

УДК 778.182.4

Г. Г. ЛЕБЕДЬ

ПРОЦЕС ФОРМУВАННЯ РАСТРОВОЇ СТРУКТУРИ

Формування растрової структури при проекційному раструванні та виготовленні контактних растрів — процес досить складний, причому не тільки з поліграфічної точки зору, а й у загальнофізичному розумінні, оскільки його опис полягає у розв'язанні дифракційних задач того або іншого виду.

Існують дві теорії, які намагаються з'ясувати фізичну суть растрового процесу — напівтіньова та дифракційна. Напівтіньова, що спирається на закони геометричної оптики, досить проста, наочна, але в багатьох випадках суттєво розходиться з експериментальними даними, оскільки не враховує явище дифракції. Дифракційна в тому вигляді, в якому вона існує в поліграфічній літературі [2], з'ясовує тільки якісну картину процесу, беручи до уваги, наприклад, параметри проекційної діафрагми.

Ми зробимо спробу з'ясувати процес формування растрової структури за проекційним растром точки зору, яка б об'єднала обидві ці теорії.

Розглянемо фізичну суть растрового процесу в найпростішому одномірному випадку (рис. 1).

Нехай розподіл освітленості на щільній діафрагмі MN заданий деякою функцією інтенсивності $I_d(x)$, а коефіцієнт пропускання растрового отвору PQ — функцією пропускання $\tau(x)$. Потрібно визначити розподіл інтенсивності світлового поля $I(x)$ в площині експонування на відстані r від растрового отвору.

Процес формування світлового поля лінійний [1]. Згідно з принципом суперпозиції можна чекати, що інтенсивність поля у довільній точці площини експонування дорівнюватиме сумі елементарних внесків від кожної точки експонуючої діафрагми.

Введемо допоміжні координати: ξ' — у площині експонуючої діафрагми, ξ — у площині експонування. Тоді значення елементарного внеску інтенсивності $\Delta I_i(x)$ у точці експонування A з координатою x від ділянки діафрагми розміром $\Delta \xi'$ можна обчислити так:

$$\Delta I_i(x) = k I_d(\xi_i') \tau[x(1+r/R) - \xi_i] \Delta \xi', \quad (1)$$

де k — коефіцієнт, що визначає ослаблення інтенсивності поля

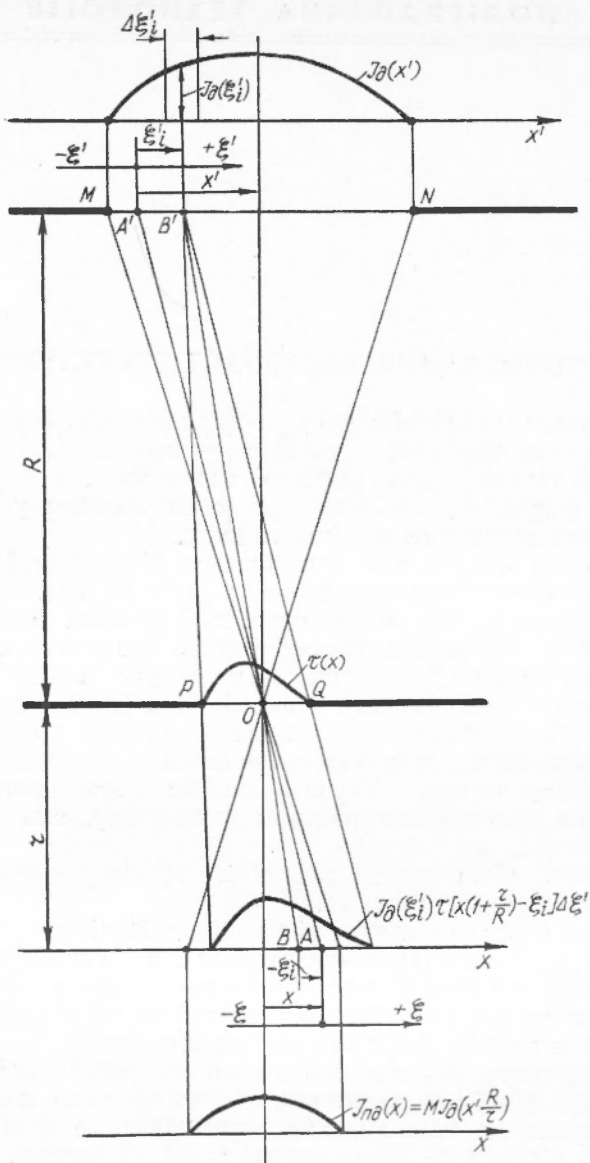


Рис. 1. Схема формування функції розподілу інтенсивності у площині експонування за растровим отвором.

в площині експонування порівняно з площиною діафрагми; $\tau[x(1+r/R) - \xi_i]$ — функція пропускання растрового отвору, яка розширена по осі x у $(1+r/R)$ разів, оскільки хвиля, що виходить з точки B' сферична, зміщена відносно точки A на значення ξ_i .

Повна освітленість $I(x)$ у цій же точці, очевидно, дорівнюватиме сумі елементарних внесків, тобто

$$I(x) = \sum_{i=1}^n \Delta I_i(x) = \sum_{i=1}^n k I_{\Delta}(\xi_i) \tau \left[x \left(1 + \frac{r}{R} \right) - \xi_i \right] \Delta \xi_i. \quad (2)$$

Під час переходу до межі при $\Delta \xi_i' \rightarrow 0$ сума переходить в інтеграл у загальному випадку з областю інтегрування по всій осі x

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} k I_{\Delta}(\xi') \tau \left[x \left(1 + \frac{r}{R} \right) - \xi' \right] d\xi'. \quad (3)$$

Такий запис безпосередньо не можна використати для обчислення $I(x)$, оскільки в ньому є дві допоміжні змінні ξ та ξ' . З подібності трикутників AOB і $A'O'B'$ випливає, що $\xi'/\xi = R/r$, звідки

$$\xi' = \xi R/r \text{ та } d\xi' = R/r d\xi. \quad (4)$$

Крім того, для реально існуючих растрових процесів $R \gg r$ і відповідно $r/R \ll 1$, тому з достатньою для практики точністю можна прийняти

$$\tau \left[x \left(1 + r/R \right) - \xi \right] \approx \tau(x - \xi), \quad (5)$$

тобто замість сферичних хвиль розглядати плоскі.

Враховуючи співвідношення (4) та (5), інтеграл (3) записуємо у вигляді

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} k R/r I_{\Delta}(\xi R/r) \tau(x - \xi) d\xi = \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{пд}}(\xi) \tau(x - \xi) d\xi, \quad (6)$$

де

$$I_{\text{пд}}(\xi) = k R/r I_{\Delta}(\xi R/r) = M I_{\Delta}(\xi R/r). \quad (7)$$

Як випливає з аналізу співвідношення (7), $I_{\text{пд}}(\xi)$ — функція, що повторює закономірність розподілу інтенсивності світлового поля вздовж експонуючої діафрагми, тільки стиснена по осі абсцис у r/R рази та по осі ординат у M раз. Це не що інше як центральна проекція функції розподілу інтенсивності експонуючої діафрагми $I_{\Delta}(x)$ у площину експонування відносно центра растрового отвору.

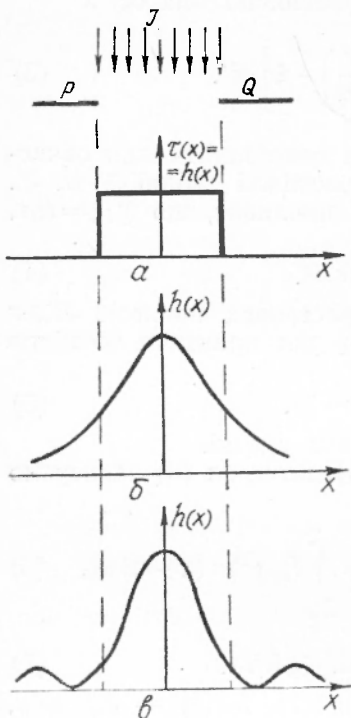
Співвідношення (6) визначає інтегральну операцію згортки двох функцій: $I_{\text{пд}}(x)$ — розподілу інтенсивності у проекції експонуючої діафрагми та $\tau(x)$ — пропускання растрового отвору, тобто

$$I(x) = I_{\text{пд}}(x) \otimes \tau(x),$$

де \otimes — позначає операцію згортки.

До цього часу ми не торкались явища дифракції і оперували тільки основними положеннями геометричної оптики. Чим же відрізняється фізична картина формування світлового поля за проекційним растром при наявності дифракції у растровому отворі? Якщо говорити про механізм формування структури світлового

поля, то він залишається таким же — інтенсивність поля у кожній точці площини експонування дорівнює сумі внесків від кожної освітленої точки експонуючої діафрагми, і тому розподіл поля також визначається операцією згортки. Але в цьому випадку другий компонент згортки — функцію пропускання растрового отвору $\tau(x)$ — слід замінити на функцію $h(x)$, яка описує характер



дифракційного поля за растровим отвором при падінні на нього сферичної (або плоскої при $R \gg r$) хвилі від точкового джерела світла. Характер цієї функції, яка називається імпульсною реакцією отвору, визначається розміром та формою растрового отвору, довжиною хвилі λ експонуючого випромінювання та значенням растрової відстані r .

Для розглянутого одновимірного випадку (растровий отвір—щілина) типові графіки імпульсної реакції $h(x)$ для різних випадків дифракції [3] показані на рис. 2. З метою узагальнення функцію пропускання $\tau(x)$ на рис. 2, a (випадок геометричної тіні) також можна вважати імпульсною реакцією отвору $h(x)$, для випадку, коли дифракційними явищами можна нехтувати, тобто коли процес формування

Рис. 2. Функції імпульсної реакції растрового отвору для різних дифракційних зон:

a — зона тіні (дифракція відсутня); b — ближня дифракційна зона (дифракція Френеля); c — дальня дифракційна зона (дифракція Фраунгофера).

світлового поля відбувається в зоні, де обмежуються законами геометричної оптики.

Таким чином, у будь-якому випадку можемо вважати, що розподіл інтенсивності світлового поля за растром визначається як згортка розподілу інтенсивності світлового поля центральної проекції діафрагми на площину експонування $I_{\text{пд}}(x)$ з імпульсною реакцією растрового отвору $h(x)$, тобто $I(x) = I_{\text{пд}}(x) \otimes h(x)$.

Для двовимірного випадку, яким є процес проекційного растровання, одержані співвідношення легко узагальнюються. Тоді двовимірний розподіл інтенсивності у площині експонування визначається як згортка двовимірних функцій $I_{\text{пд}}(x, y)$ та $h(x, y)$:

$$I(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{пд}}(\xi, \eta) h(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta = I_{\text{пд}}(x, y) \otimes h(x, y). \quad (8)$$

Отже, механізм формування растрової структури залишається незмінним незалежно від того, користуємося положеннями геометричної, чи хвильової оптики. Різниця тільки в формі імпульсної реакції растрового отвору, яка при врахуванні дифракції значно ускладнюється, що утруднює аналіз і розрахунок процесу формування растрової структури.

Співвідношення (8) виражає зв'язок між основними факторами, які визначають результати растрового процесу. До таких факторів належать: а) функція $I_d(x', y')$, що задає форму експонуючої діафрагми; б) розмір проекції діафрагми, який визначається градаційним коефіцієнтом n у загальному рівнянні растрового процесу

$$d/a = nR/r;$$

в) імпульсна реакція растрового отвору $h(x, y)$, що визначається лініатурою растра L , растровою відстанню r , довжиною хвилі λ .

Список літератури: 1. Борн М., Вольф Е. Основы оптики. — М.: Наука, 1970. 2. Зернов В. А. Фотографические процессы в репродукционной технике. — М.: Книга, 1969. 3. Литвиненко О. Н. Основы радиооптики. — К.: Техніка, 1974.

The distributory function formation process of light field intensity beyond the projection screen under the existence of exposing diaphragm with the given light distribution function is being discussed. It is proved, that the distributing intensity function under investigation in the plane exposition is defined as the convolution of impulse reaction of the screen mesh with the projection of the distributing intensity function of the exposing diaphragm.

Стаття надійшла в редакцію 12 травня 1979 року