

Є. С. ДОРОЖОВСЬКИЙ, В. Г. КОСТЕНКО

### ЕЛІПТИЧНА ДИСТОРСІЯ ЕЛЕКТРОННОЇ ЛІНЗИ

В роботі [1] методом збурень було встановлено, що у випадку симетричної еліптичної дисторсії електронної лінзи поле потенціалу може бути зображене у вигляді

$$u(r, z, \theta) = u_0(r, z) + \lambda u_1(r, z) \cos 2\theta + O(\lambda^2), \quad (1)$$

де  $u_0(r, z)$  — розв'язок рівняння

$$\frac{\partial^2 u_0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_0}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_0}{\partial z^2} = 0 \quad (2)$$

зовні електродів  $l_1, l_2, l_3$  незбуреної осесиметричної лінзи, який задовольняє умови

$$u_0(r, z)|_{l_1, l_3} = 1, \quad u_0(r, z)|_{l_2} = 0, \quad \frac{\partial u_0(0, z)}{\partial r} = 0; \quad (3)$$

$u_1(r, z)$  — розв'язок рівняння

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} - \frac{4}{r^2} u_1 = 0, \quad (4)$$

який задовольняє умови

$$u_1(r, z)|_{l_1, l_3} = a_1 \frac{\partial u_0}{\partial n}, \quad u_1(r, z)|_{l_2} = a_2 \frac{\partial u_0}{\partial n}, \quad u_1(0, z) = 0; \quad (5)$$

$\lambda$  — параметр збурення;  $a_1$  і  $a_2$  — радіуси електродів  $l_1, l_3$  і  $l_2$  відповідно;  $n$  — зовнішня до поверхні електродів нормаль.

У випадку несиметричної еліптичної дисторсії досить ввести два параметри збурення, а для знаходження поля потенціалу такої лінзи потрібно буде розв'язати дві задачі для рівняння (4) з умовами вигляду (5).

У тій же роботі [1] була запропонована схема знаходження наближених розв'язків задач (2), (3) і (4), (5) з застосуванням методу прямих і спряжених. За цією схемою легко одержується поле потенціалу в аналітичній формі на окремих прямих, перпендикулярних до електродів лінзи. Але пізніше з'ясувалося, що таке поле потенціалу мало придатне для знаходження траєкторій руху електронів лінзи на ЕОМ.

Наведемо тепер схему знаходження наближених розв'язків задач (2), (3) і (4), (5), основу на використанні власних функцій диск-

ретного аргументу [2]. Остання приводить до одержання числового поля потенціалу, з якого легко знаходяться траєкторії руху електронів лінзи на ЕОМ.

Розглянемо, наприклад, задачу (4), (5). Розв'язок цієї задачі прямує до нуля на нескінченності, а тому в межах точності, яка вимагається, завжди можна підібрати такий паралелепіпед, одна грань якого проходить через вісь симетрії лінзи, а інші симетрично віддалені від лінзи настільки, що на них шукану функцію можна покласти рівною нулеві.

Граничні умови (5) виражаються через нормальну похідну потенціалу осесиметричної лінзи, яка має розрив при переході через електроди. Тому, природно, під  $\frac{\partial u_0}{\partial n}$  в умовах (5) розуміти граничні значення цієї нормальної похідної  $\frac{\partial u_0}{\partial n^-}$  і  $\frac{\partial u_0}{\partial n^+}$  при наближенні по нормалі до електродів відповідно знизу і зверху.

Отже, будемо шукати в прямокутнику  $D$  розв'язок рівняння

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} - \frac{4}{r^2} u_1 = 0, \quad (4)$$

який задовольняє умови

$$\begin{aligned} u_1(r_\alpha \pm 0, z) &= a_1 \frac{\partial u_0}{\partial n^\pm} \text{ на } l_1 \text{ і } l_3; \\ u_1(r_\beta \pm 0, z) &= a_2 \frac{\partial u_0}{\partial n^\pm} \text{ на } l_2; \\ u_1(r, z) &= 0 \text{ на } S, \end{aligned} \quad (5')$$

де  $r=r_\alpha$  і  $r=r_\beta$  — прямі, на яких лежать електроди  $l_1$ ,  $l_3$  і  $l_2$  відповідно;  $D$  — перетин раніше підбраного паралелепіпеда з площиною  $z, r$ ;  $S$  — границя  $D$  (рис. 1).

Замінюючи похідні кінцево-різницевиими відношеннями у вузлі  $z_i = z_0 + ih_1$ ,  $r_k = kh$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ;  $k = 1, \dots, \alpha - 1, \alpha + 1, \dots, \beta - 1, \beta + 1, \dots, m$ ) і позначаючи  $u_1(r_k, z_i) = u_{1i}(r_k)$ , одержимо з рівняння (4)

$$R \vec{u}_1(r_k) + \gamma^2 T \vec{u}_1(r_k) = 0, \quad (6)$$

де

$$\gamma = \frac{h}{h_1}, \quad R u_{1i}(r_k) = \left(1 + \frac{h}{r_k}\right) u_{1i}(r_{k+1}) - \left(2 + \frac{h}{r_k} + \frac{4h^2}{r_k^2}\right) u_{1i}(r_k) + u_{1i}(r_{k-1});$$

$$\vec{u}_1(r_k) = \begin{pmatrix} u_{11}(r_k) \\ \vdots \\ u_{1n}(r_k) \end{pmatrix}, \quad T = \begin{pmatrix} -2 & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 1 & -2 & 1 & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 & -2 \end{pmatrix}$$

Тому що  $T = P \Lambda P$ ,  $P = \sqrt{\frac{2}{n+1}} \left\| \sin \frac{ij\pi}{(n+1)} \right\|_{i,j=1}^n$ ,

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \lambda_1 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \lambda_n \end{pmatrix}, \quad \lambda_k = -4 \sin^2 \frac{k\pi}{2(n+1)}, \quad k = 1, 2, \dots, n,$$

то домножаючи (6) зліва на  $P$  і позначаючи  $P\vec{u}_1(r_k) = \vec{u}_1(r_k)$ , одержимо

$$\vec{R}u_1(r_k) + \gamma^2 \Lambda \vec{u}_1(r_k) = 0, \quad (7)$$

що після підстановки оператора  $R$  і  $r_k = kh$  дає

$$(k+1)\vec{u}_{1i}(r_{k+1}) - (2k^2 + k + 4)\vec{u}_{1i}(r_k) + k^2\vec{u}_{1i}(r_{k-1}) + \gamma^2 k^2 \lambda_i \vec{u}_{1i}(r_k) = 0, \quad (8)$$

( $i = 1, 2, \dots, n$ ), ( $k = 1, \dots, \alpha-1, \alpha+1, \dots, \beta-1, \beta+1, \dots, m$ ).

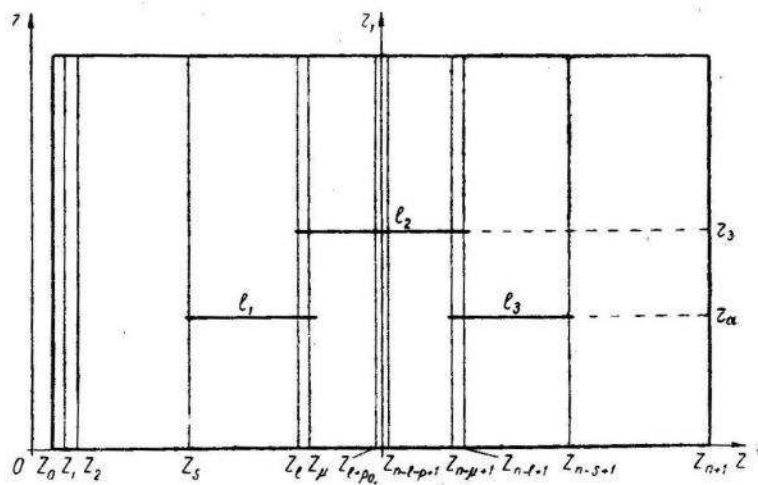


Рис. 1.

Розіб'ємо тепер прямокутник  $D$  прямими  $r = r_\alpha$  і  $r = r_\beta$  на частини  $D_1, D_2, D_3$  так, щоб в  $D_1$  увійшли нижні сторони поверхонь електродів  $l_1$  і  $l_3$ , в  $D_2$  — верхні сторони поверхонь електродів  $l_1, l_3$  та нижня сторона поверхні електроду  $l_2$ , в  $D_3$  — верхня сторона поверхні електроду  $l_2$ .

Позначимо тепер через  $q(r_\alpha, z)$  і  $q(r_\beta, z)$  стрибки функції  $u_1(r, z)$  у напрямі осі  $or$  на прямих  $r = r_\alpha$  і  $r = r_\beta$  відповідно, а через  $\sigma(r_\alpha, z)$  і  $\sigma(r_\beta, z)$  стрибки  $\frac{\partial u_1}{\partial r}$  у напрямі  $or$  на прямих  $r = r_\alpha$  і  $r = r_\beta$  відповідно, тобто

$$q(r_k, z) = u_1(r_k + 0, z) - u_1(r_k - 0, z) \quad (k = \alpha, \beta);$$

$$\sigma(r_k, z) = \left. \frac{\partial u_1}{\partial r} \right|_{r=r_k+0} - \left. \frac{\partial u_1}{\partial r} \right|_{r=r_k-0} \quad (k = \alpha, \beta). \quad (9)$$

Тоді, очевидно, згідно з попередніми позначеннями, покриттям області  $D$  сіткою прямих, симетричністю та постановкою задачі (4), (5), матимемо для  $k = \alpha, \beta$  стовпці

$$\vec{q}(r_\alpha) = (0, \dots, 0, q_\alpha(r_\alpha), \dots, q_\beta(r_\alpha), 0, \dots, 0, q_\mu(r_\alpha), \dots, q_s(r_\alpha), 0, \dots, 0);$$

$$\begin{aligned}\vec{q}(r_\beta) &= (0, \dots, 0, q_l(r_\beta), \dots, q_{l+p}(r_\beta), q_{l+p}(r_\beta), \dots, q_l(r_\beta), 0, \dots, 0); \\ \vec{\sigma}(r_\alpha) &= (0, \dots, 0, \sigma_s(r_\alpha), \dots, \sigma_\mu(r_\alpha), 0, \dots, 0, \sigma_\mu(r_\alpha), \dots, \sigma_s(r_\alpha), 0, \dots, 0); \\ \vec{\sigma}(r_\beta) &= (0, \dots, 0, \sigma_l(r_\beta), \dots, \sigma_{l+p}(r_\beta), \dots, \sigma_{l+p}(r_\beta), \dots, \sigma_l(r_\beta), 0, \dots, 0),\end{aligned}\quad (10)$$

причому ненульові елементи стовпців  $\vec{q}(r_k)$  для  $k=\alpha, \beta$  знайдуться за формулами

$$\vec{q}(r_k z) = a_\eta \left( \frac{\partial u_0}{\partial n^+} - \frac{\partial u_0}{\partial n^-} \right) \Big|_{r=r_k} \quad \eta = 1, 2, \quad (11)$$

при відомому розв'язку задачі (2), (3).

Якщо позначити через  $\tilde{q}(r_\alpha, z)$  і  $\tilde{q}(r_\beta, z)$  стрибки функції  $\tilde{u}_1(r, z)$ , а через  $\tilde{\sigma}(r_\alpha, z)$  і  $\tilde{\sigma}(r_\beta, z)$  стрибки  $\frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial r}$  при переході у напрямі осі  $or$  через прямі  $r=r_\alpha$  і  $r=r_\beta$ , то одержимо

$$\tilde{q}_i(r_k) = \sqrt{\frac{2}{n+1}} \sum_{j=1}^n \sin \frac{ij\pi}{n+1} q_j(r_k); \quad (k=\alpha, \beta) \quad (12)$$

$$\tilde{\sigma}_l(r_k) = \sqrt{\frac{2}{n+1}} \sum_{j=1}^n \sin \frac{ij\pi}{n+1} \sigma_j(r_k).$$

Отже, ми приходимо до такої задачі спряження: знайти розв'язки рівнянь (8) у вигляді

$$\tilde{u}_{1l}(r_k) = \begin{cases} \tilde{u}_{1l}^{(1)}(r_k) & 1 \leq k \leq \alpha - 1; \\ \tilde{u}_{1l}^{(2)}(r_k) & \alpha + 1 \leq k \leq \beta - 1; \\ \tilde{u}_{1l}^{(3)}(r_k) & \beta + 1 \leq k \leq m \end{cases}$$

і які б задовольняли умови

$$\begin{aligned}\tilde{u}_{1l}^{(1)}(r_0) &= \sqrt{\frac{2}{n+1}} \sum_{j=1}^n \sin \frac{ij\pi}{n+1} u_{1j}^{(1)}(r_0) = 0; \\ \tilde{u}_{1l}^{(2)}(r_\alpha) - \tilde{u}_{1l}^{(1)}(r_\alpha) &= \tilde{q}_i(r_\alpha), \quad \frac{d\tilde{u}_{1l}^{(2)}}{dr} \Big|_{r=r_\alpha} - \frac{d\tilde{u}_{1l}^{(1)}}{dr} \Big|_{r=r_\alpha} = \tilde{\sigma}_l(r_\alpha); \\ \tilde{u}_{1l}^{(3)}(r_\beta) - \tilde{u}_{1l}^{(2)}(r_\beta) &= \tilde{q}_i(r_\beta), \quad \frac{d\tilde{u}_{1l}^{(3)}}{dr} \Big|_{r=r_\beta} - \frac{d\tilde{u}_{1l}^{(2)}}{dr} \Big|_{r=r_\beta} = \tilde{\sigma}_l(r_\beta); \\ \tilde{u}_{1l}^{(3)}(r_{m+1}) &= \sqrt{\frac{2}{n+1}} \sum_{j=1}^n \sin \frac{ij\pi}{n+1} u_{1j}^{(3)}(r_{m+1}) = 0.\end{aligned}\quad (13)$$

Загальний розв'язок рівнянь (8) для вказаних проміжків зміни  $k$  матиме вигляд

$$\tilde{u}_{1i}(r_k) = \begin{cases} \tilde{u}_{1i}^{(1)}(r_k) = A_i^{(1)} P_i(r_k) + B_i^{(1)} T_i(r_k) & 1 \leq k \leq \alpha - 1; \\ \tilde{u}_{1i}^{(2)}(r_k) = A_i^{(2)} P_i(r_k) + B_i^{(2)} T_i(r_k) & \alpha + 1 \leq k \leq \beta - 1; \\ \tilde{u}_{1i}^{(3)}(r_k) = A_i^{(3)} P_i(r_k) + B_i^{(3)} T_i(r_k) & \beta + 1 \leq k \leq m, \end{cases} \quad (14)$$

де  $P_i(r_k)$  та  $T_i(r_k)$  — власні функції дискретного аргументу рівняння (8), які одержуються з умов

$$P_i(r_0) = 0, \quad P_i(r_1) = 1; \quad (15)$$

$$T_i(r_0) = 1, \quad T_i(r_1) = 0$$

за рекурентними формулами

$$P_i(r_k) = \frac{2(k-1)^2 + k + 3 - \lambda_i \gamma^2 (k-1)^2}{(k-1)k} P_i(r_{k-1}) - \frac{k-1}{k} P_i(r_{k-2}); \quad (16)$$

$$T_i(r_k) = \frac{2(k-1)^2 + k + 3 - \lambda_i \gamma^2 (k-1)^2}{(k-1)k} T_i(r_{k-1}) - \frac{k-1}{k} T_i(r_{k-2}).$$

Задовольняючи умови (13), одержимо

$$B_i^{(1)} = 0, \quad B_i^{(2)} = \frac{\tilde{\sigma}_i(r_\alpha) P_i(r_\alpha) - \tilde{q}(r_\alpha) \frac{dP_i}{dr} \Big|_{r=r_\alpha}}{\Delta_{i, \alpha+1}};$$

$$B_i^{(3)} = \frac{\tilde{\sigma}_i(r_\beta) P_i(r_\beta) - \tilde{q}_i(r_\beta) \frac{dP_i}{dr} \Big|_{r=r_\beta}}{\Delta_{i, \beta+1}} + \frac{\tilde{\sigma}_i(r_\alpha) P_i(r_\alpha) - \tilde{q}_i(r_\alpha) \frac{dP_i}{dr} \Big|_{r=r_\alpha}}{\Delta_{i, \alpha+1}}; \quad (17)$$

$$A_i^{(3)} = -B_i^{(3)} \frac{T_i(r_{m+1})}{P_i(r_{m+1})}, \quad A_i^{(2)} = A_i^{(3)} + \frac{\tilde{\sigma}_i(r_\beta) T_i(r_\beta) - \tilde{q}_i(r_\beta) \frac{dT_i}{dr} \Big|_{r=r_\beta}}{\Delta_{i, \beta+1}};$$

$$A_i^{(1)} = A_i^{(2)} + \frac{\tilde{\sigma}_i(r_\alpha) T_i(r_\alpha) - \tilde{q}_i(r_\alpha) \frac{dT_i}{dr} \Big|_{r=r_\alpha}}{\Delta_{i, \alpha+1}},$$

де

$$\Delta_{i, k+1} = \begin{vmatrix} P_i(r_k) & T_i(r_k) \\ \frac{dP_i}{dr} \Big|_{r=r_k} & \frac{dT_i}{dr} \Big|_{r=r_k} \end{vmatrix} \quad \text{для } k = \alpha, \beta.$$

Легко встановити, замінюючи похідні кінцево-різницевиими відношеннями і використовуючи формули (16), що

$$\Delta_{i, k+1} = -\frac{1}{h(k+1)}.$$

Враховуючи, що  $PP=E$  (одична матриця), маємо

$$P\vec{u}_1 = PP\vec{u}_1(r_k) = \vec{u}_1(r_k),$$

тобто

$$u_{1i}(r_k) = \sqrt{\frac{2}{n+1}} \sum_{j=1}^n \sin \frac{ij\pi}{n+1} \tilde{u}_{1j}(r_k). \quad (18)$$

Прирівнюючи тепер, згідно з (5'),

$$u_{1i}^{(1)}(r_\alpha) = \sqrt{\frac{2}{n+1}} \sum_{j=1}^n \sin \frac{ij\pi}{n+1} \tilde{u}_{1j}^{(1)}(r_\alpha) = a_1 \left. \frac{\partial u_0}{\partial n} \right|_{r=r_\alpha} \quad i=s, \dots, \mu; \quad (19)$$

$$u_{1i}^{(2)}(r_\beta) = \sqrt{\frac{2}{n+1}} \sum_{j=1}^n \sin \frac{ij\pi}{n+1} \tilde{u}_{1j}^{(2)}(r_\beta) = a_2 \left. \frac{\partial u_0}{\partial n} \right|_{r=r_\beta} \quad i=l, \dots, l+p$$

і використовуючи при цьому формули (14), (17), (12) та (11), одержимо систему  $\mu+p-s+2$  рівнянь для визначення

$$\sigma_s(r_\alpha), \dots, \sigma_\mu(r_\alpha), \sigma_l(r_\beta), \dots, \sigma_{l+p}(r_\beta).$$

Після знаходження останніх невідомих наближень розв'язок розглядуваної задачі набере вигляду

$$u_{1i}(r_k) = \sqrt{\frac{2}{n+1}} \sum_{j=1}^n \left\{ \begin{array}{l} A_i^{(1)} P_i(r_k) + B_i^{(1)} T_i(r_k) \\ 1 \leq k \leq \alpha-1 \\ A_i^{(2)} P_i(r_k) + B_i^{(2)} T_i(r_k) \\ \alpha+1 \leq k \leq \beta-1 \\ A_i^{(3)} P_i(r_k) + B_i^{(3)} T_i(r_k) \\ \beta+1 \leq k \leq m \end{array} \right\} \sin \frac{ij\pi}{n+1}. \quad (20)$$

Знаходження  $P_i(r_k)$  та  $T_i(r_k)$  за формулами (16) при великих  $i, k$  приводить до переповнення розрядної сітки ЕОМ і додаткових затрат машинного часу. Щоб уникнути цього недоліку, комбінації функцій  $P_i(r_k)$  та  $T_i(r_k)$ , що входять в систему рівнянь (19) і формули (20), перетворюються за допомогою ланцюгових дробів.

За викладеною схемою на машині «Минск-2» були розв'язані задачі (2), (3) та (4), (5), при цьому взято  $s=148$ ,  $\mu=180$ ,  $l=180$ ,  $l+p=184$ ,  $n=368$ ,  $m=169$ ,  $a_1=1$ ,  $a_2=1,7$ ,  $h_1=0,15$ ,  $h=0,05$ .

Розв'язки обох задач знайдено в 1300 вузлах сітки, які розміщені в області лінзи ( $148 \leq i \leq 184$ ;  $0 \leq k \leq 35$ ) і використовуються для знаходження траєкторій руху електронів. Частина поля потенціалів — розв'язків задач (2), (3) і (4), (5) зображена в таблицях.

Методом Штермера були знайдені траєкторії руху електронів осесиметричної лінзи, а також при різних значеннях параметра  $\lambda$  і кута  $\Theta$  з використанням формули

$$u(r, z, \Theta) = u_0(r, z) + \lambda u_1(r, z) \cos 2\Theta, \quad (1')$$

| $u_{0i}(r_k)$    |  |         |         |         |         |         |         |
|------------------|--|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| $k \backslash i$ |  | 1       | 2       | 3       | 4       | 5       | 6       |
| 172              |  | 0,98708 | 0,98718 | 0,98736 | 0,98753 | 0,98800 | 0,98844 |
| 173              |  | 0,98152 | 0,98165 | 0,98191 | 0,98229 | 0,98280 | 0,98342 |
| 174              |  | 0,97364 | 0,97382 | 0,97417 | 0,97469 | 0,97539 | 0,97625 |
| 175              |  | 0,96259 | 0,96282 | 0,96329 | 0,96399 | 0,96492 | 0,96608 |
| 176              |  | 0,94733 | 0,94763 | 0,94822 | 0,94911 | 0,95031 | 0,95180 |
| 177              |  | 0,92676 | 0,92711 | 0,92780 | 0,92885 | 0,93027 | 0,93206 |
| 178              |  | 0,89996 | 0,90032 | 0,90104 | 0,90212 | 0,90361 | 0,90551 |
| 179              |  | 0,86679 | 0,86707 | 0,86764 | 0,86851 | 0,86973 | 0,87132 |
| 180              |  | 0,82856 | 0,82866 | 0,82885 | 0,82915 | 0,82961 | 0,83023 |
| 181              |  | 0,78865 | 0,78847 | 0,78809 | 0,78783 | 0,78678 | 0,78586 |
| 182              |  | 0,75214 | 0,75166 | 0,75069 | 0,74922 | 0,74723 | 0,74471 |
| 183              |  | 0,72433 | 0,72362 | 0,72219 | 0,72002 | 0,71709 | 0,71335 |
| 184              |  | 0,70933 | 0,70850 | 0,70683 | 0,70429 | 0,70087 | 0,69651 |

| $u_{1i}(r_k)$    |  |          |          |          |          |          |
|------------------|--|----------|----------|----------|----------|----------|
| $k \backslash i$ |  | 1        | 2        | 3        | 4        | 5        |
| 172              |  | -0,00011 | -0,00037 | -0,00080 | -0,00137 | -0,00208 |
| 173              |  | -0,00016 | -0,00055 | -0,00118 | -0,00208 | -0,00309 |
| 174              |  | -0,00024 | -0,00082 | -0,00175 | -0,00301 | -0,00458 |
| 175              |  | -0,00035 | -0,00121 | -0,00257 | -0,00443 | -0,00676 |
| 176              |  | -0,00050 | -0,00173 | -0,00370 | -0,00639 | -0,00978 |
| 177              |  | -0,00068 | -0,00240 | -0,00513 | -0,00888 | -0,01364 |
| 178              |  | -0,00088 | -0,00309 | -0,00665 | -0,01157 | -0,01787 |
| 179              |  | -0,00103 | -0,00361 | -0,00776 | -0,01359 | -0,02112 |
| 180              |  | -0,00109 | -0,00363 | -0,00784 | -0,01372 | -0,02141 |
| 181              |  | -0,00086 | -0,00300 | -0,00650 | -0,01130 | -0,01755 |
| 182              |  | -0,00057 | -0,00198 | -0,00423 | -0,00733 | -0,01125 |
| 183              |  | -0,00029 | -0,00099 | -0,00210 | -0,00356 | -0,00530 |
| 184              |  | -0,00012 | -0,00042 | -0,00085 | -0,00135 | -0,00182 |

траекторії руху електронів лінзи, збуреної симетричною еліптичною дисторсією. Останні можуть бути використані для визначення оптичних характеристик таких лінз.

#### ЛІТЕРАТУРА

1. Є. С. Дорожовський, В. Г. Костенко. Поле потенціалу електронної лінзи з порушеною осью симетрії. Вісн. Львів. ун-ту, сер. мех.-матем., вип. 2, 1965.
2. Г. Н. Положий. Численное решение двумерных и трехмерных краевых задач математической физики и функции дискретного аргумента. Изд-во Киев. ун-та, 1962.

Е. С. ДОРОЖОВСКИЙ, В. Г. КОСТЕНКО

#### ЭЛЛИПТИЧЕСКАЯ ДИСТОРСИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛИНЗЫ

(резюме)

В работе дается схема нахождения потенциала электронной линзы, мало отличающейся от симметрической (случай эллиптической дисторсии) с применением собственных функций дискретного аргумента. Приводится рассчитанное поле как осесимметрической линзы, так и возмущенной эллиптической дисторсией.