01; 10

К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ДВУМЕРНЫМИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМИ И МАГНИТОСТАТИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

Л. Г. Гликман, Ю. В. Голоскоков

Исследовалось движение заряженных частиц вблизи средней плоскости совмещенных двумерных электростатического и магнитостатического полей. Сделаны выводы об отсутствии некоторых типов аберраций, связанных с шириной предмета (его размером в средней плоскости). Указана методика получения выражений для аберрационных коэффициентов, характеризующих аберрации, связанные с шириной предмета.

В данной работе предлагается математический прием, позволяющий для систем с совмещенными двумерными электростатическими и магнитостатическими полями выразить аберрационные коэффициенты, связанные с шириной предмета, через аберрационные коэффициенты для бесконечно узкого источника. Предполагается, что пучок заряженных частиц движется вблизи средней плоскости, являющейся плоскостью симметрии электрического и антисимметрии магнитного полей. Для определенности эта плоскость располагается горизонтально. Правая декартова система координат x, y, z ориентируется так, чтобы средняя плоскость полей совпала с плоскостью xz, электрическое поле описывалось скалярным потенциалом $\varphi=\varphi\,(x,\ y)$, а магнитное — векторным потенциалом $\mathbf{A}$ с составляющими $A_x=0$, $A_y=0$, $A_z=A\ (x,\ y)$. Осевая траектория пучка, лежащая в средней плоскости, до входа в поле системы перпендикулярна к предметной плоскости и образует угол θ_0 с осью z, а после выхода из него образует с осью z угол θ_1 и перпендикулярна первой и второй гауссовым плоскостям, где формируются горизонтальное и вертикальное линейные изображения точки. С осевой траекторией пучка связывается ортогональная криволинейная система координат ξ, η, ζ [1] с началом в центральной точке источника $x=x_0$, $y=0$, $z=0$. Ось η параллельна оси y, а ось ζ направлена по касательной к осевой траектории. В отличие от метода, развитого в работах [2, 3], направления осей ξ и η не связываются с направлениями главной нормали и бинормали к осевой траектории, благодаря чему допускается наличие точек перегиба в осевой траектории. Начальные условия для каждой траектории, выходящей из предметной плоскости, задаются параметрами

$$\xi=\xi_\text{п},\ \ \eta=\eta_\text{п},\ \ \xi'=\xi'_\text{п}=\left(\frac{d\xi}{d\zeta}\right)_{\zeta=0}=\operatorname{tg}\alpha_\text{п},$$

$$\eta'=\eta'_\text{п}=\left(\frac{d\eta}{d\zeta}\right)_{\zeta=0}=\frac{\operatorname{tg}\psi_\text{п}}{\cos\alpha_\text{п}},\quad \varepsilon=\frac{W_\text{п}-W_c}{W_c},$$

$$\gamma=\frac{m-m_c}{m_c}.$$

Штрихами обозначается дифференцирование по ζ, индексом п отмечены значения переменных в плоскости $\zeta=0$. Через α обозначен угол между проекцией скорости частицы на среднюю плоскость и касательной к осевой траектории, через ψ — угол между скоростью частицы и средней плоскостью. Считается, что

$\alpha > 0$, если $\xi' > 0$; $\psi > 0$, если $\eta' > 0$. W_c и m_c — кинетическая энергия и масса частиц, на которые настроена электронно-оптическая система; $W_н$ и m — начальная кинетическая энергия и масса любой частицы, вышедшей из предметной плоскости. Параметры ε и γ характеризуют относительный разброс частиц в пучке по энергии и массе.

Предположим, что каким-либо методом найдены траектории заряженных частиц, выходящих из прямолинейного бесконечно узкого источника ($\xi_п = 0$), расположенного перпендикулярно к средней плоскости. Воспользовавшись этим и учитывая, что электрическое и магнитное поля двумерны, найдем траекторию любой частицы, выходящей из предметной плоскости при $\xi_п \neq 0$.

Траектория частицы, выходящей из произвольной точки x_0, y_0, z_0 бесконечно узкого источника, до входа в поле описывается системой уравнений

$$x - x_0 = \operatorname{tg}(\theta_0 + \alpha_0)(z - z_0),$$
$$y - y_0 = \frac{\eta_0' \cos\alpha_0}{\cos(\theta_0 + \alpha_0)}(z - z_0), \tag{1}$$

а прямолинейный участок этой траектории после выхода из поля системой уравнений

$$x - x_1 = \operatorname{tg}(\theta_1 + \alpha_1)(z - z_1),$$
$$y - y_1 = \frac{\eta_1' \cos\alpha_1}{\cos(\theta_1 + \alpha_1)}(z - z_1), \tag{2}$$

где индексом нуль обозначены значения переменных, соответствующие бесконечно узкому источнику, в предметной плоскости, индексом 1 — значения переменных в точке пересечения прямой (2) с первой гауссовой плоскостью. Параметры θ_1, $\xi_1' = \operatorname{tg}\alpha_1$, $\eta_1' = \operatorname{tg}\psi_1/\cos\alpha_1$ и θ_0, ξ_0', η_0' связаны соотношением, следующим из постоянства обобщенного импульса, соответствующего циклической координате z

$$\sqrt{1+\varepsilon}\,\frac{\cos\theta_0\,(1 - \xi_0' \operatorname{tg}\theta_0)}{\sqrt{1 + \xi_0'^2 + \eta_0'^2}} - \sqrt{\Phi + \varepsilon}\,\frac{\cos\theta_1\,(1 - \xi_1' \operatorname{tg}\theta_1)}{\sqrt{1 + \xi_1'^2 + \eta_1'^2}} = \lambda. \tag{3}$$

Здесь

$$\Phi = \frac{\varphi_b}{\varphi_c}, \quad \lambda = \frac{e\,(A_b - A_c)}{c\sqrt{2mW_c}},$$

e — заряд частицы, c — скорость света в вакууме. Индексом c обозначены значения φ и A в предметном пространстве, а индексом b — в пространстве изображений. Потенциал φ отсчитывается так, что $W_c = -e\varphi_c$.

В силу двумерности полей при параллельном переносе в направлении оси z на расстояние l всех точек выбранной траектории, вышедшей из бесконечно узкого источника, получится траектория частицы, которой на указанных прямолинейных участках до входа в поле и после его прохождения соответствуют системы уравнений, аналогичные (1) и (2),

$$x - x_0 = \operatorname{tg}(\theta_0 + \alpha_0)(z - z_0 - l),$$
$$y - y_0 = \frac{\eta_0' \cos\alpha_0}{\cos(\theta_0 + \alpha_0)}(z - z_0 - l), \tag{4}$$

$$x - x_1 = \operatorname{tg}(\theta_1 + \alpha_1)(z - z_1 - l),$$
$$y - y_1 = \frac{\eta_1' \cos\alpha_1}{\cos(\theta_1 + \alpha_1)}(z - z_1 - l). \tag{5}$$

Найдя точку пересечения прямой, соответствующей системе (4), с предметной плоскостью, задаваемой уравнением

$$x - x_0 = -\operatorname{ctg}\theta_0\,(z - z_0),$$

запишем начальные условия для этой траектории

$$\xi_{\text{п}} = -l \frac{\sin(\theta_0 + \alpha_0)}{\cos \alpha_0}, \quad \xi'_{\text{п}} = \xi'_0,$$

$$\eta_{\text{п}} = \eta_0 - l\eta'_{\text{п}} \cos \theta_0, \quad \eta'_{\text{п}} = \eta'_0,$$

$$\varepsilon_{\text{п}} = \varepsilon, \quad \gamma_{\text{п}} = \gamma. \tag{6}$$

Аналогично можно получить координаты точек пересечения прямолинейного участка траектории (5), соответствующего частице, вышедшей из предметной плоскости с начальными условиями (6), с первой и второй гауссовыми плоскостями. Запишем координаты $\xi = \xi_{b1}$ точки пересечения с первой гауссовой плоскостью и $\eta = \eta_{b2}$ со второй

$$\xi_{b1} = \xi_1 + \xi_{\text{п}} \frac{\cos \theta_1 \, (\operatorname{tg} \theta_1 + \xi'_1)}{\cos \theta_0 \, (\operatorname{tg} \theta_0 + \xi'_0)}, \tag{7}$$

$$\eta_{b2} = \eta_2 + \xi_{\text{п}} \eta'_1 \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_0 \, (\operatorname{tg} \theta_0 + \xi'_0)}, \tag{8}$$

где ξ_1, ξ'_1 и η_2, η'_1 — координаты и их производные в точках пересечения с первой и второй гауссовыми плоскостями траектории частицы, вышедшей из точки бесконечно узкого источника с начальными условиями

$$\xi_0 = 0, \quad \xi'_0 = \xi'_{\text{п}}, \quad \eta_0 = \eta_{\text{п}} - \eta'_{\text{п}} \xi_{\text{п}} \frac{1}{\operatorname{tg} \theta_0 + \xi'_{\text{п}}},$$

$$\eta'_0 = \eta'_{\text{п}}, \quad \varepsilon_0 = \varepsilon, \quad \gamma_0 = \gamma. \tag{9}$$

Индекс 1 соответствует первой гауссовой плоскости, индекс 2 — второй. Угловые аберрации, соответствующие слагаемым, содержащим $\xi_{\text{п}}$, можно получить, воспользовавшись равенствами

$$\xi'_{b1} = \xi'_1, \quad \eta'_{b2} = \eta'_1, \tag{10}$$

в правые части которых подставлены начальные условия (9).

Таким образом, зная решение уравнений траекторий для бесконечно узкого источника, мы нашли решения (7), (8) и (10), соответствующие траекториям частиц, выходящим из источника любой ширины.

Решение уравнений (7), (8) и (10) представим в виде

$$\xi_{b1} = M_{\xi} \xi_{\text{п}} + D_W \varepsilon + D_m \gamma + \Delta_{\xi}, \tag{11}$$

$$\xi'_{b1} = \Gamma_{\xi} \xi'_{\text{п}} + D'_W \varepsilon + D'_m \gamma + \Delta'_{\xi}, \tag{12}$$

$$\eta_{b2} = M_{\eta} \eta_{\text{п}} + \Delta_{\eta}, \tag{13}$$

$$\eta'_{b2} = \Gamma_{\eta} \eta'_{\text{п}} - \frac{\eta_{\text{п}}}{f_{\eta}} + \Delta'_{\eta}, \tag{14}$$

где M_{ξ}, Γ_{ξ}, Δ_{ξ}, Δ'_{ξ} и M_{η}, Γ_{η}, Δ_{η}, Δ'_{η} — линейные и угловые увеличения, полные линейные и угловые аберрации в первой и второй гауссовых плоскостях соответственно; f_{η} — фокусное расстояние в вертикальной плоскости, соответствующее пространству изображений, вычисленное как разность координат фокальной и главной плоскостей; D_W, D'_W и D_m, D'_m — линейные и угловые дисперсии по энергии и по массе соответственно.

Пользуясь равенствами (3), (7)—(14), сделаем следующие выводы.

1. Можно найти все входящие в Δ_{ξ}, Δ'_{ξ} и Δ_{η}, Δ'_{η} аберрационные коэффициенты, если известны решения уравнений траекторий для заряженных частиц, выходящих из бесконечно узкого источника. Это можно сделать как в том случае, когда ширина предмета (его размер в средней плоскости), его высота, максимальные угловые разбросы в горизонтальном и вертикальном направлениях, параметры ε и γ являются величинами одного порядка малости, так и в случае, когда ширина немала, т. е. через область, занятую электрическим и магнитным полями, проходит ленточный пучок.

2. Линейные аберрации Δ_ξ и Δ_η не содержат слагаемые типа

$$A_{klmqr}\xi_{\text{п}}'^{k}\xi_{\text{п}}^{l}\eta_{\text{п}}'^{m}\eta_{\text{п}}^{q}\varepsilon^{r}, \tag{15}$$

где A_{klmqr} — постоянные; k, l, m, q, r — целые положительные числа или нули, а значения l и m связаны соотношением

$$l > m + 1.$$

В частности, слагаемые, не содержащие $\eta_{\text{п}}'$, либо не содержат $\xi_{\text{п}}$, либо линейны относительно этого параметра.

Угловые аберрации Δ_ξ', Δ_η' не содержат слагаемые

$$A'_{klmqr}\xi_{\text{п}}'^{k}\xi_{\text{п}}^{l}\eta_{\text{п}}'^{m}\eta_{\text{п}}^{q}\varepsilon^{r}, \tag{16}$$

где A'_{klmqr} — постоянные, а значения l и m связаны соотношением $l > m$.

Отсюда следует, что слагаемые, не содержащие $\eta_{\text{п}}'$, не содержат и $\xi_{\text{п}}$.

3. Для зеркала с совмещенными двумерными электрическим и магнитным полями и для электростатической системы с двумерным полем, у которой значение потенциала φ для предметного пространства и пространства изображений одинаковы ($\Phi=1$), слагаемые (15), входящие в Δ_ξ, не содержащие $\eta_{\text{п}}$ и $\eta_{\text{п}}'$, не содержат и $\xi_{\text{п}}$. Отсутствуют входящие в Δ_ξ' слагаемые (16), не содержащие $\eta_{\text{п}}$ и $\eta_{\text{п}}'$. Отсюда следует, что для частиц, движущихся в средней плоскости, линейная геометрическая аберрация равна сферической, связанной с углом расходимости пучка в средней плоскости, линейная хроматическая аберрация не зависит от $\xi_{\text{п}}$, а $\xi_{b1}'=\Gamma_\xi\xi_{\text{п}}'$. В частности, если при движении в средней плоскости осуществляется фокусировка n-го порядка пучка частиц, вышедших из точечного источника, расположенного в какой-либо точке предметного пространства, то она сохраняется при его расположении в любой точке этого пространства. Качество фокусировки в том случае, когда источник имеет форму произвольной кривой, лежащей в средней плоскости, будет такое же, как и для точечного источника.

Для примера рассмотрим линейные геометрические аберрации до третьего порядка и линейные хроматические аберрации до второго порядка включительно для узкого предмета и линейные геометрические и хроматические аберрации до второго порядка включительно для ленточного пучка. Угловые аберрации в обоих случаях рассмотрим до второго порядка.

1) Узкий источник ($|\xi_{\text{п}}|$ мало́). Решения ξ_{b1}, ξ_{b1}' и η_{b2}, η_{b2}' для произвольных электростатических и магнитостатических полей со средней плоскостью могут быть записаны в виде

$$\begin{gathered}
\xi_{b1}=M_\xi\xi_{\text{п}}+D_W\varepsilon+D_m\gamma+K_1\xi_{\text{п}}'^2+K_2\xi_{\text{п}}'\xi_{\text{п}}+K_3\xi_{\text{п}}^2+K_4\eta_{\text{п}}'^2+K_5\eta_{\text{п}}'\eta_{\text{п}}+\\
+K_6\eta_{\text{п}}^2+K_7\xi_{\text{п}}'\varepsilon+K_8\xi_{\text{п}}\varepsilon+K_9\varepsilon^2+L_1\xi_{\text{п}}'^3+L_2\xi_{\text{п}}'^2\xi_{\text{п}}+L_3\xi_{\text{п}}'\xi_{\text{п}}^2+L_4\xi_{\text{п}}^3+L_5\xi_{\text{п}}'\eta_{\text{п}}'^2+\\
+L_6\xi_{\text{п}}'\eta_{\text{п}}'\eta_{\text{п}}+L_7\xi_{\text{п}}'\eta_{\text{п}}^2+L_8\xi_{\text{п}}\eta_{\text{п}}'^2+L_9\xi_{\text{п}}\eta_{\text{п}}'\eta_{\text{п}}+L_{10}\xi_{\text{п}}\eta_{\text{п}}^2,\\
\xi_{b1}'=\Gamma_\xi\xi_{\text{п}}'-\frac{\xi_{\text{п}}}{f_\xi}+D_W'\varepsilon+D_m'\gamma+K_1'\xi_{\text{п}}'^2+K_2'\xi_{\text{п}}'\xi_{\text{п}}+K_3'\xi_{\text{п}}^2+\\
+K_4'\eta_{\text{п}}'^2+K_5'\eta_{\text{п}}'\eta_{\text{п}}+K_6'\eta_{\text{п}}^2+K_7'\xi_{\text{п}}'\varepsilon+K_8'\xi_{\text{п}}\varepsilon+K_9'\varepsilon^2,\\
\eta_{b2}=M_\eta\eta_{\text{п}}+M_1\xi_{\text{п}}'\eta_{\text{п}}'+M_2\xi_{\text{п}}\eta_{\text{п}}'+M_3\xi_{\text{п}}'\eta_{\text{п}}+M_4\xi_{\text{п}}\eta_{\text{п}}+M_5\eta_{\text{п}}'\varepsilon+M_6\eta_{\text{п}}\varepsilon+\\
+N_1\eta_{\text{п}}'^3+N_2\eta_{\text{п}}'^2\eta_{\text{п}}+N_3\eta_{\text{п}}'\eta_{\text{п}}^2+N_4\eta_{\text{п}}^3+N_5\xi_{\text{п}}'^2\eta_{\text{п}}'+N_6\xi_{\text{п}}'\xi_{\text{п}}\eta_{\text{п}}'+N_7\xi_{\text{п}}^2\eta_{\text{п}}'+\\
+N_8\xi_{\text{п}}'^2\eta_{\text{п}}+N_9\xi_{\text{п}}'\xi_{\text{п}}\eta_{\text{п}}+N_{10}\xi_{\text{п}}^2\eta_{\text{п}},\\
\eta_{b2}'=\Gamma_\eta\eta_{\text{п}}'-\frac{\eta_{\text{п}}}{f_\eta}+M_1'\xi_{\text{п}}'\eta_{\text{п}}'+M_2'\xi_{\text{п}}\eta_{\text{п}}'+M_3'\xi_{\text{п}}'\eta_{\text{п}}+M_4'\xi_{\text{п}}\eta_{\text{п}}+M_5'\eta_{\text{п}}'\varepsilon+M_6'\eta_{\text{п}}\varepsilon.
\end{gathered}$$

Здесь f_ξ — фокусное расстояние в горизонтальной плоскости, соответствующее пространству изображений; K_i, L_i и M_i, N_i — аберрационные коэффициенты, соответствующие линейным аберрациям второго и третьего порядков в первой и второй гауссовых плоскостях. Теми же буквами со штрихами обозначены аберрационные коэффициенты, соответствующие угловым аберрациям.

В рассматриваемом нами случае двумерных полей $f_\xi = \infty$, а коэффициенты K_3, L_3, L_4, N_{10} и K'_2, K'_3, K'_8, M'_4, согласно изложенным выше выводам (пункт 2), равны нулю. Остальные аберрационные коэффициенты, относящиеся к слагаемым, содержащим $\xi_п$, находятся по формулам, следующим из общих соотношений (3), (7), (8) и (10),

$$K_2 = M_\xi \operatorname{ctg}\theta_1 (\Gamma_\xi - \operatorname{tg}\theta_1 \operatorname{ctg}\theta_0),$$
$$K_8 = M_\xi \operatorname{ctg}\theta_1 D'_W,$$
$$L_2 = M_\xi \operatorname{ctg}\theta_1 [K'_1 - \operatorname{ctg}\theta_0 (\Gamma_\xi - \operatorname{tg}\theta_1 \operatorname{ctg}\theta_0)],$$
$$L_8 = M_\xi \operatorname{ctg}\theta_1 K'_4 - \operatorname{ctg}\theta_0 K_5,$$
$$L_9 = M_\xi \operatorname{ctg}\theta_1 K'_5 - 2\operatorname{ctg}\theta_0 K_6,$$
$$L_{10} = M_\xi \operatorname{ctg}\theta_1 K'_6,$$
$$M_2 = M_\xi \Gamma_\eta \operatorname{ctg}\theta_1 - M_\eta \operatorname{ctg}\theta_0,$$
$$M_4 = -M_\xi \operatorname{ctg}\theta_1 f_\eta^{-1},$$
$$N_6 = \operatorname{ctg}\theta_0 (M_\eta \operatorname{ctg}\theta_0 - M_3) + M_\xi \operatorname{ctg}\theta_1 (M'_1 - \Gamma_\eta \operatorname{ctg}\theta_0),$$
$$N_7 = M_\xi \operatorname{ctg}\theta_1 \operatorname{ctg}\theta_0 f_\eta^{-1},$$
$$N_9 = M_\xi \operatorname{ctg}\theta_1 (M'_3 + \operatorname{ctg}\theta_0 f_\eta^{-1}),$$
$$M'_2 = \operatorname{ctg}\theta_0 f_\eta^{-1}.$$

Для электростатических полей K_2, K_3 и K_8 получены ранее в [4]. Известные выражения для увеличений Γ_ξ и M_ξ, угловых дисперсий D'_W и D'_m, коэффициентов угловых аберраций K'_1, $K'_4 - K'_7$ и K'_9 [5] в наших обозначениях имеют вид

$$\Gamma_\xi = \frac{\sin\theta_0}{\sqrt{\Phi}\,\sin\theta_1}, \quad M_\xi = \frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_0},$$

$$D'_W = -\frac{\Gamma_\xi}{2\Phi\sin\theta_0}(\cos\theta_0(\Phi - 1) + \lambda),$$

$$D'_m = -\frac{\Gamma_\xi}{2\sin\theta_0}\lambda,$$

$$K'_1 = \frac{\Gamma_\xi \operatorname{ctg}\theta_1}{2}(\operatorname{tg}\theta_1 \operatorname{ctg}\theta_0 - \Gamma_\xi),$$

$$K'_4 = \frac{\Gamma_\xi \operatorname{ctg}\theta_1}{2}\left(\operatorname{tg}\theta_1 \operatorname{ctg}\theta_0 - \sqrt{\Phi}\, M_\xi \Gamma_\eta^2\right),$$

$$K'_5 = \Gamma_\eta \operatorname{ctg}\theta_1 f_\eta^{-1},$$

$$K'_6 = -\frac{1}{2}\operatorname{ctg}\theta_1 f_\eta^{-2},$$

$$K'_7 = \frac{\Gamma_\xi}{2}\left(1 - \frac{1}{\Phi} - 2\operatorname{ctg}\theta_1 D'_W\right),$$

$$K'_9 = \frac{\Gamma_\xi}{8}\left[\operatorname{ctg}\theta_0 - \frac{M_\xi \operatorname{ctg}\theta_1}{\Phi\sqrt{\Phi}} - 4\sqrt{\Phi}\, M_\xi D'_W \left(\operatorname{ctg}\theta_1 D'_W + \frac{1}{\Phi}\right)\right].$$

Угловые и линейные увеличения (Γ_ξ и M_ξ, Γ_η и M_η) связаны между собой соотношением Лагранжа—Гельмгольца $\sqrt{\Phi}M\Gamma = 1$. Угол θ_1 связан с θ_0 соотношением $\sqrt{\Phi}\cos\theta_1 = \cos\theta_0 - \lambda$.

Если рассматриваемая электронно-оптическая система является телескопической в вертикальном направлении ($f_\eta = \infty$), то обращаются в нуль следующие коэффициенты: M_4, L_{10}, N_7, K'_5, K'_6, M'_2. При выполнении условия ахроматичности ($D'_W=0$) равен нулю коэффициент K_8. В случае зеркала с совмещенными полями ($\lambda=0$, $\Phi=1$) или электростатической системы с $\Phi=1$

$$D'_W=D'_m=0,\ K_2=K_8=L_2=0,\ K'_1=K'_7=K'_9=0.$$

Если в зеркале с совмещенными полями угловое увеличение в вертикальном направлении $\Gamma_\eta=\pm1$, то $M_2=0$, $K'_4=0$.

2) Ленточный пучок. Теперь решение уравнений траекторий запишем следующим образом:

$$\xi_{b1}=M_\xi\xi_п+K_2\xi_п\xi'_п+(D_W+K_8\xi_п)\varepsilon+(D_m+M_\xi\operatorname{ctg}\theta_1D'_m\xi_п)\gamma+$$
$$+B_1\xi'^2_п+B_2\eta'^2_п+B_3\eta'_п\eta_п+B_4\eta^2_п+B_5\xi'_п\varepsilon+B_6\varepsilon^2,$$
$$\xi'_{b1}=\Gamma_\xi\xi'_п+D'_W\varepsilon+D'_m\gamma+B'_1\xi'^2_п+B'_2\eta'^2_п+B'_3\eta'_п\eta_п+B'_4\eta^2_п+B'_5\xi'_п\varepsilon+B'_6\varepsilon^2,$$
$$\eta_{b2}=(M_2\xi_п+N_7\xi^2_п)\eta'_п+(M_\eta+M_4\xi_п)\eta_п+C_1\xi'_п\eta'_п+C_2\xi'_п\eta_п+C_3\eta'_п\varepsilon+C_4\eta_п\varepsilon,$$
$$\eta'_{b2}=\left(\Gamma_\eta+\frac{\xi_п\operatorname{ctg}\theta_0}{f_\eta}\right)\eta'_п-\frac{\eta_п}{f_\eta}+C'_1\xi'_п\eta'_п+C'_2\xi'_п\eta_п+C'_3\eta'_п\varepsilon+C'_4\eta_п\varepsilon,$$

где B_i, B'_i и C_i, C'_i — аберрационные коэффициенты, соответствующие линейным и угловым аберрациям в горизонтальном и вертикальном направлениях,

$$B_1=K_1+L_2\xi_п,$$
$$B_2=K_4+L_8\xi_п-\operatorname{ctg}\theta_0(L_9+K_6\operatorname{ctg}\theta_0)\xi^2_п+L_{10}\operatorname{ctg}^2\theta_0\xi^3_п,$$
$$B_3=K_5+L_9\xi_п-2L_{10}\operatorname{ctg}\theta_0\xi^2_п,$$
$$B_4=K_6+L_{10}\xi_п,$$
$$B_5=K_7+M_\xi\operatorname{ctg}\theta_1(K'_7-D'_W\operatorname{ctg}\theta_0)\xi_п,$$
$$B_6=K_9+M_\xi\operatorname{ctg}\theta_1K'_9\xi_п,$$
$$B'_1=K'_1,$$
$$B'_2=K'_4-\operatorname{ctg}\theta_0(K'_5-K'_6\operatorname{ctg}\theta_0\xi_п)\xi_п,$$
$$B'_3=K'_5-2K'_6\operatorname{ctg}\theta_0\xi_п,$$
$$B'_4=K'_6,\ B'_5=K'_7,\ B'_6=K'_9,$$
$$C_1=M_1+N_6\xi_п-M_\xi\operatorname{ctg}\theta_1\operatorname{ctg}\theta_0(2M'_2+M'_3)\xi^2_п,$$
$$C_2=M_3+N_9\xi_п,$$
$$C_3=M_5-M_6\operatorname{ctg}\theta_0\xi_п+M_\xi\operatorname{ctg}\theta_1(M'_5-M'_6\operatorname{ctg}\theta_0\xi_п)\xi_п,$$
$$C_4=M_6+M_\xi\operatorname{ctg}\theta_1M'_6\xi_п,$$
$$C'_1=M'_1-\operatorname{ctg}\theta_0(M'_2+M'_3)\xi_п,$$
$$C'_2=M'_3,$$
$$C'_3=M'_5-\operatorname{ctg}\theta_0M'_6\xi_п,$$
$$C'_4=M'_6.$$

Выше в случае зеркал с совмещенными двумерными электрическим и магнитным полями был сделан вывод о сохранении качества фокусировки для любой точки широкого источника, если выходящие из него частицы движутся в средней плоскости поля. Полученные в разделе 2 формулы дают возможность рассчитать искажения изображения, связанные с выходом частиц из этой плоскости.

В заключение отметим, что методика, изложенная в данной работе для случая, когда частицы движутся вблизи средней плоскости двумерных электрических и магнитных полей, может быть использована и для исследования электронно-оптических систем с двумерным полем без средней плоскости. Она может применяться и для электронно-оптических систем с другим типом симметрии (например, трансаксиальных систем, систем с коническими полями [6]).

Список литературы

[1] *Стэррок П. А.* Статическая и динамическая электронная оптика. М.: ИЛ, 1958. 287 с.
[2] *Гринберг Г. А.* Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.; Л., 1948. 727 с.
[3] *Вандакуров Ю. В.* // ЖТФ. 1956. Т. 26. Вып. 11. С. 2578—2594.
[4] *Карецкая С. П., Сайченко Н. Ю.* // Тез. докл. X Всесоюз. семинара по методам расчета ЭОС. Львов, 1990. С. 69.
[5] *Кельман В. М., Карецкая С. П., Федулина Л. В., Якушев Е. М.* Электронно-оптические элементы призменных спектрометров заряженных частиц. Алма-Ата, 1979. 232 с.
[6] *Кельман В. М., Родникова И. В., Секунова Л. М.* Статические масс-спектрометры. Алма-Ата, 1985. 264 с.

Институт ядерной физики АН КазССР
Алма-Ата

Поступило в Редакцию
12 декабря 1990 г.