

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
7 июля 1989 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 60, в. 9, 1990

© 1990 г.

ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРЕМЯАНАЛИЗИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Б. Г. Фрейнкман

В настоящее время при исследовании быстропротекающих процессов широко используют времяанализирующие электронно-оптические преобразователи (ВЭОП) [1]. В работе [2] было показано, что оценка временного разрешения ВЭОП с помощью функции передачи временных модуляций (ФПВМ) дает более реалистичный и надежный результат, чем обычно используемое гауссовое приближение [1, 3, 4]. Однако в [2] ФПВМ определяется путем численного моделирования, что затрудняет исследование предельных возможностей ВЭОП и решение задачи восстановления временного сигнала.

В данной работе изложен численно-аналитический метод определения ФПВМ, позволяющий определить ФПВМ в аналитическом виде. На основе анализа ФПВМ, учитывающей основные хроматические временные aberrации, исследованы предельные возможности ВЭОП.

Как известно, частотные характеристики линейной системы определяются из Фурье-разложения аппаратной функции, являющейся реакцией системы на δ -импульс [5]. В ВЭОП аппаратной функцией является распределение плотности тока в развертке изображения мгновенного источника $j(x)$. Так как при фотоэмиссии энергия электронов $U_0 \leq h\nu - w$, где $h\nu$ — энергия кванта и w — работа выхода, то $j(x)$ будет ограничено. В силу этого Фурье-разложение $j(x)$ имеет дискретный спектр. В этом случае функция передачи модуляции имеет вид

$$K(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \operatorname{sinc}(\omega x - \pi n),$$

$$\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}, \quad (1)$$

где

$$a_n = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} j(x) \exp\left[i\pi n \frac{2x - x_{\max} - x_{\min}}{x_{\max} - x_{\min}}\right] dx. \quad (2)$$

Используя закон сохранения числа частиц в элементарном объеме фазового пространства (теорема Лиувилля), преобразуем (2) к виду [6]

$$a_n = \frac{1}{2H} \int_{-H}^H \exp\left[i\pi n \frac{2x(\xi, \vartheta_\rho, \vartheta_x, \psi) - x_{\max} - x_{\min}}{x_{\max} - x_{\min}}\right] \times$$

$$\times d\xi \int \int \int_{\Omega} \vartheta_x f_e(\vartheta_\rho, \vartheta_x, \psi) d\Omega, \quad (3)$$

где H — полуширина щели, $f_e(\vartheta_\rho, \vartheta_x, \psi)$ — функция распределения электронов на катоде, $x(\xi, \vartheta_\rho, \vartheta_x, \psi)$ — рассеяние развертки изображения мгновенного источника, а x_{\max} и x_{\min} — его максимальное и минимальное значения.

$$A(\omega) = \sqrt{[\operatorname{Re}K(\omega)]^2 + [\operatorname{Im}K(\omega)]^2}, \quad (4)$$

а фаза $K(\omega)$ — фазово-частотной характеристикой

$$\varphi(\omega) = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}K(\omega)}{\operatorname{Re}K(\omega)} \quad (5)$$

преобразования, осуществляемого электронно-оптической системой ВЭОП. Таким образом, для вычисления частотных характеристик достаточно знать рассеяние развертки мгновенного источника $x(\xi, \vartheta_p, \vartheta_t, \psi)$, которую можно определить численно из абберационного или траекторного анализа.

Воспользуемся изложенной методикой определения частотных характеристик для исследования предельного разрешения ВЭОП. Так как в ВЭОП наиболее существенными являются временные хроматические aberrации, то для дальнейшего рассмотрения возьмем рассеяние развертки мгновенного источника в виде

$$x(\xi, \vartheta_s) = M\xi + V_p(\tau_1\vartheta_s + \tau_2\vartheta_s^2), \quad (6)$$

где

$$\tau_1 = \frac{2\sqrt{h\nu - w}}{\eta E_k} \left(\eta = 5.93 \cdot 10^7 \left[\frac{\text{В}^{1/2} \cdot \text{с}}{\text{см}} \right] \right) \quad (7)$$

— максимальный временной разброс на участке катод—сетка,

$$\tau_2 = \frac{h\nu - w}{\eta} \int_0^L \frac{dz}{U^{3/2}(z)} \quad (8)$$

— максимальный временной разброс на участке сетка—отклоняющая система; E_k — напряженность поля на катоде; M — увеличение фокусирующей системы; ϑ_s — начальная продольная скорость электронов, нормированная на максимальное значение; V_p — скорость развертки; L — расстояние от сетки до отклоняющей системы.

Для вычисления коэффициентов a_n воспользуемся параболическим распределением электронов по продольной энергии

$$f_s(\vartheta_s) = \vartheta_s^2 (1 - \vartheta_s^2). \quad (9)$$

Определяя из (6) границы рассеяния

$$X_{\min} = -MN, \quad X_{\max} = MH + V_p(\tau_1 + \tau_2) \quad (10)$$

и вычисляя интеграл (3) по ξ с учетом (6), получим

$$a_n = \operatorname{sinc} \left(\frac{\pi n \tau_3}{2T} \right) (x_n + i\lambda_n), \quad (11)$$

где

$$x_n = \int_0^1 \cos \left[\frac{\pi n (\tau_1 \vartheta_s + \tau_2 \vartheta_s^2)}{T} - \pi n \right] f_s(\vartheta_s) \vartheta_s d\vartheta_s, \quad (12)$$

$$\lambda_n = \int_0^1 \sin \left[\frac{\pi n (\tau_1 \vartheta_s + \tau_2 \vartheta_s^2)}{T} - \pi n \right] f_s(\vartheta_s) \vartheta_s d\vartheta_s,$$

$$\tau_3 = \frac{2MH}{V_p}; \quad T = \frac{\tau_1 + \tau_2 + \tau_3}{2}. \quad (13)$$

В общем случае интегралы (12), (13) аналитически не вычисляются. Однако в предельном случае $V_p \rightarrow \infty$ и $\tau_2/\tau_1 \rightarrow 0$ это удается сделать

$$x_n = (-1)^n \left[-\frac{2}{(2\pi n)^2} + \frac{54}{(2\pi n)^4} - \frac{114}{(2\pi n)^6} + \frac{120}{(2\pi n)^8} \right],$$

$$\lambda_n = (-1)^n \left[-\frac{14}{(2\pi n)^5} + \frac{840}{(2\pi n)^7} \right]. \quad (14)$$

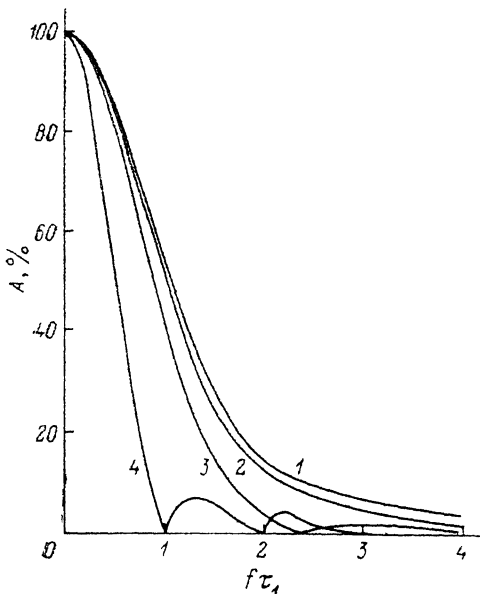


Рис. 1. Контрастно-частотные характеристики при $\tau_2=0$.

$\lg(\tau_1/\tau_3)$: 1 — ∞ , 2 — 0.8, 3 — 0.4, 4 — 0.

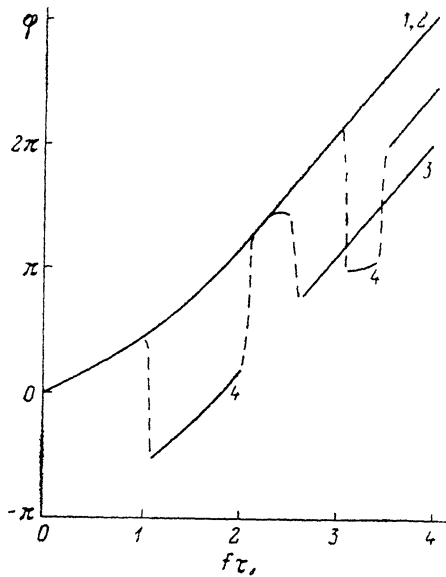


Рис. 2. Фазово-частотные характеристики при $\tau_2=0$.

1—4 — то же, что и на рис. 1.

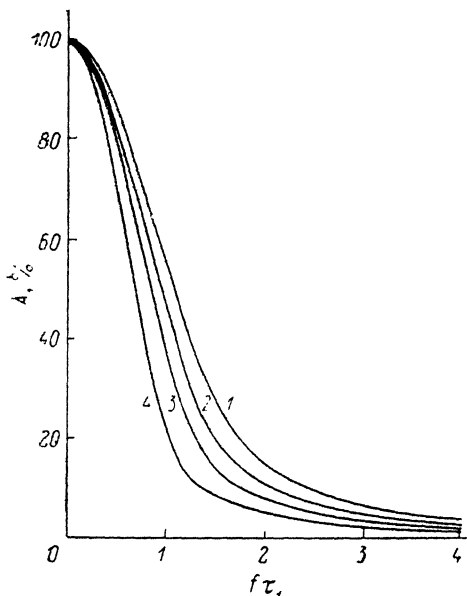


Рис. 3. Предельные контрастно-частотные характеристики ($\tau_3=0$) при различном временном разбросе на участке сетка—отклоняющая система.

1 — $\tau_2=0$; τ_2/τ_1 : 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.4.

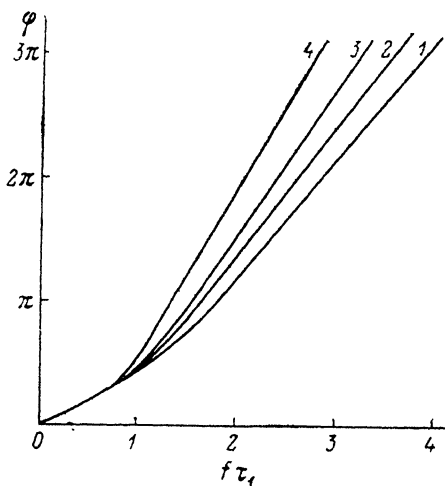


Рис. 4. Предельные фазово-частотные характеристики ($\tau_3=0$) при различном временном разбросе на участке сетка—отклоняющая система.

1—4 — то же, что и на рис. 3.

$$K(f) = \text{sinc}(2\pi fT) + \sum_{n=1}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{\pi n \tau_3}{2T}\right) \{x_n [\text{sinc}(2\pi fT - \pi n) + \text{sinc}(2\pi fT + \pi n)] + i\lambda_n [\text{sinc}(2\pi fT - \pi n) - \text{sinc}(2\pi fT + \pi n)]\}, \quad (15)$$

где $f = \omega/(2\pi)$.

Результаты расчета частотных характеристик по (15), нормированные на τ_1 , представлены на рис. 1—7. Зависимости частотных характеристик от скорости развертки (τ_3 обратно пропорционально V_p) при $\tau_2=0$ и $\tau_1=\text{const}$ даны на рис. 1, 2. При больших скоростях развертки контрастно-частотная характеристика приближается к предельной ($\tau_3=0$) тем медленнее, чем больше V_p , а фазово-частотная характеристика практически совпадает с предельной. Этот результат следует из (15). Так как при $\tau_3 \rightarrow 0$ $T \rightarrow \tau_1/2$, а $\lim_{\tau_3 \rightarrow 0} \text{sinc}(\pi n \tau_3 / 2T) = 1$

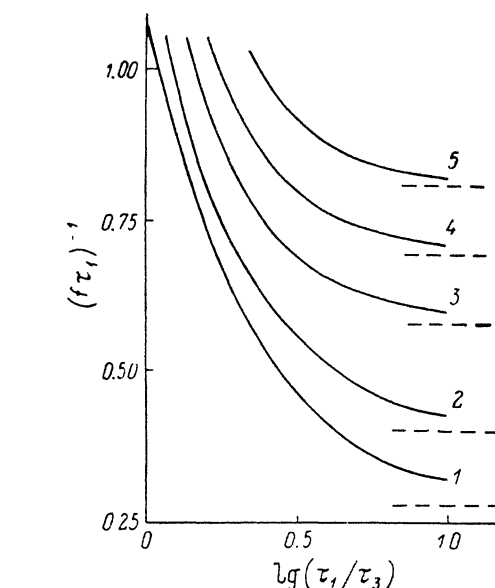
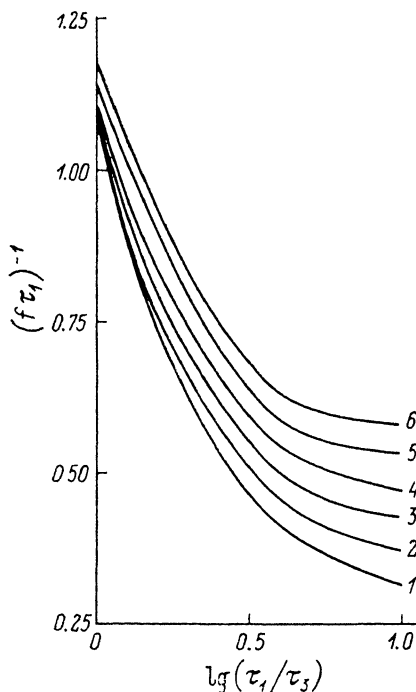


Рис. 5.

1 — $\tau_2=0$; τ_2/τ_1 : 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.3, 5 — 0.4, 6 — 0.5.

Рис. 6.

1 — 5, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 30, 5 — 40 %; штриховые линии — $\tau_2=0$.

и, следовательно, частотные характеристики выходят на насыщение. При малых V_p на контрастно-частотной характеристике имеют место провалы, а на фазово-частотной характеристике — разрывы. Это также следует из (15). Так как при $f=n/(2T)$

$$A(f) = \text{sinc}\left(\frac{\pi n \tau_3}{2T}\right) \sqrt{x_n^2 + \lambda_n^2}, \quad (16)$$

а при $(\pi n \tau_3)/(2T) = \pi k$ это соотношение обращается в нуль. Нулям $A(f)$ соответствуют разрывы на фазово-частотной характеристике. Отмеченные особенности поведения частотных характеристик при малых V_p практически трудно обнаружить, так как они наблюдаются при низком уровне контраста.

Зависимости частотных характеристик от временного разброса на участке сетка—отклоняющая система τ_2 при $\tau_3=0$ и $\tau_1=\text{const}$ представлены на рис. 3, 4. Увеличение τ_2 приводит к потери контраста и увеличению сдвига фазы тем более, чем выше частота входного сигнала f .

Зависимость временного разрешения на уровне контраста 5 % от скорости развертки при нескольких значениях отношения τ_2/τ_1 представлена на рис. 5. С увеличением τ_1/τ_1

временное разрешение ухудшается и быстрее выходит на насыщение. Временное разрешение, достигаемое при $\tau_2=0$ и скорости развертки, соответствующей $\tau_1/\tau_3=10$, составляет $< 78\%$ от предельного временного разрешения ($\tau_3=0$).

Зависимости предельного временного разрешения $\tau_2=0$ и $\tau_3=0$ на различных уровнях контраста от скорости развертки представлены на рис. 6. Увеличение уровня контраста ведет к потере временного разрешения и более быстрому насыщению.

Представленные на рис. 5 и 6 зависимости качественно совпадают (за исключением очень больших скоростей развертки) с аналогичными зависимостями в [2]. Количественное сопоставление затруднительно, так как требует знания ряда параметров, не указанных в [2]. Расхождение на больших скоростях, вероятно, связано с учетом в настоящей работе нелинейных эффектов отклонения, возможных на этих скоростях.

На рис. 7 представлена зависимость предельного разрешения ($\tau_2=0$, $\tau_3=0$) от потери контраста в элементах усиления и регистрации, исходя из 5%-го контраста на выходе прибора. Из нее следует, что до 50%-ной потери контраста предельное временное разрешение ухудшается почти линейно, затем потери временного разрешения резко увеличиваются.

Исходя из проведенного исследования, можно сделать вывод, что предельное временное разрешение на уровне контраста 5% не превышает

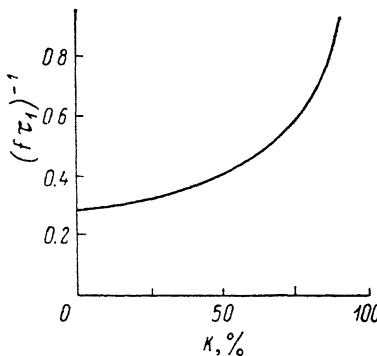


Рис. 7.

$$\tau_{np} < \frac{\sqrt{h\nu - w} [B^{1/2}]}{E_k \left[\frac{\text{кВ}}{\text{мм}} \right]} \text{ пс.} \quad (17)$$

Достижение большего временного разрешения требует повышения напряженности поля на катоде и соответственно больших скоростей развертки. Следует отметить, что все остальные факторы, влияющие на временное разрешение и опущенные в данном рассмотрении, только ухудшат эту оценку.

Изложенная в работе методика численно-аналитического вычисления частотных характеристик значительно упрощает их определение и позволяет решать задачи восстановления исходного сигнала по результатам измерений.

Список литературы

- [1] Бутслов М. М., Степанов Б. М., Фанченко С. Д. Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. М.: Наука, 1978.
- [2] Niu H., Sibbett W., Baggs M. R. // Rev. Sci. Instrum. 1982. Vol. 52. N 5. P. 563—569.
- [3] Korobkin V. V., Stepanov B. M., Fanchenko S. D., Schelev M. Ya. // Opt. Quant. Electron. 1978. N 10. P. 367.
- [4] Компьютеры в оптических исследованиях / Под ред. Б. Фридена. М.: Мир, 1983. С. 143—144.
- [5] Москалев В. А. Теоретические основы оптико-физических исследований. Л.: Машиностроение, 1987. С. 11—13.
- [6] Фрейнкман Б. Г. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 11. С. 2264—2266.

Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений
Москва

Поступило в Редакцию
10 июля 1989 г.