

Šiuolaikinių kineskopų magnetinio kreipimo sistemų aberacijų matematinis modelis

O. Zimarinas

Elektronikos inžinerijos katedra, Kauno technologijos universitetas,

Studentų g. 50, LT-51368 Kaunas, Lietuva, tel. +370 37 300523, el.paštas Olegas.Zimarinas@ktu.lt

Ivadas

Sparčiai vystantis elektronikos pramonei keliami nauji reikalavimai vaizdo atkūrimo prietaisams. Šiuo metų kineskopai yra plačiausiai naudojami šios paskirties prietaisai, ypač spalvotam vaizdui atkurti. Nors intensyviai kuriamos naujos technologijos, pavyzdžiui, skystųjų kristalų (LCD) ir plazminiai ekranai (PDP), akivaizdu, kad klasikiniai kineskopai vyraus rinkoje dar daug metų.

Kineskopų vaizdo atkūrimo kokybę daugeliu atvejų lemia magnetinio kreipimo sistemų netobulumas – aberacijos. Todėl išlieka aktuali magnetinio kreipimo sistemų aberacijų mažinimo problema [1,2].

Tradicinė kreipimo sistemų aberacijų teorija taikytina, kai elektronų spindulio kreipimo kampas $\delta \approx tg\delta$, tai yra $\delta \leq 45^\circ$. Šiuolaikiniams kineskopams ši sąlyga negalioja. Todėl tikslinga išanalizuoti ir pagrįsti galimus šios problemos sprendimo matematinius metodus ir sudaryti magnetinio kreipimo sistemų aberacijų matematinį modelį, kurį vėliau būtų galima realizuoti kompiuterinėje programoje.

Darbinė koordinačių sistema (u, v, w)

Vienas iš galimų problemos sprendimo metodų – pasinaudoti kreivosios optinės ašies teorija, taikoma nagrinėjant masės spektrometrus. Defokusavimo efektas tokios optinės ašies atžvilgiu gaunamas skleidžiant kreipimo lauką optinės ašies aplinkoje. Nagrinėjant kineskopų kreipimo sistemų aberacijas, optine ašimi natūralu laikyti elektronų pluošto centrinę trajektoriją, kurią galima surasti žinomais skaitmeniniais metodais. Taip galima apibrėžti kreivinių koordinačių sistemą, kuri juda išilgai centrinės trajektorijos. Centrinė elektronų pluošto trajektorija pavaizduota 1 pav.

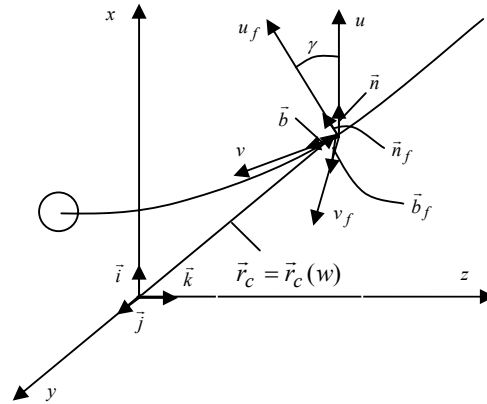
Centrinę trajektoriją aprašysime spindulių vektoriumi:

$$\vec{r}_c(w) = x_c(w)\vec{i} + y_c(w)\vec{j} + z_c(w)\vec{k}; \quad (1)$$

čia

$$w = \int_{z_0}^z \sqrt{1 + x'^2(z) + y'^2(z)} dz; \quad (2)$$

w – centrinės trajektorijos ilgis, kai z kinta nuo z_0 iki z ($x = x(z), y = y(z)$) – trajektorijos koordinatės dekartinėje koordinačių sistemoje (x, y, z)).



1 pav. Centrinė elektronų pluošto trajektorija

Yra žinoma, kad kiekvieną erdvinės kreivės tašką atitinka vienietinių vektorių sistema (Frenė triada) $(\vec{t}_f, \vec{n}_f, \vec{b}_f)$ [3]:

$$\begin{cases} \vec{t}_f = r'_c; \\ \vec{n}_f = R r''_c = \frac{1}{K} r''_c; \\ \vec{b}_f = \vec{t}_f \times \vec{n}_f. \end{cases} \quad (3)$$

Diferencialinių lygčių sistema, aprašanti Frenė triadą:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{t}_f}{dw} = K\vec{n}_f, \frac{d\vec{n}_f}{dw} = -K\vec{t}_f + \tau\vec{b}_f, \frac{d\vec{b}_f}{dw} = -\tau\vec{n}_f; \\ K = \frac{1}{R} = |r'_c \times r''_c|; \\ \tau = \frac{1}{T} = \frac{(r'_c \times r''_c) \cdot r'''_c}{|r'_c \times r''_c|^2}. \end{cases} \quad (4)$$

Koordinacių sistemoje (u_f, v_f, w) bet koks vektorius $\vec{r}(u_f, v_f, w)$ gali būti išreikštas taip:

$$\vec{r} = \vec{r}_c + u_f \vec{n}_f + v_f \vec{b}_f. \quad (5)$$

Nesunku įsitikinti, kad tokia koordinacių sistema bendroju atveju nėra ortogonalė, nes

$$\frac{\partial \vec{r}}{\partial u_f} = \vec{n}_f, \frac{\partial \vec{r}}{\partial v_f} = \vec{b}_f, \frac{\partial \vec{r}}{\partial w} = \vec{t}_f + u_f (K\vec{t}_f + \vec{t}_f) - v_f \vec{m}_f \quad (6)$$

ir

$$\frac{\partial \vec{r}}{\partial u_f} \cdot \frac{\partial \vec{r}}{\partial w} \neq 0, \frac{\partial \vec{r}}{\partial v_f} \cdot \frac{\partial \vec{r}}{\partial w} \neq 0, \quad (6a)$$

kai $\tau \neq 0$.

Apibrėžkime darbinę koordinacių sistemą (u, v, w) (1 pav.), kuri yra pasukta sistemos (u_f, v_f, w) atžvilgiu kampu γ [4]:

$$\gamma(w) = \int_{w_0}^w \tau(w) dw, \quad (7)$$

$$\begin{cases} \vec{n} = \vec{n}_f \cos \gamma - \vec{b}_f \sin \gamma; \\ \vec{b} = \vec{n}_f \sin \gamma + \vec{b}_f \cos \gamma; \\ \vec{t} = \vec{t}_f. \end{cases} \quad (8)$$

Tokioje koordinacių sistemoje vektorius $\vec{r}(u, v, w)$ išreiškiamas taip:

$$\vec{r} = \vec{r}_c + u\vec{n} + v\vec{b}. \quad (9)$$

Darbinė koordinacių sistema yra ortogonalė, nes

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{r}}{\partial u} = \vec{n}_f \cos \gamma - \vec{b}_f \sin \gamma; \\ \frac{\partial \vec{r}}{\partial v} = \vec{n}_f \sin \gamma + \vec{b}_f \cos \gamma; \\ \frac{\partial \vec{r}}{\partial w} = (1 - uK \cos \gamma - vK \sin \gamma) \vec{t} \end{cases} \quad (10)$$

ir

$$\frac{\partial \vec{r}}{\partial u} \cdot \frac{\partial \vec{r}}{\partial v} = \frac{\partial \vec{r}}{\partial u} \cdot \frac{\partial \vec{r}}{\partial w} = \frac{\partial \vec{r}}{\partial v} \cdot \frac{\partial \vec{r}}{\partial w} = 0. \quad (10a)$$

Sistemos Lamė koeficientai [3] išreiškiami taip:

$$\begin{cases} h_u = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial u} \right| = 1, h_v = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial v} \right| = 1; \\ h_w = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial w} \right| = 1 - uK \cos \gamma - vK \sin \gamma. \end{cases} \quad (11)$$

Taigi visos vektorinės operacijos turi būti išreikštos naujoje darbinėje koordinacių sistemoje, kuri juda kartu su centre trajektorija.

Vektorinis potencialas

Lagranžo funkcija F (31) priklauso nuo magnetinio lauko vektorinio potencialo \vec{A} [4]. Nustatysime ryšį tarp vektorinio potencialo \vec{A} ir magnetinio lauko indukcijos \vec{B} darbinėje koordinacių sistemoje (u, v, w) .

Magnetinio lauko indukcija turi tenkinti sąlygą [3]

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A}. \quad (12)$$

Įvertinus Lamė koeficientus h_u, h_v, h_w (11),

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{A} &= \frac{1}{h_w} \begin{vmatrix} \vec{n} & \vec{b} & h_w \vec{t} \\ \frac{\partial}{\partial u} & \frac{\partial}{\partial v} & \frac{\partial}{\partial w} \\ A_u & A_v & h_w A_w \end{vmatrix} = \\ &= \frac{1}{h_w} \left\{ \vec{n} \left(\frac{\partial}{\partial v} (h_w A_w) - \frac{\partial}{\partial w} A_v \right) + \vec{b} \left(\frac{\partial}{\partial w} A_u - \frac{\partial}{\partial u} (h_w A_w) \right) + \right. \\ &\quad \left. + h_w \vec{t} \left(\frac{\partial}{\partial u} A_v - \frac{\partial}{\partial v} A_u \right) \right\}. \end{aligned} \quad (12a)$$

Iš (12) sąlygos išreiškiame:

$$\begin{cases} B_u = \frac{1}{h_w} \left\{ \frac{\partial}{\partial v} (h_w A_w) - \frac{\partial}{\partial w} A_v \right\}; \\ B_v = \frac{1}{h_w} \left\{ \frac{\partial}{\partial w} A_u - \frac{\partial}{\partial u} (h_w A_w) \right\}; \\ B_w = \frac{\partial}{\partial u} A_v - \frac{\partial}{\partial v} A_u. \end{cases} \quad (13)$$

Ieškosime sistemos (13) sprendinio, darydami leistinus supaprastinimus [3]. Tarkim, kad $A_u = 0$. Tuomet (13) sistema supaprastėja:

$$B_u = \frac{1}{h_w} \left(\frac{\partial}{\partial v} (h_w A_w) - \frac{\partial}{\partial w} A_v \right), \quad (14)$$

$$B_v = -\frac{1}{h_w} \frac{\partial}{\partial u} (h_w A_w), \quad (15)$$

$$B_w = \frac{\partial}{\partial u} A_v. \quad (16)$$

Iš (15) ir (16) lygčių gausime:

$$A_v = \int_0^u B_w(u, v, w) du, \quad (17)$$

$$A_w = -\frac{1}{h_w} \int_0^u h_w B_v(u, v, w) du + \frac{C(v, w)}{h_w}. \quad (18)$$

(17) ir (18) išraiškos tenkina antrąją ir trečiąją (13) sistemos lygtį. Funkciją $C(v, w)$ reikia parinkti taip, kad būtų tenkinama ir pirmoji (13) sistemos lygtis. Nuosekliai atlikdami pertvarkymus, gausime:

$$\frac{\partial}{\partial w} A_v = \int_0^u \frac{\partial}{\partial w} B_w du, \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial v} (h_w A_w) = \frac{\partial C(v, w)}{\partial v} - \int_0^u \frac{\partial}{\partial v} (h_w B_v) du, \quad (20)$$

$$B_u = \frac{1}{h_w} \left(\frac{\partial C(v, w)}{\partial v} - \int_0^u \frac{\partial}{\partial v} (h_w B_v) du - \int_0^u \frac{\partial}{\partial w} B_w du \right), \quad (21)$$

$$\frac{\partial C(v, w)}{\partial v} = h_w B_u + \int_0^u \frac{\partial}{\partial v} (h_w B_v) du + \int_0^u \frac{\partial}{\partial w} B_w du. \quad (22)$$

Išraiškos (22) dešinioji pusė turi nepriklausyti nuo u , todėl galime tarti, kad $u = 0$ ir

$$C(v, w) = \int_0^v (h_w B_u)_{u=0} dv.$$

Taigi ieškomas ryšys tarp vektorių \vec{A} ir \vec{B} išreiškiamas taip:

$$\left\{ \begin{array}{l} A_u = 0; \\ A_v = \int_0^u B_w(u, v, w) du; \\ A_w = -\frac{1}{h_w} \int_0^u h_w B_v(u, v, w) du + \\ + \frac{1}{h_w} \int_0^v h_w(0, v, w) B_u(0, v, w) dv. \end{array} \right. \quad (23)$$

Vektorinio potencialo dedamųjų A_v ir A_w išraiškos pateiktos 1 lentelėje.

Magnetinis laukas

Magnetinio kreipimo sistemų kuriamo magnetinio lauko modeliavimo klausimai gana nuodugnai išnagrinėti. Tarkime, kad dekartinėje koordinačių sistemoje (x, y, z) magnetinis laukas yra žinomas:

$$\vec{B}(x, y, z) = B_x(x, y, z)\vec{i} + B_y(x, y, z)\vec{j} + B_z(x, y, z)\vec{k}. \quad (24)$$

Tipinė elektroninės optikos koncepcija remiasi magnetinio lauko skleidimu laipsnine eilute darbinėje koordinačių sistemoje (u, v, w) :

$$\left\{ \begin{array}{l} B_u(u, v, w) = B_u^{00}(w) + B_u^{10}(w)u + B_u^{01}(w)v + \\ + B_u^{20}(w)u^2 + B_u^{11}(w)uv + B_u^{02}(w)v^2 + \dots; \\ B_v(u, v, w) = B_v^{00}(w) + B_v^{10}(w)u + B_v^{01}(w)v + \\ + B_v^{20}(w)u^2 + B_v^{11}(w)uv + B_v^{02}(w)v^2 + \dots; \\ B_w(u, v, w) = B_w^{00}(w) + B_w^{10}(w)u + B_w^{01}(w)v + \\ + B_w^{20}(w)u^2 + B_w^{11}(w)uv + B_w^{02}(w)v^2 + \dots \end{array} \right. \quad (25)$$

Nustatysime ryšį tarp (25) ir (24) magnetinio lauko komponentei B_u . Analogiškai randamos komponentės B_v, B_w :

$$B_u^{00}(w) = B_u(u, v, w)|_{u=0, v=0} = (B_x n_x + B_y n_y + B_z n_z)_{x_c, y_c, z_c} = B_x^{00} n_x + B_y^{00} n_y + B_z^{00} n_z, \quad (26)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_u^{10}(w) = \frac{\partial B_u}{\partial u} \Big|_{u=0, v=0}, B_u^{01}(w) = \frac{\partial B_u}{\partial v} \Big|_{u=0, v=0}; \\ B_u^{20}(w) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 B_u}{\partial u^2} \Big|_{u=0, v=0}, B_u^{02}(w) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 B_u}{\partial v^2} \Big|_{u=0, v=0}; \\ B_u^{11}(w) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 B_u}{\partial u \partial v} \Big|_{u=0, v=0} \end{array} \right. ; \quad (27)$$

$$B_u^{10}(w) = B_x^{10} n_x + B_y^{10} n_y + B_z^{10} n_z, \quad (28)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_x^{10} = \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} n_x + \frac{\partial B_x}{\partial y} n_y + \frac{\partial B_x}{\partial z} n_z \right)_{x_c, y_c, z_c}; \\ B_y^{10} = \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} n_x + \frac{\partial B_y}{\partial y} n_y + \frac{\partial B_y}{\partial z} n_z \right)_{x_c, y_c, z_c}; \\ B_z^{10} = \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} n_x + \frac{\partial B_z}{\partial y} n_y + \frac{\partial B_z}{\partial z} n_z \right)_{x_c, y_c, z_c}. \end{array} \right. \quad (29)$$

Tokiu pat būdu iš (25) gausime:

$$\left\{ \begin{array}{l} B_u^{kl} = B_x^{kl} n_x + B_y^{kl} n_y + B_z^{kl} n_z; \\ B_v^{kl} = B_x^{kl} b_x + B_y^{kl} b_y + B_z^{kl} b_z; \\ B_w^{kl} = B_x^{kl} x'_c + B_y^{kl} y'_c + B_z^{kl} z'_c; \end{array} \right. \quad (30)$$

čia $k, l = 0, 1, 2$.

Panašias išraiškas galima užrašyti ir koeficientams $B_y^{00}, B_y^{10}, \dots, B_z^{02}$, pakeičiant B_x į B_y ir B_z . Skaičiavimo formulės pateiktos 1 lentelėje.

Elektrono judesio lygtys darbinėje koordinačių sistemoje (u, v, w)

Elektrono judesys magnetiniame lauke dekartinėje koordinačių sistemoje (x, y, z) išreiškiamas Eulerio ir Lagranžo lygtimis [4]:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{\partial F}{\partial x'} \right) - \frac{\partial F}{\partial x} = 0, \quad \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial F}{\partial y'} \right) - \frac{\partial F}{\partial y} = 0; \quad (31)$$

F -Lagranžo funkcija:

$$F(x, y, x', y', z) = \sqrt{\frac{2e}{m}} u_0 \cdot \sqrt{1 + x'^2 + y'^2} - \frac{e}{m} (A_x(x, y, z)x' + A_y(x, y, z)y' + A_z(x, y, z)), \quad (32)$$

čia $e = 1,6021917 \cdot 10^{-19} C$ – elektrono krūvis; $m = 9,109558 \cdot 10^{-31} kg$ – elektrono masė; u_0 – elektrinio lauko potencialas.

1 lentelė. Formulės magnetiniam laukui skaičiuoti

$n_x(w)$	$R(x'_c \text{Cos} \gamma - (y'_c z'_c - z'_c y'_c) \text{Sin} \gamma)$	B_x^{00}	$(B_x)_{x_c y_c z_c}$
$n_y(w)$	$R(y'_c \text{Cos} \gamma - (z'_c x'_c - x'_c z'_c) \text{Sin} \gamma)$	B_x^{10}	$(\frac{\partial B_x}{\partial x} n_x + \frac{\partial B_x}{\partial y} n_y + \frac{\partial B_x}{\partial z} n_z)_{x_c y_c z_c}$
$n_z(w)$	$R(z'_c \text{Cos} \gamma - (x'_c y'_c - y'_c x'_c) \text{Sin} \gamma)$	B_x^{01}	$(\frac{\partial B_x}{\partial x} b_x + \frac{\partial B_x}{\partial y} b_y + \frac{\partial B_x}{\partial z} b_z)_{x_c y_c z_c}$
$b_x(w)$	$R((y'_c z'_c - z'_c y'_c) \text{Cos} \gamma + x''_c \text{Sin} \gamma)$	B_x^{20}	$\frac{1}{2} (\frac{\partial^2 B_x}{\partial x^2} n_x^2 + \frac{\partial^2 B_x}{\partial y^2} n_y^2 + \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} n_z^2 + 2 \frac{\partial^2 B_x}{\partial x \partial y} n_x n_y +$ $+ 2 \frac{\partial^2 B_x}{\partial x \partial z} n_x n_z + 2 \frac{\partial^2 B_x}{\partial y \partial z} n_y n_z)_{x_c y_c z_c}$
$b_y(w)$	$R((z'_c z'_c - x'_c z'_c) \text{Cos} \gamma + y''_c \text{Sin} \gamma)$	B_x^{11}	$((\frac{\partial^2 B_x}{\partial x^2} b_x + \frac{\partial^2 B_x}{\partial x \partial y} b_y + \frac{\partial^2 B_x}{\partial x \partial z} b_z) n_x + (\frac{\partial^2 B_x}{\partial x \partial y} b_x + \frac{\partial^2 B_x}{\partial y^2} b_y$ $+ \frac{\partial^2 B_x}{\partial y \partial z} b_z) n_y + (\frac{\partial^2 B_x}{\partial x \partial z} b_x + \frac{\partial^2 B_x}{\partial y \partial z} b_y + \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} b_z) n_z)_{x_c y_c z_c}$
$b_z(w)$	$R((x'_c y'_c - y'_c x'_c) \text{Cos} \gamma + z''_c \text{Sin} \gamma)$	B_x^{02}	$\frac{1}{2} (\frac{\partial^2 B_x}{\partial x^2} b_x^2 + \frac{\partial^2 B_x}{\partial y^2} b_y^2 + \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} b_z^2 + 2 \frac{\partial^2 B_x}{\partial x \partial y} b_x b_y +$ $+ 2 \frac{\partial^2 B_x}{\partial x \partial z} b_x b_z + 2 \frac{\partial^2 B_x}{\partial y \partial z} b_y b_z)_{x_c y_c z_c}$
$\tau(w)$	$\frac{(y'_c z'_c - z'_c y'_c) x''_c + (z'_c x'_c - x'_c z'_c) y''_c + (x'_c y'_c - y'_c x'_c) z''_c}{(y'_c z'_c - z'_c y'_c)^2 + (z'_c x'_c - x'_c z'_c)^2 + (x'_c y'_c - y'_c x'_c)^2}$	$R(w)$	$\frac{1}{\sqrt{(y'_c z'_c - z'_c y'_c)^2 + (z'_c x'_c - x'_c z'_c)^2 + (x'_c y'_c - y'_c x'_c)^2}}$
A_v	$B_w^{00} u + \frac{1}{2} B_w^{10} u^2 + B_w^{01} uv + \frac{1}{3} B_w^{20} u^3 + \frac{1}{2} B_w^{11} u^2 v + B_w^{02} uv^2 + \dots$	A_w	$-B_v^{00} u + B_u^{00} v - \frac{1}{2} (B_v^{10} + \frac{\text{Cos} \gamma}{R} B_v^{00}) u^2 - (B_v^{01} - \frac{\text{Cos} \gamma}{R} B_u^{00}) \cdot$ $uv + \frac{1}{2} (B_u^{01} + \frac{\text{Sin} \gamma}{R} B_u^{00}) v^2 - (\frac{1}{2} \frac{\text{Cos}^2 \gamma}{R^2} B_v^{00} + \frac{1}{6} \frac{\text{Cos} \gamma}{R} B_v^{10} +$ $+ \frac{1}{3} B_v^{20}) u^3 - (\frac{1}{2} B_v^{11} + \frac{1}{2} \frac{\text{Cos} \gamma}{R} B_v^{01} + \frac{1}{2} \frac{\text{Cos} \gamma \text{Sin} \gamma}{R^2} B_v^{00} -$ $- \frac{\text{Cos}^2 \gamma}{R^2} B_u^{00}) u^2 v - (B_v^{02} - \frac{1}{2} \frac{\text{Cos} \gamma}{R} B_u^{01} - \frac{3}{2} \frac{\text{Cos} \gamma \text{Sin} \gamma}{R^2} B_u^{00}) \cdot$ $\cdot uv^2 + (\frac{1}{2} \frac{\text{Sin}^2 \gamma}{R^2} B_u^{00} + \frac{1}{6} \frac{\text{Sin} \gamma}{R} B_u^{01} + \frac{1}{3} B_u^{02}) v^3 + \dots$

Įvertinus Lamè koeficientus (11), darbinėje koordinatinių sistemoje (u, v, w) judesio lygtis galima išreikšti taip:

$$\frac{d}{dw} \left(\frac{\partial F}{\partial u'} \right) - \frac{\partial F}{\partial u} = 0, \quad \frac{d}{dw} \left(\frac{\partial F}{\partial v'} \right) - \frac{\partial F}{\partial v} = 0; \quad (33)$$

čia

$$F = \sqrt{u'^2 + v'^2} + \left(1 - \frac{\text{Cos} \gamma}{R} u - \frac{\text{Sin} \gamma}{R} v \right)^2 -$$

$$- \frac{\eta}{\sqrt{u_0}} (A_u u' + A_v v' + A_w (1 - \frac{\text{Cos} \gamma}{R} u - \frac{\text{Sin} \gamma}{R} v)), \quad (34)$$

$$\eta = \sqrt{\frac{e}{2m}}.$$

Išskleisime Lagranžo funkciją F (34) laipsnine eilute, įvertindami A_v, A_w išraiškas, pateiktas 1 lentelėje:

$$F = F_0 + F_1 + F_2 + \dots, \quad (35)$$

$$\begin{cases} F_0 = 1; \\ F_1 = \left(\frac{\eta}{\sqrt{u_0}} B_v^{00} - \frac{\text{Cos}\gamma}{R} \right) u - \left(\frac{\eta}{\sqrt{u_0}} B_u^{00} + \frac{\text{Sin}\gamma}{R} \right) v; \\ F_2 = \frac{\eta}{2\sqrt{u_0}} (B_v^{10} - \frac{\text{Cos}\gamma}{R} B_v^{00}) u^2 + \frac{\eta}{\sqrt{u_0}} (B_v^{01} - \frac{\text{Sin}\gamma}{R} B_v^{00}) uv - \\ - \frac{\eta}{2\sqrt{u_0}} (B_u^{01} - \frac{\text{Sin}\gamma}{R} B_u^{00}) v^2 - \frac{\eta}{\sqrt{u_0}} B_w^{00} uv' + \frac{1}{2} u'^2 + \frac{1}{2} v'^2. \end{cases} \quad (36)$$

Iš (34) ir (36) matome, kad Lagranžo funkcijos F aproksimacija sutrumpinta eilute

$$F = F_0 + F_1 \quad (37)$$

aprašo centrinės trajektorijos sąlygą:

$$\begin{cases} \frac{\eta}{\sqrt{u_0}} B_v^{00} = \frac{\text{Cos}\gamma}{R}; \\ \frac{\eta}{\sqrt{u_0}} B_u^{00} = -\frac{\text{Sin}\gamma}{R}. \end{cases} \quad (38)$$

Kitas priartėjimas

$$F = F_0 + F_1 + F_2 \quad (39)$$

išreiškia paraksialinį modelį ir sąlygoja gausinės trajektorijos lygtis centrinės trajektorijos aplinkoje:

$$\begin{cases} u'' + fv' + g_1 u - g_2 v = 0; \\ v'' - fu' - h_1 u + h_2 v = 0; \end{cases} \quad (40)$$

čia

$$\begin{cases} f = \frac{\eta}{\sqrt{u_0}} B_u^{00}; \\ g_1 = \frac{\eta}{\sqrt{u_0}} \left(\frac{\eta}{\sqrt{u_0}} B_v^{00^2} - B_v^{10} \right); \\ g_2 = \frac{\eta}{\sqrt{u_0}} \left(\frac{\eta}{\sqrt{u_0}} B_u^{00} B_v^{00} + B_v^{01} \right); \\ h_1 = \frac{\eta}{\sqrt{u_0}} \left(\frac{\eta}{\sqrt{u_0}} B_u^{00} B_v^{00} - B_u^{10} \right); \\ h_2 = \frac{\eta}{\sqrt{u_0}} \left(\frac{\eta}{\sqrt{u_0}} B_u^{00^2} + B_u^{01} \right). \end{cases} \quad (41)$$

Sutrauksime antrosios eilės tiesinių diferencialinių lygčių sistemą (40) į pirmos eilės tiesinių diferencialinių lygčių sistemą. Pažymėkime:

$$\xi_1 = u, \xi_2 = u', \xi_3 = v, \xi_4 = v'. \quad (42)$$

Tuomet lygčių sistemą (40) užrašysime taip:

$$\begin{cases} \xi_1' = \xi_2; \\ \xi_2' = -g_1 \xi_1 + g_2 \xi_3 - f \xi_4; \\ \xi_3' = \xi_4; \\ \xi_4' = h_1 \xi_1 + f \xi_2 - h_2 \xi_3. \end{cases} \quad (43)$$

Bendruoju atveju sistemą (43) galima išspręsti skaitmeniniais metodais ir surasti keturis nepriklausomus

sprendinius $(S = 1, 2, 3, 4) \xi_1^{(S)}, \xi_2^{(S)}, \xi_3^{(S)}, \xi_4^{(S)}$, kurie tenkina pradines sąlygas (2 lentelė).

2 lentelė. Pradinės sąlygos

S	$\xi_1^{(S)} = u^{(S)}$	$\xi_2^{(S)} = u'^{(S)}$	$\xi_3^{(S)} = v^{(S)}$	$\xi_4^{(S)} = v'^{(S)}$
1	1	0	0	0
2	0	1	0	0
3	0	0	1	0
4	0	0	0	1

Diferencialinių lygčių sistemos (43) sprendinį tenkinantį pradines sąlygas

$$u(0) = u_0, u'(0) = u'_0, v(0) = v_0, v'(0) = v'_0, \quad (44)$$

užrašysime taip:

$$\begin{cases} u(w) = u_0 u^{(1)} + u'_0 u^{(2)} + v_0 u^{(3)} + v'_0 u^{(4)}; \\ v(w) = u_0 v^{(1)} + u'_0 v^{(2)} + v_0 v^{(3)} + v'_0 v^{(4)}. \end{cases} \quad (45)$$

Paraksialinio priartėjimo aberacija

Pasinaudodami elektrono judesio lygtimis (45), rasime elektronų pluošto $r(0) = r_0$ aberacinę figūrą. Užrašysime sistemos (45) pradines sąlygas:

$$u_0 = r_0 \text{Cos}\varphi, v_0 = r_0 \text{Sin}\varphi, u'_0 = \frac{r'_0}{L} \text{Cos}\varphi, v'_0 = \frac{r'_0}{L} \text{Sin}\varphi; \quad (46)$$

čia L - atstumas nuo prožektoriaus iki ekrano, φ - elektrono polinis kampas. Tokiu atveju sistemą (45) galima išreikšti taip:

$$\begin{cases} u(w_e) = r_0 (a \text{Cos}\varphi + b \text{Sin}\varphi), \\ v(w_e) = r_0 (c \text{Cos}\varphi + d \text{Sin}\varphi); \end{cases} \quad (47)$$

čia

$$a = u^{(1)}(w_e) + \frac{u^{(2)}(w_e)}{L}, b = u^{(3)}(w_e) + \frac{u^{(4)}(w_e)}{L}, \quad (48)$$

$$c = v^{(1)}(w_e) + \frac{v^{(2)}(w_e)}{L}, d = v^{(3)}(w_e) + \frac{v^{(4)}(w_e)}{L}, \quad (49)$$

čia w_e - centrinės trajektorijos ilgis nuo prožektoriaus iki ekrano. Iš (47) pašalinsime parametą φ ir surasime aberacinės figūros kvadratinę formą:

$$Au^2 + Cv^2 + 2Buv = H; \quad (50)$$

čia

$$A = c^2 + d^2, B = -(bd + ac), C = a^2 + b^2, H = r_0^2 (ad - bc)^2.$$

Formos (50) būdingieji skaičiai:

$$\lambda_{1,2} = (A + C \pm \sqrt{(A + C)^2 - 4(AC - B^2)}) / 2. \quad (51)$$

Kaip matome, aberacinė figūra yra elipsė su pusašiais $\sqrt{H/\lambda_1}$ ir $\sqrt{H/\lambda_2}$ [5].

Išvados

1. Šiuo metu kineskopai yra plačiausiai naudojami prietaisai vaizdo atkūrimo technikoje, nors intensyviai kuriamos ir naujos perspektyvios LCD ir PDP technologijos.

2. Darbe išanalizuoti kineskopų magnetinio kreipimo sistemų netobulumų (aberacijų) matematinio modeliavimo klausimai. Pateiktos ir pagrastos visos aberacijų kompiuteriniam modeliavimui būtinos ir pakankamos matematinės išraiškos: magnetinio kreipimo lauko, vektorinio potencialo, elektrono judesio, kreipimo aberacijų.

3. Parodyta, kad paraksialiniame priartėjime aberacijos pasireiškia kaip astigmatizmas, o aberacinė figūra aprašoma elipsės lygtimi. Pateikta metodika

nesunkiai pritaikoma aukštesniųjų eilių aberacijoms modeliuoti ir patogi realizuoti kompiuteriu.

Literatūra

1. **Hawkes P.W.** Principles of Electron Optics. – London: Academic Press, 1989. – 352 p.
2. **Ximen J., Liu Z.** Third-order geometric aberrations in Glaser's bell-shaped magnetic lens for object magnetic immersion // Optic. 2000. – Vol. 111, Issue 8. ISSN: 0030-4026 – P. 355–358.
3. **Лантев Г.Ф.** Элементы векторного исчисления. – М.: Наука, 1975. – 336 с.
4. **Rudolf G.E.Hutter.** Deflection defocusing effects in Cathode-Ray tubes at large deflection angles // IEEE transactions on electron devices. 1970. – Vol. 17, No. 12. – P. 1022-1031.
5. **Ефимов Н.В.** Квадратичные формы и матрицы. – М.: Наука, 1972. – 160 с.

Pateikta spaudai 2004 05 02

O. Zimarinas. Šiuolaikinių kineskopų magnetinio kreipimo sistemų aberacijų matematinis modelis // Elektronika ir elektrotechnika. – Kaunas: Technologija, 2004. – Nr. 7(56). – P. 43–48.

Sparčiai vystantis elektronikos pramonei, keliami nauji reikalavimai vaizdo atkūrimo prietaisams. Šiuo metų kineskopai yra plačiausiai naudojami šios paskirties prietaisai, ypač spalvotam vaizdai atkurti. Nors intensyviai kuriamos naujos technologijos, pavyzdžiui, skystųjų kristalų (LCD) ir plazminiai ekranai (PDP), akivaizdu, kad klasikiniai kineskopai vyraus rinkoje dar daug metų.

Klasikinė magnetinio kreipimo sistemų aberacijų teorija šiuolaikiniais kineskopams netinka dėl didelių elektronų spindulio kreipimo kampų $\delta > 45^\circ$. Analizuojami šiuolaikinių kreipimo sistemų matematinio modeliavimo aspektai. Pateiktos ir pagrastos aberacijoms modeliuoti reikalingos matematinės išraiškos. Siūlomas modelis remiasi kreivos optinės ašies teorija. Parodyta, kad pradiniame paraksialiniame priartėjime kreipimo aberacijos pasireiškia kaip astigmatizmas. Pateikta metodika nesunkiai pritaikoma aukštesnės eilės aberacijoms modeliuoti. Il.1, bibl.5 (lietuvių kalba; santraukos lietuvių, anglų ir rusų k.).

O. Zimarin. Modern Cathode-Ray Tubes (CRT) Magnetic Deflection Systems Aberrations Mathematical Model // Electronics and Electrical engineering – Kaunas: Technologija, 2004. - No. 7(56). – P. 43–48.

Rapid and continuous electronic industry development creates higher standards for image reproduction devices, from which cathode ray tubes (CRT) are currently most widely used, especially in reproduction of color images. Despite the intensive development of new technologies, like liquid crystal displays (LCD) and plasma displays (PDP), it is obvious that classic CRT will dominate in the market in many years to come.

Due to large electron beam deflection angles $\delta > 45^\circ$, the application of conventional magnetic deflection systems aberrations theory to modern CRT is not accurate. Article analyzes mathematical modelling aspects of modern deflection systems. Provided and substantiated the mathematical formulas required for aberrations modelling. The proposed model is based on curvilinear optical axis theory. Demonstrated that paraxial approach to deflection aberrations appears as astigmatism. Given method can be easily extended to higher level aberrations modelling. Ill. 1, bibl. 5 (in Lithuanian; summaries in Lithuanian, English and Russian.).

O. Зимарин. Математическая модель aberrаций магнитных отклоняющих систем современных кинескопов // Электроника и электротехника. – Каунас: Технология, 2004. – №7(56). – P. 43–48.

Быстрое развитие электронной промышленности предъявляет повышенные требования к устройствам отображения видеoinформации. В настоящее время кинескопы являются наиболее распространенными приборами этого назначения, особенно для отображения цветной видеoinформации. Несмотря на интенсивное развитие новых технологий, таких как жидкие кристаллы (LCD) и плазменные экраны (PDP), очевидно, что традиционные кинескопы будут доминировать на рынке в течении многих лет.

Классическая теория aberrаций магнитных отклоняющих систем непригодна для исследования качества изображения современных кинескопов из-за больших углов отклонения $\delta > 45^\circ$ электронного луча. Анализируются аспекты математического моделирования современных магнитных отклоняющих систем. Предложены и обоснованы математические выражения, необходимые для моделирования aberrаций. Предлагаемая модель опирается на теорию криволинейной оптической оси. Показано, что в начальном параксильном приближении aberrации проявляются в виде астигматизма. Изложенная методика нетрудно распространяется на исследование aberrаций более высокого порядка. Ил. 1, библи. 5 (на литовском языке; рефераты на литовском, английском и русском яз.).