

УДК 621.386

# Моделювання вихідного сигналу рентгенотелевізійної системи на основі КМОН-матриць

Богапов Ф. Г., ORCID [0000-0002-8175-7499](https://orcid.org/0000-0002-8175-7499)

Національний технічний університет України

"Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського" ROR [00syn5v21](https://ror.org/00syn5v21)

Київ, Україна

DOI: [10.20535/2617-0965.2020.3.4.200608](https://doi.org/10.20535/2617-0965.2020.3.4.200608)

**Анотація**—Розроблено фізико-топологічну модель перетворення рентгенівських зображень у рентгенотелевізійних системах типу «рентгенівський екран — оптика — КМОН-матриця». Модель дозволяє розраховувати характеристики рентгенівського випромінювання на виході рентгенівської трубки та за досліджуванним об'єктом, інтенсивність світіння екрана, інтенсивність світла на поверхні КМОН-матриці після проходження оптики, розраховувати зарядовий пакет в певному пікселі та вихідний сигнал з нього, відношення сигнал/шум на виході системи.

**Ключові слова** — неруйнівний контроль; сцинтиляційний екран; рентгенотелевізійна система; рентгенівська трубка; КМОН-матриця; відношення сигнал/шум.

## I. Вступ

Нині для радіаційного контролю матеріалів та виробів використовуються різноманітні рентгенотелевізійні системи (РТВС) як непрямого перетворення радіаційних зображень, так і системи прямого перетворення. РТВС типу «рентгенівський екран — оптика — КМОН-матриця» мають ряд переваг перед іншими: можливість зміни рентгенівського сцинтиляційного екрану, що дозволяє змінювати розмір робочого поля і інші параметри системи; малий час отримання зображення; простота конструкції; малі габарити і вага; низька вартість. Розробка цифрових РТВС вимагає рішення важливих науково-технічних завдань, до числа яких відносяться: підвищення відношення сигнал/шум і відповідно чутливості контролю, збільшення квантової ефективності перетворювачів зображення, оптимізація режимів роботи систем для забезпечення високої якості радіаційних зображень [1]. Перераховані завдання можна вирішити за допомогою математичного та фізико-топологічного моделювання таких систем.

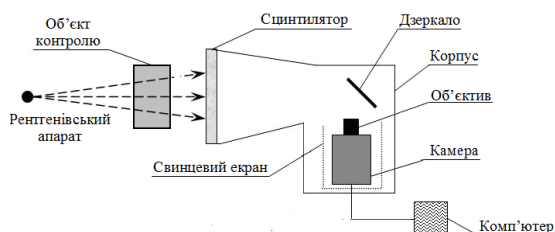


Рис. 1. Структурна схема рентгенотелевізійної системи

## II. Моделювання вихідного сигналу РЕНТГЕНОТЕЛЕВІЗІЙНОЇ СИСТЕМИ

Мета роботи — розробка фізико-топологічної моделі перетворення рентгенівських зображень у рентгенотелевізійних системах типу «рентгенівський екран — оптика — КМОН-матриця».

Структурна схема рентгенотелевізійної системи, що зображена на Рис. 1, включає в себе такі компоненти: рентгенівський апарат, об'єкт, сцинтилятор (екран), дзеркало та об'єктив з матрицею КМОН. Пучок тінювого рентгенівського випромінювання потрапляє на екран, де перетворюється на видиме випромінювання, яке відбивається від дзеркала та потрапляє на світлочутливу матрицю КМОН.

Першою стадією створення наскрізної математичної моделі є моделювання рентгенівського випромінювання на певній відстані від анода рентгенівської трубки. Факторами, які впливають на форму енергетичного спектра і енергію рентгенівського випромінювання, є електричний режим роботи рентгенівської трубки (прискорювальна напруга та анодний струм), а також технологічні параметри (матеріал та кут нахилу анода, розміри і форма електродів, матеріал та товщина вихідного вікна рентгенівської трубки). На сьогодні існує декілька математичних моделей, що дозволяють розраховувати спектр випромінювання рентгенівського апарата [2]. Та в роботі [3] виведена формула для знаходження енергетичного спектра густини потоку квантів  $N_0(E)$  (квант/кеВ·сек·см<sup>2</sup>) на певній відстані від трубки неперервної дії (для гальмівного випромінювання):



$$N_0(E) = \frac{k_1 I_A Z (E_{\max} - E)}{r^2 E} \times \exp \left[ -\frac{\mu_m(E) \operatorname{ctg} \Theta}{\rho_m C_{TB}(E_{\max})} (E_{\max}^2 - E^2) \right] \times \exp \left[ -\mu_e(E) H_e - \mu_\phi(E) H_\phi \right], \quad (1)$$

де  $k_1 = 1,1 \cdot 10^{12}$ , квант/(А·сек·кеВ);  $Z$  – атомний номер матеріалу анода рентгенівської трубки;  $I_A$  – анодний струм, А;  $E_{\max}$  – максимальна енергія квантів в спектрі випромінювання, кеВ;  $E$  – енергія квантів, кеВ,  $r$  – відстань від анода, см;  $\Theta$  – кут нахилу анода, рад;  $\rho_m$  – густина матеріалу анода, г/см<sup>3</sup>;  $C_{TB}(E_{\max})$  – константа Томсона-Відінгтона [3], залежить від анодної напруги;  $\mu_m$ ,  $\mu_e$ ,  $\mu_\phi$  – лінійні коефіцієнти ослаблення [4] матеріалу анода, вихідного вікна та фільтра, см<sup>-1</sup>;  $H_e$ ,  $H_\phi$  – товщина вихідного вікна і фільтра, см.

У формулі (1) враховуються конструктивні особливості і параметри рентгенівського апарата. Рентгенівські спекти, розраховані за цією формулою, співпадають з похибкою не більше 7% зі спектрами, що були виміряні експериментально, і наведеними в [2]. Тому формула (1) взята за основу для розрахунку енергетичного спектра рентгенівської трубки неперервної дії.

При проходженні досліджуваного об'єкта рентгенівське випромінювання ослаблюється, а енергетичний спектр змінюється. Це можна записати так:

$$N_1(E) = N_0(E) \exp[-\mu_o(E) H_o], \quad (2)$$

тут  $\mu_o$  – лінійний коефіцієнт ослаблення матеріалу досліджуваного об'єкта, см<sup>-1</sup>;  $H_o$  – досліджуваного об'єкта, см.

Вираз (2) дозволяє розраховувати енергетичний спектр за досліджуванним об'єктом прямого не розсіяного випромінювання (геометрія вузького пучка). На практиці майже завжди застосовуються широкі пучки. При проходженні широкого пучка через досліджуваний об'єкт частина випромінювання змінює свій напрямок (розсіюється). Зображення формується прямим випромінюванням, в той час, як розсіяне – не несе корисної інформації, а просто погіршує контраст.

Розсіяне випромінювання враховують за допомогою фактора накопичення  $B(U_a, H_o)$ , який характеризує долю розсіяного випромінювання у загальному потоці випромінювання за об'єктом. Фактор накопичення залежить від анодної напруги  $U_a$ , товщини досліджуваного об'єкта  $H_o$  і майже не залежить від форми спектра первинного рентгенівського випромінювання [2, 5]. Значення  $B(U_a, H_o)$  табульовані для широкого діапазону анодних напруг і товщин матеріалів, що дозволяє для конкретного випадку просвічування широким пучком розрахувати параметри випромінювання за об'єктом. Для таких розрахунків

зручно також використовувати різні апроксимації  $B(U_a, H_o)$ , наприклад апроксимацію, запропоновану у [3].

З урахуванням широкого пучка (2) матиме вигляд:

$$N_1(E) = B(U_a, H_o) \cdot N_0(E) \exp[-\mu_o(E) H_o], \quad (3)$$

Другим етапом створення наскрізної математичної моделі РТВС на основі КМОН-матриць оптичного діапазону є моделювання процесу перетворення рентгенівського випромінювання, яке відповідає тіньовому рентгенівському зображенню об'єкта, у випромінювання видимого діапазону [3].

В якості подібних рентген-оптичних перетворювачів найчастіше застосовуються сцинтилятори, які при поглинанні енергії рентгенівських чи  $\gamma$ -квантів, або частинок високої енергії, здатні деяку долю поглинутої енергії перевипромінювати у вигляді спалахів видимого світла з густиною потоку світлової енергії  $E_S$  та деяким певним нормованим спектральним розподілом  $\varphi_{nS}(\lambda)$ . Доля поглинутої енергії випромінювання, яка перетворюється на світлову (конверсійна ефективність сцинтилятора  $C_{ef}$ ) є для конкретної речовини сталою величиною в широкому діапазоні умов, як незмінним є і спектральний розподіл  $\varphi_{nS}(\lambda)$  видимого випромінювання, що утворюється в результаті конверсії [6, 7].

Для відомих енергетичного спектра густини потоку рентгенівських квантів  $N(E)$ , що проходить крізь шар сцинтилятора, та енергетичної залежності долі випромінювання  $f_{abs}(E)$ , яке поглинається в ньому, частину інтенсивності рентгенівського випромінювання, що поглинається в сцинтиляторі  $I_{abs}$ , можна представити у вигляді:

$$I_{abs} = \int_0^{E_{\max}} N(E) f_{abs}(E) E dE, \quad (4)$$

де  $N(E)$  – густина потоку рентгенівських квантів,  $f_{abs}(E)$  – енергетична залежність долі випромінювання. А густину потоку світлової енергії  $E_S$ , яку випромінює сцинтилятор записати як

$$E_S = C_{ef} I_{abs}. \quad (5)$$

В кінцевому рахунку, густина світлової енергії  $E_{eff}$ , яка надійде до світлочутливої поверхні КМОН-матриці за посередництвом оптичної системи (в припущенні відсутності спектральної залежності її характеристик) може бути врахована за допомогою коефіцієнта передачі  $K_{opt}$ :

$$E_{eff} = K_{opt} E_S. \quad (6)$$

На відміну від електронно-променевих передаючих трубок, де як процес запису потенціального рельєфу, так і його зчитування вздовж рядка відбуваються неперервно, в КМОН-матрицях ці процеси дискретизовані, причому по відношенню до обох просторових

координат. Просторовою мірою цієї дискретизації площа світлочутливої поверхні елементарної КМОН-коміррки  $A_{CMOS} = L_{py} \times L_{pz}$  ( $L_{py}, L_{pz}$  — лінійні розміри коміррки в напрямку осі  $y$  та  $z$  відповідно). Інтегральний потік світлової енергії з щільністю  $E(y, z)$  та розподілом  $\varphi(\lambda)$  за довжиною хвиль  $\lambda$ , який падає на світлочутливу поверхню коміррки, визначає заряд накопичених під дією світла в окремій коміррці електронів. В загального випадку кінцевий вираз для заряду пакета КМОН-коміррки з урахуванням спектральної залежності відповідних характеристик набуває вигляду:

$$Q_p = \frac{t_i}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_n(\lambda) d\lambda} \times \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_n(\lambda) s(\lambda) d\lambda \int_0^{L_{py}} \int_0^{L_{pz}} E(y, z) dy dz \quad (7)$$

а для випадку однорідного розподілу густини потоку дещо простішого:

$$Q_p = \frac{EA_{CMOS} t_i}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_n(\lambda) d\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_n(\lambda) s(\lambda) d\lambda \quad (8)$$

де  $t_i$  — тривалість експозиції,  $\lambda_1 \div \lambda_2$  — робочий діапазон довжин хвиль КМОН,  $\varphi_n(\lambda) = \varphi(\lambda) / \varphi(\lambda_m)$  — відносний спектральний розподіл енергії від джерела випромінювання (тут  $\varphi(\lambda_m)$  — максимальне значення спектральної щільності випромінювання, яке вона має на довжині хвилі  $\lambda_m$ ),  $s(\lambda)$  — значення спектральної чутливості КМОН на довжині хвилі  $\lambda$ . Замість характеристики  $s(\lambda)$  в багатьох випадках для визначення спектральних властивостей КМОН-матриць у технічній документації наводять характеристику  $F(\lambda)$  (величину квантової ефективності). Обидві величини пов'язані між собою співвідношенням:

$$s(\lambda) = q\lambda F(\lambda) / hc, \quad (9)$$

де  $q$  — заряд електрона,  $h$  — постійна Планка,  $c$  — швидкість світла.

Зарядовий пакет, тобто заряд накопичених в елементарній коміррці за час експозиції електронів, в процесі зчитування передається до вихідного пристрою. В результаті перетворення зарядового пакета, накопиченого в коміррці, в напругу  $U_p$  на ємності вихідного пристрою КМОН-матриці  $C_A$  та передачі цієї напруги до виходу КМОН-матриці за посередництвом витокового повторювача з коефіцієнтом передачі  $\gamma$  (звичайно,  $\gamma \approx 1$ ) утворюється вихідний сигнал [4]:

$$U_p = \frac{\gamma}{C_A} \frac{qt_i}{hc \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_n(\lambda) d\lambda} \times \int_0^{L_{py}} \int_0^{L_{pz}} E(y, z) dy dz \times \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda \varphi_n(\lambda) F(\lambda) d\lambda \quad (10)$$

Таким чином, до кінцевого виразу входять фізичні константи, величини, які характеризують випромінювання, та параметри і характеристики власне КМОН-матриці.

Після проходження об'єктива світло з нормованим спектральним розподілом  $S_H(\lambda)$  попадає на КМОН-матрицю з нормованою спектральною чутливістю  $\varphi_n(\lambda)$ . Для того, щоб охарактеризувати наскільки форма  $S_H(\lambda)$  співпадає з формою  $\varphi_n(\lambda)$ , вводять поняття коефіцієнта спектрального узгодження рентгенівського екрана і КМОП:

$$K_\gamma = \frac{\int_0^{\infty} S_H(\lambda) \cdot \varphi_n(\lambda) d(\lambda)}{\int_0^{\infty} S_H(\lambda) d(\lambda)} \quad (11)$$

Заряд, накопичений за час  $t_i$  у пікселі площею  $A_{CMOS} = L_{px} \times L_{py}$  ( $L_{px}$  та  $L_{py}$  — лінійні розміри пікселя КМОН-матриці) можна представити як:

$$Q_p = k_2 \cdot A_{CMOS} \cdot t_i \cdot I_{eun} \cdot K_{opt} \cdot K_\gamma, \quad (12)$$

де  $Q_p$  вимірюється в Кл,  $k_2 = 10^{-8} \text{ В}^{-1}$ ;  $A_{CMOS}$  — в  $\text{мкм}^2$ ,  $t_i$  — в секундах. Знаючи зарядовий пакет можна знайти рівень АЦП. Для цього необхідно значення підсилення камери  $G_{кам}$ . Вираз для знаходження рівня АЦП, що відповідає зарядовому пакету пікселя КМОН:

$$АЦП = Q_p \cdot G_{кам} / e, \quad (13)$$

де  $G_{кам}$  визначається як відношення рівня АЦП до кількості електронів у зарядовому пакеті, що відповідає цьому рівню, АЦП/ $e^-$ .

Отже, в умовах однорідного просторово-незалежного потоку рентгенівського випромінювання згідно з формулами (9), (11), (5), (6) математична модель РТВС на основі КМОН-матриці, що містить ланку рентгенооптичного перетворення з сцинтилятором, може бути представлена системою рівнянь:

$$N_0(E) = \frac{k_1 I_A Z(E_{\max} - E)}{r_s^2 E} \times \exp \left[ -\frac{\mu_m(E) ctg \Theta}{\rho_m C_{TB}} (E_{\max}^2 - E^2) - \mu_0(E) H_0 \right],$$

$$N_1(E) = N_0(E) \exp[-\mu_1(E) H_1],$$

$$I_{abs} = \int_0^{E_{max}} N_1(E) f_{abs}(E) E dE,$$

$$E_S = C_{ef} I_{abs} = C_{ef} \int_0^{E_{max}} N_1(E) f_{abs}(E) E dE, \quad (14)$$

$$E_{eff} = K_{opt} E_S, \quad (15)$$

$$U_p = \frac{\gamma}{C_A} \frac{q A_{CMOS} t_i}{hc \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_{nS}(\lambda) d\lambda} E_{eff} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_{nS}(\lambda) F(\lambda) \lambda d\lambda$$

Перші два рівняння створеної системи моделюють процес генерації рентгенівського випромінювання рентгенівською трубкою та процес формування енергетичного спектра густини потоку квантів за об'єктом [3]. Наступні два — процес поглинання рентгенівського випромінювання речовиною сцинтиляційного перетворювача та випромінювання ним в оптичному діапазоні хвиль [4]. Передостаннє — процес проектування оптичного зображення на світлочутливу поверхню КМОН-матриці за допомогою оптичної системи. Останнє рівняння моделює процес накопичення електронів в зарядовому пакеті елементарної комірки КМОН-матриці під дією світла та формування відповідного електричного вихідного сигналу. Результуючий сигнал на виході КМОН-матриці може бути визначений наскрізною послідовною підстановкою один до одного виразів, які входять до системи (15):

$$U_p = K_{opt} \frac{\gamma}{C_A} \frac{q A_{CMOS} t_i C_{ef}}{hc \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_{nS}(\lambda) d\lambda} \times \int_0^{E_{max}} N_0(E) \exp[-\mu_1(E) H_1] f_{abs}(E) E dE \times \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_{nS}(\lambda) F(\lambda) \lambda d\lambda \quad (16)$$

Важливим параметром рентгено-телевізійної системи, за яким можна судити про можливість системи

виявляти дефекти, є відношення величини сигналу до величини шумів. Для розрахунку цієї залежності ми скористаємося формулою:

$$\Psi_{aux} = \frac{|n_{pf} - n_{pd}|}{\sqrt{n_{pf} + \sigma_{ш}}} = \frac{|Q_{pf} - Q_{pd}|}{e \cdot \sqrt{\frac{Q_{pf}}{e} + \sigma_{ш}}}, \quad (17)$$

де  $e$  — заряд електрона, Кл;  $n_{pf}$ ,  $n_{pd}$  — кількість електронів в зарядовому пакеті, що відповідає фоновій ділянці зображення та ділянці з дефектом;  $Q_{pf}$ ,  $Q_{pd}$  — накопичений заряд в пікселі з кількістю електронів  $n_{pf}$  і  $n_{pd}$  відповідно, Кл;  $\sigma_{ш}$  — сума дисперсій всіх шумів (крім квантового), виражена в кількості електронів, що виникають в зарядовому пакеті під дією цих шумів.

### III. РОЗРАХУНКИ

Фоновий сигнал розраховувався за допомогою (15), для розрахунку сигналу від дефектної ділянки підставлявся вираз (3) в (15) замість другого виразу. На Рис. 2 приведено графіки залежності нормованого сигналу від потужності експозиційної дози за об'єктом дослідження при різних тривалостях накопичення  $t_i$ . Розрахунок проводився для дефекту типу вольфрамове включення, товщиною 2% від товщини досліджуваного об'єкта. Параметри, які використовувалися при моделюванні для зручності зведені в табл. 1.

При потужності експозиційної дози, що відповідає максимальному значенню сигналу (точка перегину графіків), відбувається обмеження сигналу. Тобто, зарядовий пакет пікселя КМОН-матриці повністю заповнений, що на цифровому зображенні відображається як білий піксель. Подальший спад різницевого сигналу відбувається до повної засвітки КМОН-матриці. Використання цифрових рентгенівських зображень, отриманих з обмеженням сигналу — недопустиме. Таким чином, робочий діапазон РТВС знаходиться в межах ділянки росту різницевого сигналу від дефекту.

ТАБЛИЦЯ 1. ЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ, ЩО ВИКОРИСТОВУВАЛИСЯ ДЛЯ РОЗРАХУНКІВ

$I_A$ , А	$Z$	$r$ , см	$\Theta$ , рад	$\rho_m$ , г/см <sup>3</sup>	$\rho_B$ , г/см <sup>3</sup>	$\rho_\Phi$ , г/см <sup>3</sup>	$\rho_O$ , г/см <sup>3</sup>	$H_g$ , см
0,01	74	30	19π/180	19,25	1,848	2,699	7,874	0,4
$H_\Phi$ , см	$H_O$ , см	$m_{opt}$	$\xi_{opt}$	$V_{opt}$	$V_{п а р}$	$\Theta_{opt}$	$K_{glass}$	$M_{glass}$
0,3	1	0,073	0,07	0	0	1/1,4	0,05	4
$A_{glass}$	$H_{glass}$	$A_{КМОН}$ , мкм <sup>2</sup>	$G_{К а м}$ , АЦП/е <sup>-</sup>	Екран	$\rho_e$ , г/см <sup>3</sup>	$H_e$ , см	$C_{e\phi}$	$K_\gamma$
0,01	0,7	6,45×6,45	0,267	Gd2O2S	7,44	0,02	0,18	0,96

У таблиці:  $I_A$  — анодний струм;  $Z$  — атомний номер матеріалу анода рентгенівської трубки;  $r$  — відстань від анода, см;  $\Theta$  — кут нахилу анода,

рад;  $\rho_m$  — густина матеріалу анода, г/см<sup>3</sup>;  $\rho_B$  — густина матеріалу вікна, г/см<sup>3</sup>;  $\rho_\Phi$  — густина матеріалу



фільтра,  $\text{г/см}^3$ ;  $\rho_0$  – густина матеріалу об'єкта,  $\text{г/см}^3$ ;  $H_B$  – товщина вікна, см;  $H_\Phi$  – товщина фільтра, см;  $H_0$  – товщина об'єкта, см;  $m_{opt}$  – масштабний коефіцієнт (зменшення зображення);  $\xi_{opt}$  – коефіцієнт, що характеризує втрати світла на шляху до об'єктива;  $V_{opt}$  – коефіцієнт віньетування;  $V_{пар}$  – паразитна засвітка в об'єктиві;  $\Theta_{opt}$  – відносний отвір об'єктива;  $K_{glass}$  – коефіцієнт відбиття для скла;  $M_{glass}$  – кількість поверхонь скла, що межують із повітрям;  $A_{glass}$  – коефіцієнт поглинання світла на 1 см товщини скла;  $H_{glass}$  – сумарна товщина всіх лінз;  $A_{КМОН}$  – розміри пікселя,  $\text{мкм}^2$ ;  $G_{кам}$  – визначається як відношення рівня АЦП до кількості електронів у зарядовому пакеті, що відповідає цьому рівню, АЦП/е<sup>-</sup>;  $\rho_e$  – густина матеріалу екрану,  $\text{г/см}^3$ ;  $H_e$  – товщина екрану, см.

Можливість рентгенотелевізійної системи виявляти дефекти визначається відношенням величини сигналу до величини шумів. Як і для Рис. 1. Структурна схема рентгенотелевізійної системи, максимуми (перегини графіків) відповідають обмеженню сигналу. Поставивши вимогу отримання найбільшого значення відношення сигнал/шум, робочий режим обирається на зростаючій ділянці залежності поблизу її перегину. Такий підхід дозволяє максимізувати ймовірність виявити дефект, не спотворюючи при цьому вихідний сигнал. На Рис. 3 приведено залежності відношення сигнал/шум на виході рентгеновського перетворювача при різних тривалостях накопичення для РТВС з екраном  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}(\text{Tb})$ , залежності розраховувалися за допомогою формули (17). З графіків видно, що при збільшенні тривалості експозиції покращується відношення сигнал/шум. Це узгоджується з твердженням, що для фотонних шумів відношення сигнал/шум покращується пропорційно  $\sqrt{N_k}$  (де  $N_k$  – кількість кадрів накопичення). Найбільше значення сигнал/шум забезпечує РТВС з екраном  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}(\text{Tb})$ .

#### ВИСНОВКИ

Розроблена фізико-топологічна модель перетворення рентгеновських зображень у рентгенотелевізійних системах типу «рентгеновський екран – оптика – КМОН-матриця» дозволяє:

- розраховувати характеристики РТВС на етапі проектування, що заощадить час та кошти на розробку системи;
- підбирати оптимальні режими роботи для дослідження тих чи інших матеріалів;
- оцінювати ефективність роботи таких систем;
- оцінювати сумісність елементів, що в них використовуються;

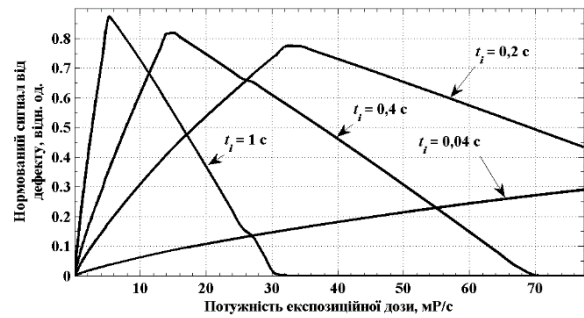


Рис. 2. Залежність нормованого різницевого сигналу з дефектної ділянки від потужності експозиційної дози за об'єктом дослідження (дефект типу вольфрамове включення;  $H_0 = 1$  см;  $H_d = 0.2$  мм) для РТВС з екраном  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}(\text{Tb})$  при різних кількості кадрів накопичення

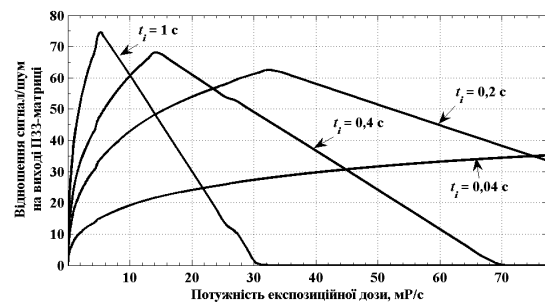


Рис. 3. Залежність відношення сигнал/шум на виході детектора від потужності експозиційної дози за об'єктом дослідження (дефект типу вольфрамове включення;  $H_0 = 1$  см;  $H_d = 0.2$  мм) для РТВС з екраном  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}(\text{Tb})$  при різних кількості кадрів накопичення

- з'ясувати можливість роботи систем в нестандартних умовах;
- зменшити кількість експериментальних випробувань.

Побудовані залежності нормованого сигналу від потужності експозиційної дози за об'єктом дослідження при різних тривалостях накопичення  $t_i$  та залежності відношення сигнал/шум на виході рентгеновського перетворювача при різних тривалостях накопичення для РТВС з екраном  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}(\text{Tb})$  дозволяють отримати важливі числові результати, такі як: збільшення відношення сигнал/шум при 1 с накопичення в більш ніж 2 рази в порівнянні з тривалістю накопичення 0,04 с, зниження дози випромінювання при 1 с накопичення в 16 разів в порівнянні з тривалістю накопичення 0,04 с. Таким чином, це дозволяє побудувати систему більш ефективну та з нижчим енергоспоживанням.

#### ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

- [1] V. A. Troitskiy, S. R. Mikhaylov i R. O. Pastovenskiy, «Sovremennyye sistemy radiatsionnogo nerazrushayushchego kontrolya [Modern systems of radiation non-destructive testing],» Tekhnicheskaya diagnostika i nerazrushayushchiy kontrol', no. 1, pp. 23-35, 2015.

- [2] V. N. Vasil'yev, L. A. Lebedev, V. P. Sidorin i R. V. Stavitskiy, *Spektry izlucheniya rentgenovskikh ustanovok: Spravochnik [Radiation spectra of X-ray installations: Handbook]*, M: Energoatomizdat, 1990, 144 p.
- [3] S. R. Mikhaylov, «Modelirovaniye tenevogo rentgenovskogo izobrazheniya kontroliruyemogo ob'yekta v rentgenoskopicheskikh sistemakh nerazrushayushchego kontrolya [Modeling of a shadow X-ray image of a controlled object in fluoroscopic non-destructive testing systems],» *Elektronika i svyaz'*, vol. 16, pp. 59-70, 2002.
- [4] R. Ye. Bykov, R. Frayyer, K. V. Ivanov i A. A. Mantsvetov, *Tsifrovoye preobrazovaniye izobrazheniy [Digital image conversio]*, M: Goryachaya liniya-Telekom, 2003, 228 p.
- [5] A. P. Shpagin i I. M. Rubinovich, «Energeticheskiye faktory nakopleniya dlya rentgenovskogo izlucheniya [Energy storage factors for X-ray radiation],» *Zavodskaya laboratoriya*, vol 48, no.7, pp. 49-51, 1982.
- [6] V. K. Lyapidevskiy, *Metody detektirovaniya izlucheniya [Methods for detecting radiation]*, M: Energoatomizdat, 1987, 408 p.
- [7] A. I. Abramov, YU. A. Kazanskiy i Ye. S. Matusevich, *Osnovy eksperimental'nykh metodov yadernoy fiziki [Fundamentals of experimental methods of nuclear physics]*, M: Energoatomizdat, 1985, 488 p.

Надійшла до редакції 09 квітня 2020 року

UDC 621.386

## Simulation of X-Ray Television System Output Signal Based on CMOS-Matrixes

F. H. Bohapov, ORCID [0000-0002-8175-7499](https://orcid.org/0000-0002-8175-7499)

National technical university of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv polytechnic institute" ROR [00syn5v21](https://ror.org/00syn5v21)  
Kyiv, Ukraine

**Abstract**—Various X-ray television systems are used for radiation control of materials and products, both indirect conversion of radiation images and direct conversion systems. X-ray television system type "X-ray screen - optics - CMOS-matrix" have a number of advantages over others: the ability to change the X-ray scintillation screen, which allows you to change the size of the working field and other system parameters; short image acquisition time; simplicity of construction; small dimensions and weight; low cost. The development of digital X-ray television systems requires the solution of important scientific and technical problems, which include: increasing the signal-to-noise ratio and, accordingly, the sensitivity of control, increasing the quantum efficiency of image converters, optimizing operating modes to ensure high quality radiation images.

The aim of this research was to develop a model of X-ray television system. A physical and topological model of X-ray image transformation in X-ray television systems of the "X-ray screen — optics — CMOS-matrix" type has been developed during research. The math model allows to calculate the characteristics of X-rays at the output of the X-ray tube and the object under study, the intensity of the screen, the light intensity on the surface of the CMOS matrix after passing the optics, calculate the charge packet in a pixel and the output signal systems. The block diagram of the X-ray television system includes the following components: X-ray machine, object, scintillator (screen), mirror and lens with CMOS-matrix. The first stage of creating a through mathematical model is to simulate X-rays at a certain distance from the anode of the X-ray tube. The second stage of creating an end-to-end mathematical model of X-ray television system based on CMOS matrices of the optical range is the modeling of the process of converting X-rays, which corresponds to the shadow X-ray image of the object, into visible range radiation.

The developed physical and topological model of X-ray image transformation in X-ray television systems of the type "X-ray screen - optics - CMOS-matrix" allows us to calculate the characteristics of X-ray television system at the design stage, which will save time and money on system development and also select the optimal modes of operation for the study of certain materials. The found results are a perspective direction in development of technology of research of materials that will allow to reduce cost of installations for researches.

**Keywords** — non-destructive testing; scintillation screen; X-ray television system; X-ray tube; CMOS matrix; signal-to-noise ratio.

