

Вакуумная, плазменная и квантовая электроника

УДК 621.397.13

Траєкторії електронів в імпульсних рентгенівських трубках

О.Л. Капустянов¹, Н.В. Шинкаренко²

¹ Samsung Ukraine R&D Center,

вул. Льва Толстого, 57, г. Київ, 01032, Україна

² Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут",

пр. Перемоги, 37, Київ-56, 03056, Україна.

З використанням програми ELCUT розраховані кути нахилу траєкторій електронів на аноді, від яких залежить енергетичний спектр і діаграма направленості рентгенівського випромінювання в імпульсних рентгенівських трубках. Бібл. 9, рис. 3. табл. 1.

Ключові слова: імпульсні рентгенівські трубки, спектр рентгенівського випромінювання, траєкторії електронів.

Вступ

Рентгенівські апарати з імпульсним випромінюванням в наносекундному діапазоні традиційно використовуються для дослідження швидкоплинних та перехідних процесів, що відбуваються в оптично непрозорих середовищах, в мобільних системах таможного та дефектоскопічного контролю [2,6] і постійно удосконалюються [8] за основними технічними параметрами. Рентгенівські трубки в таких апаратах застосовують катоди з вибуховою емісією, в яких суттєве збільшення ресурсу роботи досягається за допомогою нанотрубок [4].

Поліпшення основних параметрів імпульсних систем вимагає підвищення точності узгодження за спектральними характеристиками джерела рентгенівського випромінювання і перетворювача рентген-електричний сигнал (або рентген-оптичний сигнал) із врахуванням змінювання напруги і струму в процесі формування імпульсного випромінювання. Відомі результати в сучасній рентгенотехніці не враховують траєкторій електронів на поверхні анода в імпульсних рентгенівських трубках, які впливають на спектр випромінювання, оскільки від кута нахилу траєкторій на аноді залежить складова самопоглинання випромінювання в матеріалі анода. Тому актуальним є розрахунок відповідних кутів з використанням програм автоматизованого моделювання електростатичного поля і траєкторій електронів.

Основна частина

В імпульсних рефлекторних рентгенівських трубках в залежності від форми і розміщення вихідного вікна використовується робочий пучок рентгенівського випромінювання в напрямку осі аксіально-симетричного анода або панорамний пучок і спектри гальмівного випромінювання визначаються як і для трубок неперервної дії вибраним напрямком випромінювання, кутом нахилу траєкторій електронів на аноді, глибиною проникнення електронів в матеріал анода і самопоглинанням випромінювання в ньому а також анодним струмом і напругою на аноді [3, 6, 7, 9]. Останні параметри і відповідно спектри змінюються [2] на протязі імпульса випромінювання.

Складова самопоглинання в матеріалі анода та її залежність від напрямку випромінювання і кута нахилу траєкторій електронів відносно поверхні анода розраховується, виходячи з геометричних співвідношень (див. рис.1) між глибиною AC , на якій виник квант рентгенівського випромінювання в матеріалі анода, і віддалю AB , на якій випромінювання поглинається матеріалом анода: $AB = AC \cos \beta / \cos \gamma$. Кути β і γ визначаються відносно нормалей до поверхні анода, що нахилена під кутом α до координати x^* (координати x^* і y^* співпадають за напрямком з відповідними координатами катодно-анодного вузла і зв'язані з точкою попадання електронів на анод (точка C)).

Якщо врахувати зв'язок енергії квантів випромінювання, що виникають в точці A , з початковою енергією електронів (задається потенціалом анода) і енергією електронів на віддалі AC , як це зроблено в [7] для рентгенівських трубок неперервної дії, отримаємо формулу для щільності потоку квантів рентгенівського випромінювання $n(t)$ [$1/A \cdot c \cdot \text{см}^2 \cdot \text{keV}$] на віддалі R [см] від точки B :

$$n(t) = \frac{k_1 i(t) Z [E_A(t) - E]}{R^2 E} \times \exp\left\{-\frac{\mu_M(E)}{\rho_M c} [E_A^2(t) - E^2] \frac{\cos \beta}{\cos \gamma} - \mu_B(E) H_B\right\}, \quad (1)$$

де $k_1 = 1,1 \cdot 10^{12} [1/A \cdot c \cdot keB]$, енергії рентгеновських квантів E і електронів на аноді $E_A(t)$ – визначаються в [кеВ], $i(t)$ – анодний струм в [А], Z – атомний номер матеріалу анода, H_B – товщина матеріалу вихідного вікна в [см], $\mu_B(E)$ – коефіцієнт поглинання матеріалу вихідного вікна в [см⁻¹], ρ_M – густина матеріалу анода в [г/см³], c – константа Томсона - Виддингтона в [кеВ²см²/г].

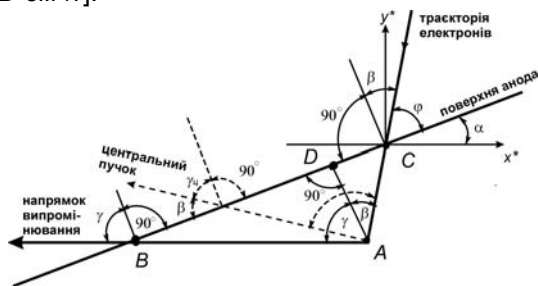


Рис.1. Геометрія розрахунку спектра гальмівного випромінювання

Табличні значення коефіцієнтів поглинання в залежності від E доцільно інтерполювати кубічними сплайнами, а залежність константи Томсона - Виддингтона від анодної напруги апроксимується експоненціальною функцією [7].

Враховуючи, що в трубках неперервної дії робочим вибирають центральний пучок випромінювання, який перпендикулярний до траєкторії електронів (на рис.1 показаний пунктиром), тоді для нього $\gamma_C = 90 - \beta$, $\cos \beta / \cos \gamma_C = \text{ctg} \beta$ і формула (1) переходить у формулу, наведену в [7,9], а кут β для центрального пучка є кутом нахилу анода.

Моделювання енергетичного спектра щільності потоку квантів рентгеновського випромінювання у відповідності із (1) вимагає розв'язання задач моделювання електростатичного поля анодно-катодного вузла і траєкторій електронів з метою визначення для кожної конкретної конструкції імпульсної рентгеновської трубки і анодної напруги величин кутів падіння електронів на поверхню анода (кут φ на рис.1) і відповідно кутів $\beta = 90 - \varphi$, а також оцінки змінювання цих величин для різних анодних напруг і струмів в імпульсі. Програма ELCUT – 5.1 Professional Edition [8] розв'язує ці задачі, моделюючи електростатичне поле методом сіток з можливістю гнучкого змінювання віддалі між вузлами (кроку

дискретизації). Програма враховує початкові координати, швидкість та кут вильоту з катода заряджених частинок (заданої маси та заряду), розраховуючи траєкторії заряджених частинок та енергетичні параметри поля і частинок.

Нижче розглянемо результати моделювання на прикладі імпульсної рентгеновської трубки з лезвійними вибухоємисійними катодами у вигляді однієї або декількох шайб, внутрішня загострена кромка яких є емітуючою, і анодом у вигляді конуса [6]. Розріз аксіально-симетричної конструкції з катодом у вигляді однієї загостреної шайби схематично показаний на рис.2, а. Анод із вольфрамового прутка діаметром d має робочу конусну форму з кутом при вершині 2α і заокругленням вершини радіусом r_0 . Катод товщиною h і загостреним кутом θ розміщений на віддалі L від вершини заокругленого конуса, яка співпадає із початком координат r, z .

Віддаль між загостренням катода і поверхнею анода в напрямку координати r задається величиною ℓ , яка в найбільшій мірі визначає напруженість поля на катоді і відповідно струм емісії.

Виходячи із осьової симетрії електродної системи і необхідності зменшення кроку дискретизації сітки поля (для зменшення похибки та часу розрахунку і об'єму необхідної пам'яті в ПЕОМ) доцільним є моделювання поля і траєкторій електронів в половині осьового розрізу, анодно-катодного вузла і переходу до плоскої системи координат x, y , як це показано на рис. 2, б, на якому зображені деякі із еквіпотенціалей електростатичного поля і траєкторія електрона для $L = 5$ мм, $\ell = 2$ мм, $h = 0,2$ мм, $\theta = 12^\circ$, $d = 7$ мм, $2\alpha = 20^\circ$, $r_0 = 0,5$ мм, $U_K = 0$, $U_A = 120$ кВ.

За результатами розрахунку траєкторій електронів, що вилетіли із точки загострення катода, визначаються координати точки попадання електронів на поверхню анода і близької до неї попередньої точки траєкторії. За величинами різниць відповідних координат визначається кут нахилу траєкторій електронів відносно координат x, y і з врахуванням кута α – величину φ – кута нахилу траєкторії електронів до поверхні анода.

Моделювання полів електродної системи для різних кроків дискретизації сітки показали, що для кроку сітки на катоді 5 мкм і на аноді 20 мкм похибка розрахунку кута φ не більша десятої долі градуса. Змінювання кута вильоту електронів із катода в межах від 0 до 180° і початко-

вих швидкостей в діапазоні, який відповідає температурі катода від 20°C до 200°C , змінює величину кута φ не більше десятої долі градуса для анодних напруг більших 10 кВ.

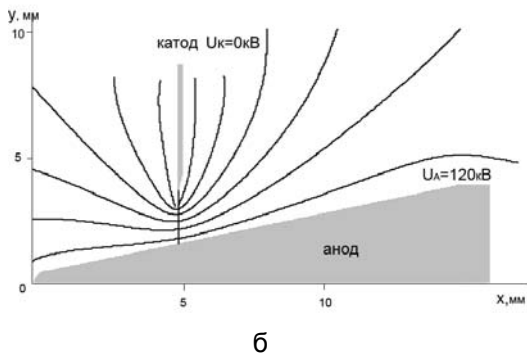
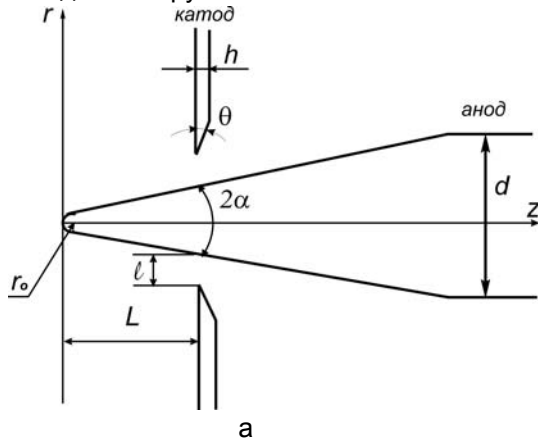


Рис.2. Повздовжній розріз конструкції (а) та моделювання поля і траєкторій в анодно-катодному вузлі (б)

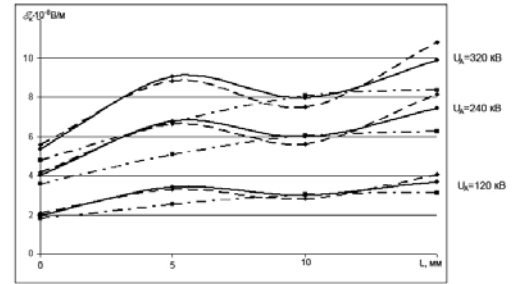


Рис.3 Залежність напруженості поля на катоді від віддалі L для різних анодних напруг і кутів конуса анода 10° (штрих-пунктирна), 20° (суцільна) і 30° (пунктирна)

Розмір поперечного перерізу конусної поверхні анода в точках попадання електронів, який в значній мірі задається величиною L , визначає розмір фокусної плями і допустиму потужність випромінювання в імпульсі. Від величин L залежить також напруженість поля на катоді (\mathcal{E}_k), графічні залежності якої для різних анодних напруг і кутів при вершині конусної форми анода зображені на рис.3 для величин $\ell, h, \theta, r_0, U_k$, що співпадають з даними для рис.2,б і діаметрів прутка анода $d = 4 \text{ мм}, 7 \text{ мм}, 10 \text{ мм}$ відповідно для кутів $2\alpha = 10^{\circ}, 20^{\circ}, 30^{\circ}$. Із графіків рис.3 випливає, наприклад, доцільність вибору величин L для максимальних \mathcal{E}_k . Значення кутів нахилу траєкторій електронів до поверхні анода для віддалей $L = 0; 5; 10; 15 \text{ мм}$ наведені у таблиці 1.

Таблиця 1. Кути нахилу траєкторій електронів до поверхні анода

$L[\text{мм}]$	0	5	10	15	$U_a[\text{кВ}]$	2α [град]
φ [град]	101,9	87,3	84,1	82,6	120	10
	101,9	87,3	84,1	82,7	240	
	101,9	87,3	84,1	82,2	320	
φ [град]	97,4	84,4	84,2	79,9	120	20
	97,4	84,4	84,3	80,0	240	
	97,4	84,5	84,1	79,9	320	
φ [град]	93,9	82,2	78,6	76,9	120	30
	93,9	82,7	78,5	76,8	240	
	93,9	82,2	78,7	76,8	320	

Найбільше змінювання кутів φ для різних α відбувається на початку діапазону L (від 0 до 5 мм) і воно не перевищує 6° для діапазону L від 5 мм до 15 мм. Для постійних L і α і змінюванні анодної напруги від 120 кВ до 320 кВ кут φ змінюється на величину не більшу $0,5^\circ$.

Змінювання кутів φ , як показали результати моделювання для $L = 5$ мм, $2\alpha = 10^\circ$ і $\alpha = 20^\circ$ не перевищує $0,2^\circ$ для діапазону анодних напруг від 10 кВ до 320 кВ. Таким чином можна прийняти, що змінювання анодної напруги в процесі генерування імпульсного рентгенівського випромінювання не змінює кута φ .

Змінювання віддалі ℓ між катодом і анодом в діапазоні від 2 мм до 0,2 мм (інші геометричні розміри і потенціали співпадають з даними для рис.2, б) призводить до суттєвого змінювання напруженості поля на катоді (Ек змінюється в межах від $2,67 \cdot 10^8$ В/м до $11,8 \cdot 10^8$ В/м) і незначного змінювання кута нахилу траєкторій електронів до поверхні анода (φ змінюється в межах $83,6^\circ \pm 2,5^\circ$). Це дозволяє стверджувати, що збільшення напруженості поля на катоді, обумовленого утворенням плазми із парів матеріалу катода в просторі між анодом і катодом в імпульсних рентгенівських трубках із вибуховою емісією [1], змінює кут φ в такому ж діапазоні.

Висновки

Енергетичний спектр рентгенівського випромінювання рефлекторних імпульсних трубок залежить від кута нахилу траєкторій електронів до поверхні аноду, знаходження якого для конкретного типу конструкції і заданих геометричних розмірів електродної системи потребує моделювання електростатичного поля в анодно-катодному вузлі і розрахунку траєкторій електронів.

Застосування програми ELCUT для вісесиметричних і плоских конструкцій електродів з кроком сітки електростатичного поля 5 мкм на катоді і 20 мкм на аноді дозволяє розраховувати кут нахилу траєкторій електронів на аноді з похибкою не більшою десятої долі

градуса.

З похибкою не більшою десятих долей градуса можна прийняти постійним кут нахилу траєкторій електронів на аноді при змінюванні величини анодної напруги на протязі імпульсного випромінювання.

Збільшення напруженості поля на катоді, яке обумовлене утворенням плазми в анодно-катодному вузлі трубок з вибуховою емісією, змінює кут нахилу траєкторій електронів на аноді не більше $\pm 3^\circ$.

Врахування кута нахилу траєкторій електронів до поверхні анода дозволяє підвищити якість проектування рентгенівських трубок.

Література

1. Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскурковский Д.И. Взрывная эмиссия электронов // Успехи физических наук. – 1975. – т.115, вып.1. С. 101–117.
2. Вавилов С.П., Горбунов В.И. Импульсное рентгеновское излучение в дефектоскопии. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – С. 80.
3. Денискин Ю.Д., Чижупова Ю.А. Рентгеновские диагностические трубки и их тепловые режимы. – М.: Энергия, 1970. – С. 152.
4. Елецкий А.В. Углеродные нанотрубки и их эмиссионные свойства // Успехи физических наук. – 2002. – т.172, №4. С. 433–436.
5. ELCUT. Моделирование двумерных полей методом конечных элементов. Версия 5.9. Руководство пользователя. С.-П.: -Производственный кооператив TOP, 2011. – С. 360.
6. Иванов С. А., Щукин Г. А. Рентгеновские трубки технического назначения. Л.: - Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1989. – С. 200.
7. Михайлов С.Р. Моделирование теневого рентгеновского изображения контролируемого объекта в рентгеноскопических системах неразрушающего контроля // Электроника и связь. – 2002. – №16. С.59–70.
8. Рентгеноапараты "Арина", "Шмель", фирмы "СКБ Спецтехника", 2012, //defektoskop.ru/_meds//part=oborudovanie.
9. Спектры излучения рентгеновских установок. Справочник/В.Н.Васильев, Л.А.Лебедев и др. – М.: Энергоатомиздат, 1990.– С. 144.

УДК 621.397.13

Траектории электронов в импульсных рентгеновских трубках

О.Л. Капустьянов¹, Н.В. Шинкаренко²

¹ Samsung Ukraine R&D Center,

ул. Льва Толстого, 57, г. Киев, 01032, Украина

² Национальный технический университет Украины "Киевский политехнический институт",
пр. Победы, 37, Киев-56, 03056, Украина.

С использованием программы ELCUT рассчитаны углы наклона траекторий электронов на аноде, от которых зависит энергетический спектр и диаграмма направленности рентгеновского излучения в импульсных рентгеновских трубках Библ. 9, рис. 3, табл. 1.

Ключевые слова: спектр излучения, импульсные рентгеновские трубки, взрывная автоэлектронная эмиссия, метод конечных элементов, плотность потока квантов.

The trajectories of electrons in a pulsed X-ray tubes

O.L. Kapustyanov¹, N.V. Shinkarenko²

¹ Samsung Ukraine R&D Center,

Lev Tolstoy St., 57, Kyiv, 01032, Ukraine.

² National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute",
Peremogy, 37, Kyiv-56, 03056, Ukraine.

With the using of the program ELCUT the expected angles of slope of trajectories of electrons on an anode are calculated. On this angles a power spectrum and directional diagram of radiation depends in puls x-ray tubes is depended. Reference 9, figures 3, tables 1.

Key words: spectrum of radiation, pulsed X-ray tube, explosive field emission, finite element method, the flux density of photons.

1. Bugaev S.P., Litvinov E.A., Mesyats G.A., Proskurovskiy D.I. Explosive electron emission // Uspehi fizicheskikh nauk.-1975.-t.115, vip.1.101-117 p. (Rus.)
2. Vavilov S.P., Gorbunov V.I. Pulsed X-rays in radiography. - M. Energoatomizdat, 1985. – 80 p. (Rus.)
3. Denikin Y.D., Chizhunova Y.A. Diagnostic X-ray tube and heat modes.-M.: Energiya, 1970-152 p. (Rus.)
4. Eletskiy A.V. Carbon nanotubes and their emission properties // Uspehi fizicheskikh nauk.-2002.-t.172, № 4. 433-436 p. (Rus.)
5. Ivanov S.A., Schukin G. A. X-ray tubes for industrial use. AL: - Energoatomizdat. Leningrad., 1989. - 200 p. (Rus.)
6. ELCUT. Modeling of two-dimensional fields of finite element method. Version 5.9. User Guide. S.-P.: - Proizvodstvo kooperativ TOR, 2011. - 360 p. (Rus.)
7. Mihaylov S.R. Simulation of X-ray shadow image of the controlled object in fluoroscopic systems, non-destructive testing // Elektronika i svyaz.-2002. - № 16. 59-70 p. (Rus.)
8. Rentgenoaparaty "Arina", "Shmel", 2012, // defektoskop.ru / _meds // Part = oborudovanie (Rus.)
9. Vasilev V.N., Lebedev L.A., Emission spectra of X-ray machines. Directory -M. Energoatomizdat, 1990.-144 p. (Rus.)

Поступила в редакцию 15 ноября 2012 г.