

# ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК СТРІЧКОВОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПОТОКУ ВІД ЙОГО КЕРОВАНИХ ПАРАМЕТРІВ ПРИ ВПЛИВІ НА ВИРОБИ МІКРООПТИКИ І ІНТЕГРАЛЬНОЇ ОПТИКИ

*І.В. Яценко.* Дослідження залежностей енергетичних характеристик стрічкового електронного потоку від його керованих параметрів при впливі на вироби мікрооптики і інтегральної оптики. З використанням методу зонда, що обертається, встановлено закономірності впливу параметрів стрічкового електронного потоку, що змінюються (струму електронного потоку, прискорюючої напруги, відстані до оброблюваної поверхні), на його енергетичні характеристики: щільність теплового впливу, коефіцієнт зосередженості, ширину зони впливу електронного потоку.

*І.В. Яценко.* Исследование зависимостей энергетических характеристик ленточного электронного потока от его управляемых параметров при воздействии на изделия микрооптики и интегральной оптики. С использованием метода вращающегося зонда установлены закономерности влияния управляемых параметров ЛЭП (тока электронного потока, ускоряющего напряжения, расстояния до обрабатываемой поверхности) на его энергетические характеристики: плотность теплового воздействия, коэффициент сосредоточенности, ширину зоны воздействия электронного потока.

*I.V. Yatsenko.* Research of dependences of power characteristics of band electronic stream on its guided parameters at influence on the wares of micro-optics and integral optics. With the use of the method of the revolvable probe, the regularities of influence of the guided parameters of BES (current of electronic stream, accelerating tension, distance to the processed surface) on its power characteristics: thermal action density, coefficient of concentration, width of electronic stream affected zone are established.

Мініатюризація виробів з оптичного скла у мікрооптиці, оптоелектроніці, інтегральній і волоконній оптиці (мікролінзові растри для світлотехніки, дифракційні елементи для об'ємної й інтегральної оптики, роз'єми волоконно-оптичних мереж тощо), що стикається з істотними труднощами в одержанні гладких, бездефектних поверхонь високої чистоти, а також необхідність розробки маловідходних екологічно чистих нанотехнологій, змушують постійно шукати прогресивні методи обробки різних матеріалів, у тому числі оптичних [1]. Це пов'язано з тим, що мікрорельєф і дефекти поверхні, такі як риски, подряпини, пори тощо, впливають на експлуатаційно-технічні характеристики виробів: втрати енергії при вводі-виводі оптичного випромінювання в оптоволокнах, роздільна здатність фотолітографії в оптоелектронному приладобудуванні тощо. Дослідження, проведені в Україні та за її межами в галузі розробок нових високоефективних технологій обробки різних матеріалів, показали, що найбільш перспективними джерелами реалізації таких технологій є концентровані потоки енергії (КПЕ), до яких відносяться сфокусовані потоки заряджених частинок електронів і іонів, лазерне випромінювання, сфокусовані потоки низькотемпературної плазми тощо [1]. Це обумовлено тим, що КПЕ, які використовуються, характеризуються широкими діапазонами зміни значень теплових потоків  $q$  у зонах впливу  $10^6 \dots 10^{13}$  Вт/м<sup>2</sup> і часу  $\tau$  взаємодії  $10^{-8} \dots 10^2$  с, а також високими температурами  $T$  у зонах впливу 1500...4000 К, малими розмірами  $d$  зон основного теплового впливу  $10^{-6} \dots 10^{-3}$  м, великими градієнтами температури до  $10^8 \dots 10^{10}$  К/м і швидкостями нагрівання до  $10^3 \dots 10^5$  К/с, що відповідають умовам теплового удару. При цьому встановлені головні закономірності у формуванні нових технологічних процесів обробки матеріалів у приладобудуванні на базі використання як робочого інструменту КПЕ й показані принципові проблеми нового напрямку в технології приладобудування: сильна взаємозалежність багатьох технологічних параметрів при вузьких діапазонах зміни їх оптимальних значень, складність, висока вартість, мала продуктивність устаткування [2, 3]. Показані значні можливості застосування рухомих стрічкових електронних потоків (СЕП) для полірування оптичних стекел та одержання бездефектних поверхонь високої чистоти, а також для зміцнення оптичних керамік і одержання поверхонь із

підвищеною мікротвердістю й товщиною зміцнених шарів у десятки мкм [4...6]. Подальший розвиток та вдосконалення керування електронною обробкою оптичних матеріалів можливий тільки шляхом встановлення залежностей енергетичних характеристик СЕП (густини теплового впливу  $F_n$ , Вт/м<sup>2</sup>, коефіцієнта зосередженості  $k$ , м<sup>-2</sup>, товщини зони впливу електронного потоку  $2b$ , м<sup>-1</sup>) від його керованих параметрів: струму електронного потоку  $I_n$ , мА, прискорюючої напруги  $V_y$ , кВ, відстані від оброблюваної поверхні  $l$ , м, які можуть бути знайдені шляхом зондування СЕП.

Тому встановлення вказаних залежностей на базі розробленого електронно-технологічного обладнання [7] з використанням поширеного в електронній техніці метода зонда, що обертається, є важливим.

Встановлено, що найповнішим, тобто таким, що залежить від найбільшої кількості енергетичних параметрів СЕП, і точнішим (результати розрахунків температурних полів в оброблюваних оптичних матеріалах точніше відповідають експериментальним даним) математичним описом СЕП як рухомого джерела тепла є нормальний закон розподілу густини його теплового впливу (теплового потоку  $F_n$ ) по поверхні оброблюваного оптичного елемента [8] (рис. 1):

$$F_n(x, t) = F_0(t) \cdot e^{-k(t) \cdot x^2}, \quad (1)$$

де  $F_0(t)$  — тепловий потік у центрі джерела;

$k(t)$  — коефіцієнт зосередженості (гострота теплового імпульсу), м<sup>-2</sup>;

$x$  — змінна товщини електронного потоку.

Тоді потужність джерела  $P(t)$  пов'язана з функцією  $F_0(t)$  як

$$P(t) = \iint_S F_n(x, t) dx dy = \int_0^B dy \int_{-b}^b F_n(x, t) dx = BF_0(t) \int_{-b}^b e^{-k(t)x^2} dx. \quad (2)$$

Використовуючи поняття спеціальної функції (інтеграла помилок) [9]

$$\operatorname{erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-t^2} dt, \quad (3)$$

одержуємо

$$F_0(t) = \frac{P(t)}{B} \sqrt{\frac{k(t)}{\pi}} \frac{1}{\operatorname{erf}(b\sqrt{k(t)})}. \quad (4)$$

Підставляючи (4) у (1), остаточно одержуємо

$$F_n(x, t) = \frac{P(t)}{B} \sqrt{\frac{k(t)}{\pi}} \frac{e^{-k(t)x^2}}{\operatorname{erf}(b\sqrt{k(t)})}. \quad (5)$$

Для випадку постійно діючого джерела ( $k(t) = k_0 = \text{const}$ ,  $P(t) = P_0 = \text{const}$ )

$$F_n(x) = \frac{P_0}{B} \sqrt{\frac{k_0}{\pi}} \frac{e^{-k_0 x^2}}{\operatorname{erf}(b\sqrt{k_0})}. \quad (6)$$

У формулу (6) входять енергетичні параметри джерела:  $P_0$ ,  $b$  й  $k_0$ , які визначають інтенсивність теплового впливу СЕП на оптичні матеріали. Для підвищення ефективності керування тепловими режимами електронної обробки оптичних матеріалів, і тим самим підвищення ефективності всього процесу обробки, необхідно зв'язати зазначені параметри СЕП з його керованими параметрами, основними з яких є зазначені струм електронного потоку  $I_n$ , прискорююча напруга  $V_y$  й відстань від оброблюваної поверхні  $l$ . При цьому ширина СЕП (довжина вольфрамового катода в розглядуваній конструкції електронної гармати Пірса) є постійною величиною і дорівнює 0,6 м, наприклад, для виду електронної обробки, представленої

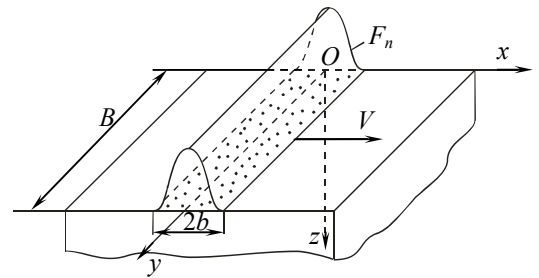


Рис. 1. Схема теплового впливу рухомого стрічкового електронного потоку на оптичний елемент:  $F_n$  — тепловий потік, нормально розподілений уздовж вісі  $x$  та рівномірно уздовж вісі  $y$ , Вт/м<sup>2</sup>;  $2b$ ,  $B$  — товщина й ширина електронного потоку, м;  $V$  — швидкість руху потоку, м/с

на рисунку 1, зазначена ширина дорівнює  $B$ . Потужність СЕП виражається такою відомою формулою [10]:

$$P_0 = I_y V_y. \quad (7)$$

де  $I_y$  — прискорюючий струм.

Згідно з експериментальними даними [1, 11] втрати енергії в загальному енергетичному балансі з зони обробки на електронну емісію (вторинні електрони, неупругорозсіяні, пружновідбиті), світлове й рентгенівське випромінювання знехтувано малі порівняно з використовуваною енергією СЕП з діапазоном зміни  $F_n = 10^7 \dots 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> [12]. Підставляючи (7) у (6), одержуємо вираз для теплового потоку  $F_n(x)$ , що надходить в оброблюваний матеріал,

$$F_n(x) = \frac{I_y V_y}{B} \sqrt{\frac{k_0}{\pi}} \frac{e^{-k_0 x^2}}{\operatorname{erf}(b\sqrt{k_0})}. \quad (8)$$

Для знаходження енергетичних параметрів  $b$  й  $k_0$  у формулі (8) використовувалася лабораторно-вимірвальна система, пристосована для зондування електронних потоків різної форми — кругової, стрічкової та ін. [12].

Як метод зондування СЕП, застосовуваний в зазначеній системі, використовується відомий метод обертового зонда, сутність якого полягає в тому, що тонкий обертовий зонд, перетинаючи електронний потік перпендикулярно його осі, відбирає на себе частину струму [1, 10].

По кривій зондового струму судять про товщину електронного потоку

$$2b = 2\pi r \frac{\tau}{T} - \delta, \quad (9)$$

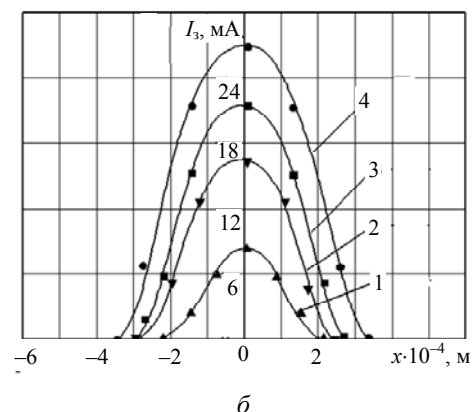
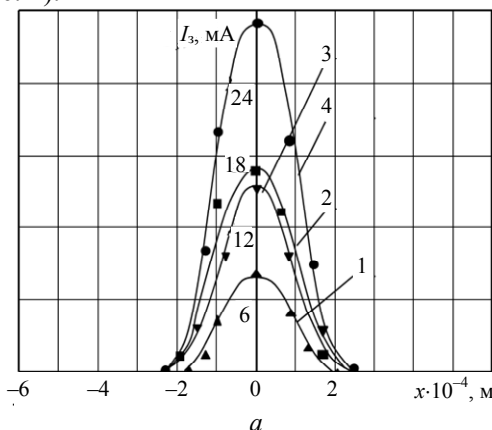
де  $r$  — відстань від осі обертового зонда до осі електронного потоку;

$\tau$  і  $T$  — відповідно тривалість імпульсу зондового струму і період обертання зонда;

$\delta$  — діаметр зонда.

Як зонд використовувався вольфрамовий дріт діаметром  $10^{-4}$  м марки ВА-3. Відрізок дроту довжиною  $5 \cdot 10^{-3} \dots 2,5 \cdot 10^{-3}$  м кріпився до металевого стрижня діаметром  $3 \cdot 10^{-3}$  м, що насаджувався за допомогою муфти на вал електродвигуна постійного струму марки Д5-А. Час одного оберту двигуна, що встановлювався по екрану осцилографа С1-29, в усіх експериментах був постійним і становив 30 мс, що відповідає частоті обертання 200 об/хв. Діапазон частот осцилографа становив 2 МГц. Крім цього, для екранування зонда від дії вторинних електронів електронний потік на відстані  $2 \cdot 10^{-3} \dots 3 \cdot 10^{-3}$  м від площини обертання зонда вловлювався мідним колектором. Тому помилка внаслідок впливу вторинної електронної емісії на струм зонда приймалася несуттєвою.

При проведенні експериментів зондові характеристики знімали при постійній прискорюючій напрузі  $V_y = 6$  кВ, при струмах електронного потоку  $I_n = 50, 150, 200, 250, 300$  мА та відстанях  $l = 0,04; 0,06; 0,08; 0,1$  м. Крім цього, при проведенні експериментальних досліджень щодо зондування СЕП характеристики катода  $V_k$  та  $I_k$ , а також відстань між катодом і анодом  $m$  приймалися відповідно  $V_k = 15$  В,  $I_k = 20$  А,  $m = 0,03$  м, тобто підбиралися в такий спосіб, щоб зондові характеристики по своїй осі не мали мінімумів або так званих “подвійних максимумів”, і щоб не виникали локальні перегріву оброблюваної поверхні, які призводять до її розтріскування на початковій стадії обробки [1]. У процесі вимірювань реєструвалися такі параметри: струм електронного потоку, прискорююча напруга, амплітуда зондової характеристики та її тривалість, величина відстані від оброблюваної поверхні  $l$ . Відносна похибка вимірювання складає 5...8 % (рис. 2).



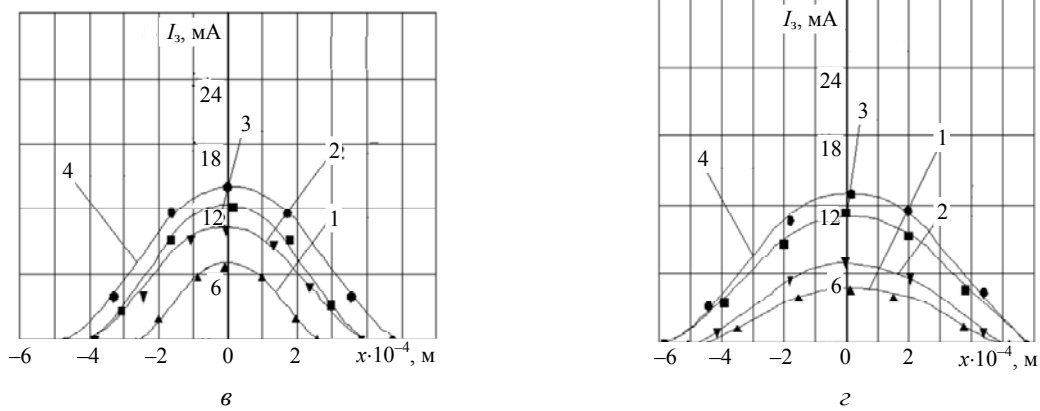


Рис. 2. Розподіл струму  $I_3$  зондової характеристики по товщині СЕП залежно від відстані  $l$  і струму  $I_n$ :  
 $l = 0,04$  м (а);  $0,06$  м (б);  $0,08$  м (в);  $0,1$  мм (г); —  $I_n = 150$  (1);  $200$  (2);  $250$  (3);  $300$  мА (4)

Аналіз отриманих зондових характеристик СЕП показує, що розподіл струму по перетину потоку близький до нормального закону і практично не змінюється по його ширині (вздовж осі  $Oy$ , див. рисунок 1), що підтверджується також результатами інших досліджень [10,11]. Крім того, з отриманих даних випливає, що із збільшенням відстані  $l$  збільшується товщина потоку  $2b$  і розподіл струму  $I_3(x)$  стає більш пологим. При цьому незалежно від зазначеної відстані із зменшенням струму  $I_n$  розподіл струму стає більш гострим. Із збільшенням струму  $I_n$  збільшується товщина електронного потоку  $2b$ , а розподіл густини струму “розмивається”.

Для одержання аналітичних залежностей  $k_0(I_n, l)$  і  $b(I_n, l)$  проведена математична обробка зондових характеристик СЕП за допомогою спеціально розробленого пакета прикладних програм по методах регресії та інтерполяції [13].

Експериментальні дані про зондування СЕП показали, що розподіл густини струму зондування  $I_3$  по його товщині описується законом нормального розподілу (рис. 3)

$$I_3(x) = I_{\max} e^{-k_0 x^2}, \quad (10)$$

де  $I_{\max}$  — максимальне значення густини струму зондування, мА.

При цьому площа під кривою  $I_3(x)$

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} I_{\max} e^{-k_0 x^2} dx = \frac{\pi}{k_0} I_{\max}. \quad (11)$$

Оцінки показують, що різниця між повним струмом СЕП в експериментах і за розрахунками лежить у межах 6...8 %.

Відповідно загальноприйнятим методам обробки зондових характеристик електронних потоків коефіцієнт зосередженості розподілу струму по товщині СЕП ( $\mu$  м<sup>-2</sup>) визначався за формулою [10]

$$k_0 = \frac{1}{2 \cdot \sigma^2}, \quad (12)$$

де  $\sigma$  — відстань, що визначає положення точок перегину на кривій  $I_3(x)$ .

Товщина СЕП (м) визначається на рівні 5 % амплітуди

$$\Delta_{0,05} = 2b = \frac{3,46}{\sqrt{k_0}}.$$

Параметри розподілу струму  $I_3$  зондової характеристики по товщині СЕП, отримані розрахунковим шляхом, подані в таблиці.

*Параметри розподілу струму по товщині СЕП*

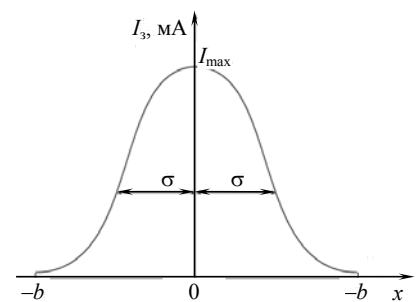


Рис. 3. Схематичний розподіл густини струму зондування по товщині СЕП:  $\sigma$  — відстань, що визначає положення точок перегину на кривій  $I_3(x)$

$I_n, \text{mA}$	$l, \text{m}$	$I_{\text{max}} \cdot 10^{-5}, \text{mA/m}^2$	$\sigma^2 \cdot 10^8, \text{M}^2$	$k_0 \cdot 10^{-8}, \text{M}^{-2}$	$\Delta_{0,05} \cdot 10^3, \text{M}$
150	0,04	9	1,016	0,494	0,492
200	0,04	16	1,024	0,502	0,488
250	0,04	18	0,992	0,471	0,504
300	0,04	27	0,996	0,474	0,502
150	0,06	8	1,037	0,515	0,482
200	0,06	15	0,982	0,462	0,509
250	0,06	19	0,946	0,429	0,528
300	0,06	25	0,883	0,374	0,566
150	0,08	7	0,623	0,186	0,802
200	0,08	10	0,585	0,164	0,854
250	0,08	12	0,566	0,154	0,882
300	0,08	14	0,546	0,143	0,915
150	0,1	6	0,952	0,098	1,105
200	0,1	7	0,418	0,084	1,194
250	0,1	10	0,379	0,069	1,317
300	0,1	12	0,326	0,052	1,532

Математична обробка результатів, поданих у таблиці, приводить до формули

$$F_n(x) = \frac{I_{\text{e}} V_{\text{e}}}{B} \sqrt{\frac{k_0(I_{\text{e}}, l)}{\pi}} \frac{e^{-k_0(I_{\text{e}}, l)x^2}}{\text{erf}(b(I_{\text{e}}, l)\sqrt{k_0(I_{\text{e}}, l)})}, \quad (14)$$

$$\text{де } k_0(I_n, l) = 9,367 \cdot 10^7 - 7,859 \cdot 10^5 l - (5,1 \cdot 10^4 - 1,3 \cdot 10^2 l) I_n; \quad (15)$$

$$b(I_n, l) = \frac{1,73}{\sqrt{k_0(I_n, l)}}. \quad (16)$$

Аналіз експериментальних даних про зондування СЕП (див. рисунок 2) показує, що зі збільшенням струму електронного потоку  $I_n$  від 50 до 200 мА коефіцієнт зосередженості  $k_0$  зменшується в 1,2...1,25 рази, а товщина електронного потоку  $2b$  збільшується в 1,10...1,15 рази; при цьому, зі збільшенням відстані від оброблюваної поверхні  $l$  від 0,04 до 0,06 м величина  $k_0$  зменшується, а величина  $2b$  зростає відповідно у 1,30...1,35 та у 1,15...1,20 разу. Встановлено, що густина теплового впливу  $F_n$  електронного потоку на поверхню оброблюваних оптичних матеріалів залежить від таких керованих параметрів СЕП: струму електронного потоку  $I_n$ , прискорюючої напруги  $V_y$  й відстані від оброблюваної поверхні  $l$ ; при цьому зміна  $I_n$  у межах 50...250 мА,  $V_y$  4...8 кВ і  $l$  0,04...0,08 м призводить до кількісної зміни величини  $F_n$ . Наприклад,  $F_{n \text{ max}} = F_n(0)$  збільшується у 1,8 разу при збільшенні  $I_n$  та у 2,1 разу при збільшенні  $V_y$ , а при збільшенні  $l$  значення  $F_{n \text{ max}}$  зменшуються у 2,3 разу. В цілому, проведені експериментальні дослідження щодо зондування СЕП для робочих діапазонів зміни його керованих параметрів у межах  $I_n = 50 \dots 300$  мА,  $V_y = 4 \dots 8$  кВ,  $l = 0,04 \dots 0,08$  м дозволили встановити такі діапазони зміни його найважливіших енергетичних характеристик: коефіцієнт зосередженості, тобто гострота теплового впливу СЕП,  $k_0 = 0,5 \cdot 10^{-7} \dots 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-2}$ ; товщина електронного потоку, тобто ширина зони теплового впливу СЕП,  $2b = 5 \cdot 10^{-4} \dots 1,5 \cdot 10^{-3}$  м; максимальне значення теплового потоку, тобто величина теплового потоку в центрі впливу СЕП,  $F_{n \text{ max}} = 0,7 \cdot 10^7 \dots 8,5 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2$ , що повністю відповідає рівню значень цих параметрів для інших типів електронних потоків, наприклад, електронних потоків, що мають нормальний розподіл теплового потоку по радіусу (так званих колових джерел теплового впливу).

Отже, з використанням відомого методу обертового зонда та пакета прикладних програм з відносною похибкою 6...8 % отримані емпіричні залежності енергетичних характеристик СЕП, а саме: теплового потоку  $F_n$ , що має нормальний закон розподілу вздовж оброблюваної поверхні; коефіцієнта зосередженості  $k_0$ , тобто гостроти теплового впливу, та товщини електронного потоку  $2b$ , тобто ширини зони теплового впливу, від його керованих параметрів.

Встановлено, що із збільшенням струму електронного потоку  $I_n$  коефіцієнт зосередженості  $k_0$  зменшується, а товщина електронного потоку  $2b$  збільшується; при цьому із збільшенням відстані від оброблюваної поверхні  $l$  величина  $k_0$  зменшується, а величина  $2b$  зростає.

## Література

1. Рыкалин, Н.Н. Основы электронно-лучевой обработки материалов. / Н.Н. Рыкалин, И.В. Зуев, А.А. Углов. — М.: Машиностроение, 1978. — 239 с.
2. Григорьянц, А.Г. Лазерная обработка неметаллических материалов / А.Г. Григорьянц, А.А. Соколов. — М.: Высш. шк., 1988. — 191 с.
3. Последние достижения в лазерной технологии / В.С. Коваленко // Эффективность реализации науч., ресурс. и пром. потенциала в современ. условиях: Материалы IV ежегод. пром. конф. — К.: УИЦ “Наука. Техника. Технология”, 2004. — С. 123 — 128.
4. Борисов, Н.А. Полировка кремниевых пластин электронным лучом / Н.А. Борисов, Г.В. Дудко // Электрон. обработка материалов. — 1969. — № 5. — С. 6 — 8.
5. Дудко, Г.В. Исследование электронно-лучевых процессов в создании базовых технологий ЭЛЭФП / Г.В. Дудко, С.К. Кулов, Ю.А. Розе // Электрон. пром-ть. — 1991. — Вып. 1. — С. 41 — 45.
6. Дудко, Г.В. Формирование предельно гладких поверхностей оптических стекол / Г.В. Дудко, А.А. Кравченко, Д.И. Чередниченко // Физика и химия стекла. — 1987. — Т. 13, № 5. — С. 740 — 746.
7. Ващенко, В.А. Высокотемпературные технологические процессы взаимодействия концентрированных источников энергии с материалами: моногр. / В.А. Ващенко. — М.: Деп. в ВИНТИ. 07.08.96. — № 62. — хп 96. — 408 с.
8. Ващенко, В.А. Наукові основи оптимізації процесів електронно-променевої обробки оптичних матеріалів / В.А. Ващенко // Вісн. ЧДУ. Серія “Фізико-математичні науки”. — Черкаси, 1999. — Вип. 9. — С. 131 — 141.
9. Бочок, М.П. Спеціальні методи обробки оптичного скла: навч. посіб. / М.П. Бочок, Н.П. Будко, В.А. Ващенко та ін. — Чернігів: Чернігів. держ. технол. ун-т, 2001. — 215 с.
10. Зуев, И.В. Об измерении диаметра электронного луча методом вращающегося зонда / И.В. Зуев, А.А. Углов // Физика и химия обработки материалов. — 1967. — № 5. — С. 110 — 112.
11. Аброян, И.А. Физические основы электронной и ионной технологии. / И.А. Аброян, А.Н. Андронов, А.И. Титов — М.: Высш. шк., 1984. — 255 с.
12. Тепловые процессы при электронной обработке оптических материалов и эксплуатации изделий на их основе / В.А. Ващенко, Д.И. Котельников, Ю.Г. Лега и др. — К.: Наук. думка, 2006. — 368 с.
13. Экспериментально-статистические модели для расчета влияния параметров ЛЭП на технологические характеристики электронной обработки оптических керамик / И.В. Яценко, В.В. Цыбулин, Д.М. Краснов, Д.И. Котельников // Современ. методы и средства неразрушающего контроля и техн. диагностики: Материалы XII ежегод. междунар. конф. и выставки, Ялта — Киев, 20 — 24 сент. 2004 г. — К.: УИЦ “Наука. Техника. Технология”, 2004. — С. 84 — 85.

Рецензент д-р техн. наук, проф. Черкас. держ. техн. ун-ту Шарапов В.М.

Надійшла до редакції 16 жовтня 2009 р.