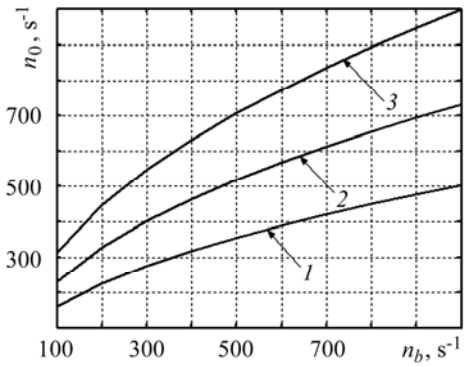

Рис. 2. Fig. 2.

Рис. 1. Залежність імовірності $P(N(T) > N_{th})$ перевищення порогу від математичного сподівання кількості зареєстрованих імпульсів фону: *1* – k = 0,5; *2* – k = 1; *3* – k = 2.

Fig. 1. Dependence of the probability $P(N(T) > N_{th})$ of exceeding the threshold on the expectation of the number of registered pulses background: *1* – k = 0.5; *2* – k = 1; *3* – k = 2.

Рис. 2. Залежність мінімальної інтенсивності n_0 інформативного імпульсу, який буде виявлений, від інтенсивності фонової складової n_b: *1* – $\alpha = 1/T$; *2* – $\alpha = 2/T$; *3* – $\alpha = 3/T$.

Fig. 2. Dependence of the minimum intensity n_0 of informative pulse to be detected on the intensity of the background component n_b: *1* – $\alpha = 1/T$; *2* – $\alpha = 2/T$; *3* – $\alpha = 3/T$.

Наведено (рис. 2) залежності мінімальної інтенсивності n_0 інформативного імпульсу від інтенсивності фонової складової n_b за різних значень сталої α (визначає тривалість імпульсу); k = 1; T = 0,01 s.

Розроблення пристрою для реалізації алгоритму відбору. Наведено (рис. 3) схему пристрою для відбору сигналу світлової емісії, який реалізує запропоновані принципи.

Сигнал з виходу ФЕП, який реєструє сумарний світловий сигнал, поступає на вхід *1* дискримінатора *2*, в якому за амплітудною ознакою відфільтровуються шуми динодної системи. Пристрій для оцінки інтенсивності шумової складової сигналу *5,* попередньо оцінює інтенсивність фонової складової $\hat{n}_b$, значення якої використовується блоком задання порогу *9* для обчислення порогу прийняття рішення.

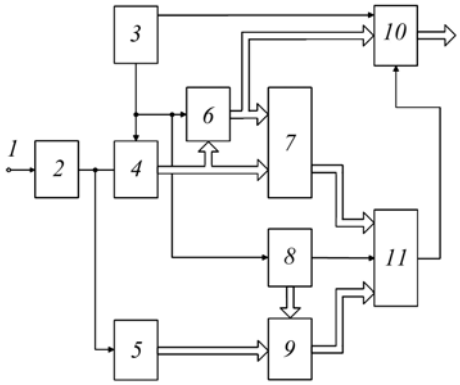

Рис. 3. Структурна схема пристрою для відбору сигналу світлової емісії: *1* – вхід пристрою; *2* – дискримінатор; *3* – тактовий генератор; *4* – двійковий лічильник; *5* – пристрій для оцінки інтенсивності шумової складової сигналу; *6* – буфер черги; *7* – схема ковзного нагромадження; *8* – лічильник кількості циклів нагромадження; *9* – блок задання порогу; *10* – блок пам'яті; *11* – блок прийняття рішення.

Fig. 3. The block diagram of the device for the selection of the signal light emission: *1* – input of device; *2* – discriminator; *3* – clock; *4* – binary counter; *5* – a device for estimating the intensity of signal noise component; *6* – buffer of queue; *7* – sliding storage scheme; *8* – count of the number of accumulation cycles; *9* – block thresholding; *10* – memory block, *11* – decision block.

Момент перевищення кількістю нагромаджених імпульсів (11) значення порогу $N(T,t) > N_{th}$, приймається за момент часу t появи інформативного сигналу. Очевидно, що при цьому похибка вимірювання часу дорівнює інтервалу нагромадження T.

Для зменшення цієї похибки доцільно розбити інтервал нагромадження на менші T_0 цикли так, щоб $T = mT_0$, де m – ціле число, і порівнювати з порогом після закінчення кожного чергового інтервалу T_0. Інтервали T_0 формує тактовий генератор *3*, він же дає дозвіл двійковому лічильнику *4* на підрахунок кількості імпульсів $N(T_0)$ потоку на виході дискримінатора *2* впродовж цього інтервалу. Кількість циклів m у поточному інтервалі нагромадження задається в лічильнику *8*. Використовуючи дані лічильника *8* і пристрою *5*, блок *9* обчислює поріг

$$N_{th} = Ent[m\hat{n}_b T_0 + k\sqrt{m\hat{n}_b T_0}]. \qquad (14)$$

Своєю чергою в схемі поточного нагромадження *7* формується величина

$$N_j^{\Sigma} = \sum_{k=1}^{m} N(T_0)_{j+k}, \quad j = 1, 2, 3, \ldots, \qquad (15)$$

яка періодично з періодом T_0 порівнюється в блоці прийняття рішення *11* з порогом (14). Якщо $N_j^{\Sigma} < N_{th}$, то нагромадження продовжується далі без змін. В іншому випадку спрацьовує блок *11*, що означає виявлення групи імпульсів, яка відповідає інформативному емісійному імпульсу світла. Одночасно запускається блок пам'яті *10*, в який послідовно записуються з буфера черги *6* результати нагромадження $N_j(T_0)$. Використання буфера черги дає змогу записувати дані, починаючи з такту $(j–m)$ (j – такт, на якому спрацював блок прийняття рішення), що забезпечує збереження інформації. Причому за момент виявлення інформативного імпульсу приймається величина jT_0. Закінчення запису в пам'ять відбувається одночасно з переходом блока *11* в початковий стан.

ВИСНОВКИ

Деформація та руйнування твердих тіл збуджує в них низку нерівноважних емісійних процесів різної фізичної природи. Спільні ознаки сигналів емісії дають можливість розглядати їх в межах узагальненої моделі випадкового імпульсного потоку. Для емісійного світлового сигналу модель конкретизують до випадкової послідовності груп імпульсів. Алгоритм виявлення та виділення інформативної

складової емісійного світлового сигналу за наявності власних шумів фотоелектричного перетворювача та неперервної оптичної завади каналу передачі ефективно реалізують, виходячи з попередньої оцінки апріорі невідомої інтенсивності фонової складової.

РЕЗЮМЕ. Эмиссионные сигналы различной физической природы предложено рассматривать в рамках обобщенной модели случайного импульсного потока. Рассмотрен алгоритм обнаружения и выделения информативной составляющей эмиссионного светового сигнала при наличии помех во время фотоэлектрической регистрации. Приведена структурная схема устройства для отбора сигнала световой эмиссии, реализующего предложенный алгоритм.

SUMMARY. It is proposed to consider the emission signals of different physical nature within the generalized model of a random pulse stream. By specifying the model for the case of the light signal emission, the algorithm of detection and selection of informative component in the presence of interference during its photovoltaic registration is proposed. The block diagram of the selection of the light emission signal, which uses the proposed algorithm, is given.

1. *Эмиссионные* процессы, сопровождающие деформирование и разрушение металлов / К. Б. Абрамова, И. П. Щербаков, А. И. Русаков, А. А. Семенов // ФТТ. – 1999. – **41**, Вып. 5. – С. 841–843.
2. *Механіка* руйнування і міцність матеріалів: Довідн. пос. / Під заг. ред. В. В. Панасюка. Т. 5: Неруйнівний контроль і технічна діагностика / Під ред. З. Т. Назарчука. – Львів: Фіз.-мех. ін-т ім. Г. В. Карпенка НАН України, 2001. – 1134 с.
3. *Назарчук З. Т., Скальський В. Р.* Акустико-емісійне діагностування елементів конструкцій. Т. 1: Теоретичні основи методу акустичної емісії. – К.: Наук. думка, 2009. – 287 с.
4. *Нацик Б. Д.* Излучение звука дислокацией, выходящей на поверхность кристалла // Письма в ЖЭТФ. – 1968. – **8**, № 6. – С. 324–328.
5. *Hartmann W. P.* Acoustic Emission as an Aid in Studying Strain – Hardening Phenomena // Mater. Eval. – 1973. – № 11. – P. 237–240.
6. *Gillis P. P.* Dislocation Mechanisms as Possible Sources of Acoustic Emission // MTRSA. – 1971. – **11**, № 3. – P. 11–13.
7. *James D. R. and Garpenter S. H.* Relationship Between Acoustic Emission and Dislocation Kinetics in Crystallin Solids // J. Appl. Phys. – 1971. – **42**, № 12. – P. 4685–4698.
8. *Dickinson J. T., Donaldson E. E., and Park M. K.* The Emission of Electrons and Positive Ions from Fracture of Materials // J. Mater. Sci. – 1981. – **16**. – P. 2897.
9. *Dickinson J. T., Jensen L. C., and Langford S. C.* Recombination on fractal networks: photon and electron emission following fracture of materials // J. Mater. Res. – 1993. – **8**. – P. 2921–2932.
10. *Photoluminescence* imaging of mechanically produced defects in MgO / J. T. Dickinson, L. C. Jensen, R. L. Webb, and S. C. Langford // J. of Non-Crystalline Solids. – 1994. – **177**. – P. 1–8.
11. *Photoelectron* emission studies of cleaved and excimer irradiated single crystal surfaces of $NaNO_3$ and $NaNO_2$ / C. Bandis, L. Scudiero, S. C. Langford, and J. T. Dickinson // Surf. Sci. – 1999. – **442**. – P. 413–419.
12. *Варенцов Е. А., Хрусталев Ю. А.* Механоэмиссия и механохимия молекулярных органических кристаллов // Успехи химии. – 1995. – **64**. – С. 834–849.
13. *Walton A. J.* Triboluminescence // Adv. Phys. – 1977. – **26**. – P. 887–948.
14. *Chandra B. P. and Zink J. I.* Mechanical characteristics and mechanism of the triboluminescence of fluorescent molecular crystals // J. Chem. Phys. – 1980. – **73**. – P. 5933–5941.
15. *Sweeting L.* Triboluminescence with and without air // Chem. Mater. – 2001. – **13**. – P. 854–870.
16. *Sage I.* Embedded triboluminescent structural damage sensors // Proc. SPIE 4104. – 2000. – P. 1–8.
17. *Xu C. N.* Enhancement of adhesion and triboluminescence of ZnS:Mn films by annealing technique // Thin Solid Films. – 1999. – **352**. – P. 273–277.
18. *Chakravarty A. and Phillipson T. E.* Triboluminescence and the potential of fracture surfaces // J. of physics D: Applied physics. – 2004. – **37**. – P. 2175–2180.

19. *Mechanisms* of triboluminescence / S. H. Lin, D. Wutz, Z. Z. Ho, H. Eyringt // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. – 1980. – **77**, № 3. – P. 1245–1247.
20. *Correlation* of Photon and Acoustic Emission with Failure Events in Model Composites / A. S. Crasto, R. Corey, J. T. Dickinson, et al. // Composites Science and Technology. – 1987. – **30**. – P. 35–58.
21. *Kawazoe S. and Kagawa Y.* Application of photon emission technique to the determination of micro-fracture behavior in glass fiber-reinforced epoxy matrix composite // Science and technology of advanced materials. – 2001. – **2.** – P. 415–431.
22. *Абрамова К. Б., Перегуди Б. П., Щербаков И. П.* Излучение света нагруженными металлами // ЖТФ. – 1990. – **60**, Вып. 4. – С. 159–161.
23. *Струковскис А. А., Крауя У. Э., Фомина Я. Я.* X Юбилейный симпозиум по механоэмиссии и механохимии твердых тел. – Ростов-на-Дону: Идз-во Ростовск. гос. ун-та, 1986. – С. 54.
24. *Люминесценция* металлов, возбуждаемая при быстром неразрушающем нагружении / К. Б. Абрамова, А. И. Русаков, А. А. Семенов, И. П. Щербаков // ФТТ. – 1998. – **40**, Вып. 6. – С. 957–965.
25. *Мишин В. М.* Подтверждение инвариантности критерия хрупкости стали σ_F методом механостимулированной фотоэмиссии // Материалы XXXIX НТК профессорско-преподавательского состава СевКавГТУ. – 2010. – **1**. – 206 с.
26. *Валуев Н. П., Мойш Ю. В.* Исследование фотонной эмиссии, возникающей при хрупком разрушении сталей // ФММ. – 1986. – **62**, Вып. 4. – С. 724–729.
27. *Почапський Є. П.* Застосування низькоенергетичних сигналів у технічному діагностуванні // Технологічні комплекси. – 2012. – №1, 2. – С. 79–85.
28. *Рытов С. М.* Введение в статистическую радиофизику. Случайные процессы. – М.: Наука, 1976. – **1**. – 496 с.
29. *Большаков И. А., Ракошиц В. С.* Прикладная теория случайных потоков. – М.: Сов. радио, 1978. – 248 с.
30. *Кокс Д., Льюис П.* Статистический анализ последовательностей событий. – М.: Мир, 1969. – 312 с.
31. *Клаудер Дж., Сударшан Э.* Основы квантовой оптики. – М.: Мир, 1970. – 428 с.
32. *Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. – М.: Наука, 1981. – 640 с.
33. *Одноэлектронные* приемники / С. С. Ветохин, И. Р. Гулаков, А. Н. Перцев, И. В. Резников. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 160 с.
34. *Young A. T.* The using of photomultipliers for photon-counting // Applied Optics. – 1971. – **10**, № 7. – P. 1681.
35. *Гулаков И. Р., Холодныpев С. В.* Метод счета фотонов в оптико-физических измерениях. – Минск: Изд-во Университетское, 1989. – 256 с.
36. *Клим Б. П., Почапський Є. П.* Слабкі світлові ефекти та можливості неруйнівного контролю // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 1997. – **33**, № 5. – С. 99–106.
(*Klym B. P., Pochaps'kyi E. P.* Weak light effects and possibilities of nondestructive testing // Materials Science. –1998. – **33**, № 5. – P. 701–710.)
37. *Кендалл М., Стьюарт А.* Статистические выводы и связи. – М.: Наука, 1973. – 900 с.
38. *Хелстром К.* Статистическая теория обнаружения сигналов. – М.: Иностранная литература, 1963. – 432 с.
39. *Галун С. А., Трифонов А. П.* Обнаружение и оценка момента изменения интенсивности пуассоновского потока // Автоматика и телемеханика. – 1982. – № 2. – С. 95–105.
40. *Трифонов А. П., Невежин Ю. В.* Оптимальный прием оптического импульсного сигнала с неизвестным моментом появления // Известия вузов. Радиофизика. – 1999. – **42**, № 12. – С. 1201–1212.
41. *Овчинникова Т. М., Трифонов А. П.* Обнаружение и оценка момента изменения неизвестной интенсивности пуассоновского потока. Сообщ. 1 // Автоматика и телемеханика. – 1999. – № 1. – С. 69–76.
42. *Овчинникова Т. М., Трифонов А. П.* Обнаружение и оценка момента изменения неизвестной интенсивности пуассоновского потока. Сообщ. 2 // Там же. – 1999. – № 2. – С. 57–65.

Одержано 16.04.2013