

УДК 537.533.3

Оптимизация зондоформирующих систем растровых электронных спектрометров. Лебедев Г.В., Тимченко Н.А., Холин Н.А. // Научное приборостроение. Электронно-ионная оптика. Л.: Наука, 1989, с. 27-40.

Синтез зондоформирующих систем растровых электронных спектрометров рассмотрен как последовательная оптимизация источника электронов с острым термокатодом и линзовой фокусирующей малоабберационной системы. Предложены критерии оптимизации, приводящие к простым оценкам и численным алгоритмам. Лит. - 9 назв., ил. - 8.

ОПТИМИЗАЦИЯ ЗОНДОФОРМИРУЮЩИХ СИСТЕМ
РАСТРОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ

Проведение численной оптимизации зондоформирующих электронно-оптических систем для растровой электронной спектроскопии поверхности твердых тел связано с необходимостью учета как физических, так и конструктивных ограничений. Эта задача должна решаться как многокритериальная [1], однако в большом числе случаев она может быть сведена к поиску экстремума целевой функции на ограниченном множестве свободных параметров.

Зондоформирующие системы состоят из двух основных электронно-оптических элементов: источника электронов, включающего в себя катод, модулирующий электрод и анод, и системы электронных линз и коллимирующих диафрагм, которые различаются по функциональному назначению, а следовательно, и по критериям и методам численного моделирования и оптимизации.

Расчет и оптимизация источника
электронов с острым термокатодом

В качестве эмиттеров электронов для растровых зондоформирующих систем с сильной фокусировкой пучка наибольшее распространение получили острые термокатоды благодаря устойчивости к нарушению вакуума, простоте изготовления и высокой яркости излучаемого электронного пучка.

Поток электронов, эмиттируемый острым термокатодом, является сугубо непараксиальным и имеет значительный энергетический, координатный и угловой разброс. Состояние стационарного потока невзаимодействующих частиц полностью описывается функцией распределения его фазовых координат

$$d\nu = f(r, z, V_r, V_z) dr dz dV_r dV_z = f(\vec{R}, \vec{V}) d\vec{R} d\vec{V} = f(\vec{X}) d\vec{X},$$

преобразование которых в электростатическом поле можно представить в виде оператора отображения пространства начальных состояний потока частиц Ω_0 в пространстве состояний Ω_1 :

$$\vec{X} = T(t)\vec{X}_0 + T_0(t). \quad (1)$$

Функция плотности потока в пространстве Ω_1 через выбранную поверхность S описывается выражением

$$d\nu = f(\vec{X}_1) d\vec{X}_1 = f(\vec{X}_0) \mathcal{J}(\vec{X}_0/\vec{X}_1) d\vec{X}_0, \quad (2)$$

где $\mathcal{J}(\vec{X}_0/\vec{X}_1)$ — якобиан преобразования (1).

Переходя в геометризованное фазовое пространство $\Omega_p: [\vec{p} = \{r, r', \varepsilon\}]$ координат, углов ($r' = V_r/V_z$) и энергий $\varepsilon = m(V_r^2 + V_z^2)/2$, следуя работе [2], под эмиттансом пучка будем понимать статистическую характеристику плотности потока с функцией плотности (2):

$$E(\mu) = \mu^2 [\bar{r}^2 \bar{r}'^2 - (\bar{r}\bar{r}')^2]^{1/2},$$

выраженную через вторые моменты функции $f(\vec{\rho})$:

$$\bar{r}^2 = \int A(\vec{\rho}) f(\vec{\rho}) r^2 d\vec{\rho};$$

$$\bar{r}'^2 = \int A(\vec{\rho}) f(\vec{\rho}) r'^2 d\vec{\rho};$$

$$\bar{r}\bar{r}' = \int A(\vec{\rho}) f(\vec{\rho}) r r' d\vec{\rho},$$

где $A(\vec{\rho})$ — функция пропускания, принимающая значения 1 или 0 в зависимости от прохождения или коллимации частицы в электронно-оптической системе. Величина эмиттанса $E(\mu)$, следуя терминологии работы [3], является проекцией функции плотности потока частиц на плоскость $r\sigma r'$. При этом величина $E\sqrt{U_A/(U_K + U_A)}$, где U_K и U_A — потенциалы катода и анода соответственно, является инвариантной относительно линейного преобразования фазовых координат.

В приведенных выражениях параметр μ определяет уровень интенсивности пучка:

$$\omega(\mu) = I(\mu)/I(\infty),$$

где $I(\mu) = \int_{E(\mu)} f(\vec{\rho}) d\vec{\rho}$ в эллипсе, максимальные размеры которого на плоскости $r\sigma r'$ связаны со статистическими характеристиками соотношениями вида

$$r_m = \mu (\bar{r}^2)^{1/2},$$

$$r'_m = \mu (\bar{r}'^2)^{1/2}.$$

Яркость сформированного пучка является одной из основных характеристик источника электронов растровых зондоформирующих систем:

$$B(\mu) = I(\mu)/E(\mu)$$

и при $\mu \rightarrow 0$ соответствует предельному значению характеристики потока в окрестности оптической оси системы. В рамках введенного формализма положение кроссовера пучка $z_{кр}$ относительно плоскости отображения $z_{эм}$, его угловой и линейный размеры определяются как

$$z_{кр} - z_{эм} = -\bar{r}\bar{r}'/\bar{r}'^2, \quad \tau'_{кр} = r'_m, \quad \tau_{кр} = E/\tau'_{кр}. \quad (3)$$

Таким образом, основной проблемой расчета параметров трансформации пучков заряженных частиц в электростатическом поле $U(r, z)$ является определение оператора преобразования фазовых координат (1), который известен в аналитической форме лишь для узкого класса полевых структур.

Для проведения расчета динамики пучка в произвольном двумерном поле $U(r, z)$ представим область, занимаемую пучком, в виде $D = \bigcup D_i$ так, что $\text{diam } D_i \ll 1$. Предположим, что в конечном множестве точек $\vec{R}_i \in D_i$ известны значения потенциалов и его производных до второго порядка включительно. Тогда уравнение траектории для каждой из областей $D_i \subset D$

$$m\vec{\ddot{R}} = -e \operatorname{grad} U(\vec{R}) \approx -e \operatorname{grad} \left[\sum_{m+n=0}^2 \frac{\partial^{m+n} U(r_i, z_i)}{\partial^m r \partial^n z} (\tau - r_i)^m (z - z_i)^n \right]$$

имеет решение вида

$$\vec{X}_{i,i} = T_i(t) \vec{X}_{0i} + T_{0i}(t),$$

где $T_i(t)$ и $T_{0i}(t)$ – аналитические функции времени. Рассматривая преобразование фазовых координат пучка в области D как последовательное преобразование в областях D_i , оператор преобразования (I) может быть представлен в аналитической форме:

$$T(t) = \prod_{i=1} \delta(i) T_i(t);$$

$$T_0(t) = \sum_{i=1} \delta(i) T_{0i}(t) \prod_{j=i+1} T_j(t),$$

где $\delta(i)$ – оператор перехода из области D_i в область D_{i+1} по условию $\vec{R} \in D_{i+1}$. Благодаря аналитической форме решения динамических уравнений изложенный алгоритм обладает высоким быстродействием и требует небольшого объема памяти ЭВМ.

Моделирование динамики потоков электронов в источнике с острым термокатодом требует решения двух самостоятельных задач, а именно, расчета поля электронно-оптической системы с малоразмерными полеобразующими элементами и вычисления траекторий частиц с начальными данными, моделируемыми функцией плотности потока термоэлектронов, причем для получения требуемой статистики при расчете параметров пучка число траекторий должно быть достаточно большим.

Расчет поля источника электронов (рис.1) проводился методом интегральных

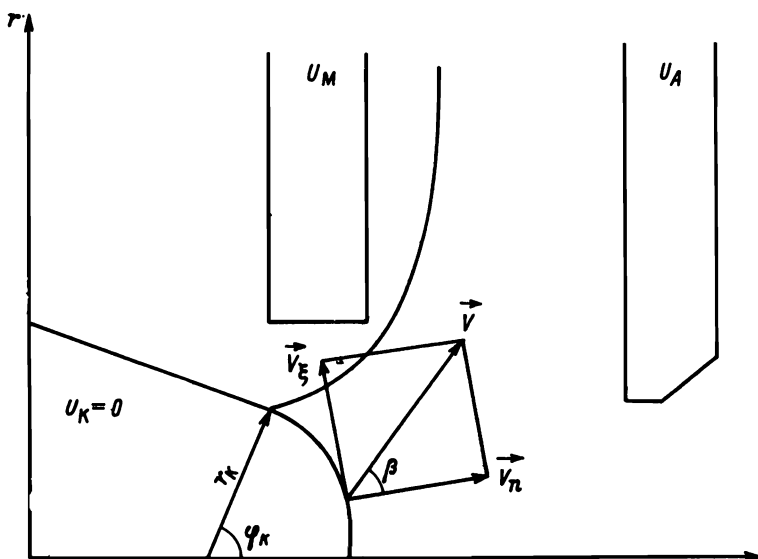


Рис.1. Геометрия электродов источника электронов с острым термокатодом

уравнений [4]. Для расчета поля в окрестности острого катода, радиус которого на несколько порядков меньше характерных размеров системы, использовался алгоритм вложенных областей [5].

Функция плотности потока термоэлектронов в меридиональной плоскости осесимметричной системы (с учетом интегрирования по азимутальной компоненте скорости на поверхности катода) задавалась в виде

$$d_{j_0} = \frac{2m^{5/2}e\sqrt{2\pi kT}}{h^3} \exp\left[-\frac{\chi}{kT}\right] \exp\left[-\frac{m}{2kT}(V_{\theta_0}^2 + V_{n_0}^2)\right] V_{n_0} dV_{\theta_0} dV_{n_0}, \quad (4)$$

где V_{n_0} и V_{θ_0} — компоненты начального вектора скорости электрона в направлении нормали и касательной к поверхности катода (рис.4). Рассматривая в качестве фазовых координат угол вылета электрона относительно нормали к поверхности катода β_0 и его начальную энергию ϵ_0 , выражение (4) примет вид

$$d_{j_0} = \frac{4me\sqrt{\pi kT}}{h^3} \exp\left[-\frac{\chi + \epsilon_0}{kT}\right] \sqrt{\epsilon_0 \cos \beta_0} d\epsilon_0 d\beta_0. \quad (5)$$

Интегрирование в (5) по $\beta_0 \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right]$ и $\epsilon_0 \in [0, \infty]$ приводит к закону Ричардсона для плотности тока при термоэмиссии электронов:

$$j_0 = \frac{4\pi me k^2}{h^3} T^2 \exp\left[-\frac{\chi}{kT}\right].$$

Один из самых простых путей увеличения яркости пучка термоэлектронов состоит в повышении температуры катода. Однако это приводит к росту энергетического разброса в пучке и увеличению вклада хроматической абберации линзовой фокусирующей системы в уширение пучка в плоскости образца. Альтернативным путем является оптимизация структуры поля за счет геометрии, возбуждения и взаимного расположения полеобразующих электродов.

При проведении численного моделирования динамики потока электронов в источнике с острым термокатодом предполагалось, что эмиттирующая часть катода представляет собой острие, форма которого аппроксимируется конусом и сопряженным сегментом сферы радиуса r_k (см.рис.1). Анализ показал, что максимальная яркость пучка, сформированного в системе источника электронов, достигается тогда, когда эквипотенциаль, равная потенциалу катода, проходит через точку сопряжения конуса и сегмента сферы, т.е.когда эмиссия электронов происходит только со сферической части катода. Таким образом, ток электронов при максимальной яркости пучка определяется выражением

$$I_0 = j_0 2\pi r_k^2 (1 - \cos \varphi_k) = j_0 S_k, \quad (6)$$

где S_k — площадь сегмента сферы с полууглом раствора φ_k .

Так как яркость пучка практически не зависит от радиуса кривизны катода, то выражение (6) определяет оптимальное значение r_k при заданном токе пучка. Вместе с тем яркость пучка в значительной степени определяется формой и положением модулирующего электрода (рис.2, 3). Следует отметить, что с повышением яркости возрастает крутизна вольт-амперной характеристики источника, что повышает

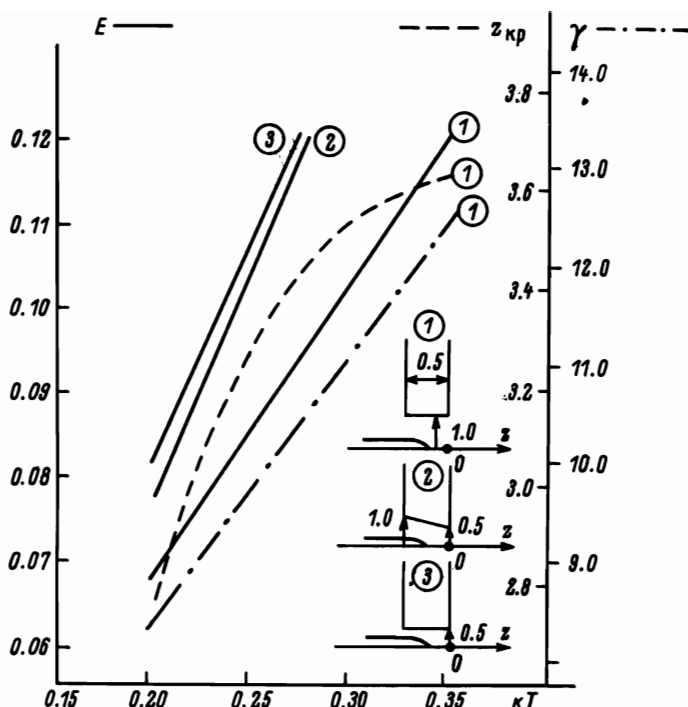


Рис.2. Зависимость эмиттенса пучка E , геометрического параметра кроссовера $\gamma_0 = r_{окр} / r_{акр}$ и его положения $z_{кр}$ в источнике термоэлектронов от температуры катода T для трех геометрий модулирующего электрода

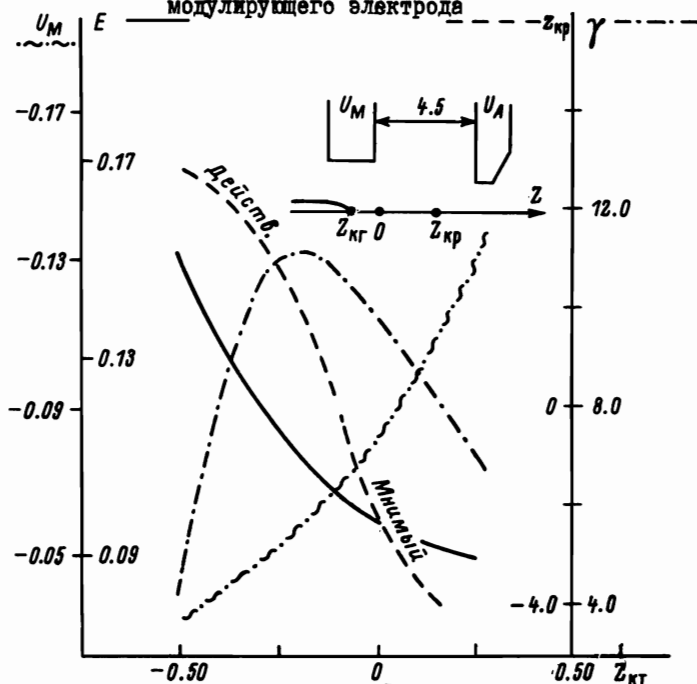


Рис.3. Зависимость эмиттенса пучка E , геометрического параметра кроссовера $\gamma_0 = r_{окр} / r_{акр}$, его положения $z_{кр}$ и отношения потенциала модулирующего электрода к потенциалу анода U_M / U_A от положения катода относительно модулирующего электрода

требования к стабильности источников питания.

Проведенные расчеты показали пропорциональность эмиттанса пучка температуре катода, что находится в хорошем согласии с законом Ленгмюра, выведенного для плоского катода:

$$B_0 = I_0 / E_0 = I_0 \left(\frac{U_A - U_K}{kT} + 1 \right) \approx I_0 \frac{U_A - U_K}{kT} . \quad (7)$$

Кроме эмиттанса важной характеристикой пучка является положение кроссовера, относительно которого происходит сопряжение источника электронов и фокусирующей линзовой системы. Как видно из рис.3, положение кроссовера и то, является ли кроссовер действительным или мнимым, преимущественно определяется взаимным положением катода и модулирующего электрода. При этом яркость пучка, имеющего мнимый кроссовер (виртуальный кроссовер), выше, чем у пучка с действительным кроссовером.

Таким образом, оптимизация источника термоэлектронов с острийным катодом может проводиться в следующей последовательности: 1) определение радиуса закругления острийного катода для заданного тока термоэмиссии по условию (6); 2) определение положения катода, формы и потенциала модулирующего электрода, обеспечивающих максимальную яркость пучка. Для коллимируемого пучка, т.е. угловой раствор которого определен положением и размером диафрагм, это означает, что потенциал модулирующего электрода выбирается из условия максимума отношения тока пучка к его поперечному размеру.

Р а с ч е т и о п т и м и з а ц и я л и н з о в о й с и с т е м ы

Процедура оптимизации линзовой системы может быть разбита на два этапа, а именно, на построение малоабберационных линз и на оптимизацию взаимного расположения линзовых элементов и коллимирующих диафрагм.

На первом этапе алгоритмически эффективной является оптимизация многоэлектродных линз, когда варьируемыми параметрами являются потенциалы внутренних электродов.

Так, при оптимизации четырехэлектродной одиночной электростатической линзы распределение ее потенциала представлялось в виде суперпозиции частного решения $\Phi(r, z)$ уравнения Лапласа $\Delta W = 0$ при граничных условиях $U_0 = U_1 = V_2 = 0$, $V_1 = 1$:

$$W(r, z) = U_0 + (V_1 - U_0) \Phi(r, z) + (V_2 - U_0) \Phi(r_1, z),$$

т.е. расчет поля линзы для произвольного возбуждения электродов потребовал однократного решения краевой задачи (рис.4).

Так как положение главной плоскости линзы для заданных значений линейного увеличения M и рабочего расстояния L является функцией ее оптической силы:

$$ZH_1 = ZH_1(\rho) = L - \frac{M-1}{\rho} + z_k,$$

где z_k — координата последнего электрода, а оптическая сила и положение главной плоскости линзы, в свою очередь, зависят от потенциалов внутренних электродов:

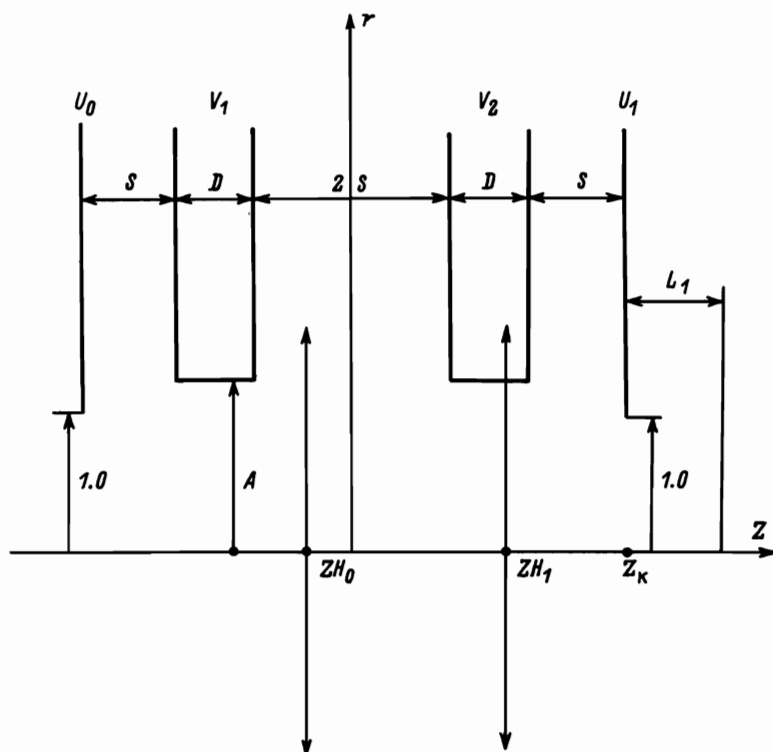


Рис.4. Геометрия и кардинальные элементы четырехэлектродной осесимметричной электростатической линзы

$$\begin{cases} P_i = P_i(V_1, V_2) = P_i(M, L) \\ ZH_1 = ZH_1(V_1, V_2) = ZH_1(M, L), \end{cases} \quad (8)$$

то множество значений потенциалов V_1 и V_2 , при которых L и M принимают заданные значения, определяет кривую на плоскости V_1, V_2 , неявный вид которой задан уравнениями (8). Тогда оптимизация линзы сводится к поиску минимума абберационных интегралов на параметрически заданной кривой (8) в пространстве потенциалов внутренних электродов линзы.

Проведенные расчеты показали, что четырехэлектродные линзы имеют по сравнению с осесимметричными электростатическими линзами других известных типов [6-8] в 5-10 раз меньшую сферическую и в 3-5 раз меньшую хроматическую абберации, причем в режиме "торможения", т.е. когда $V_1, V_2 < 1$, сферическая абберация четырехэлектродной линзы меньше, чем в режиме "ускорения-торможения", когда $V_1 > 1, V_2 < 1$ (рис.5,а). Для зависимости величины хроматической абберации от режима фокусировки справедливо обратное утверждение (рис.5,б).

Одна из наиболее распространенных электронно-оптических схем зондоформирующих систем представляет собой дублет из иммерсионной и одиночной линз. В этой схеме элементы электростатической развертки и коррекции астигматизма пучка располагаются в пространстве между линзами и находятся под невысоким, относительно

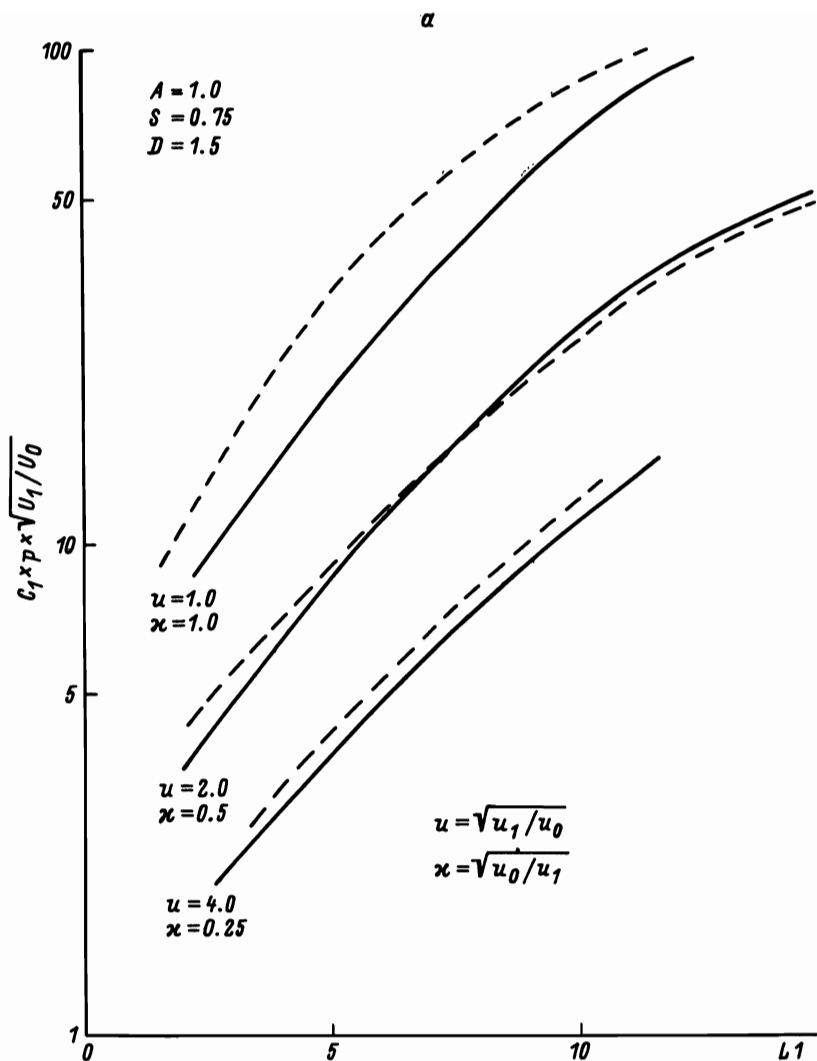
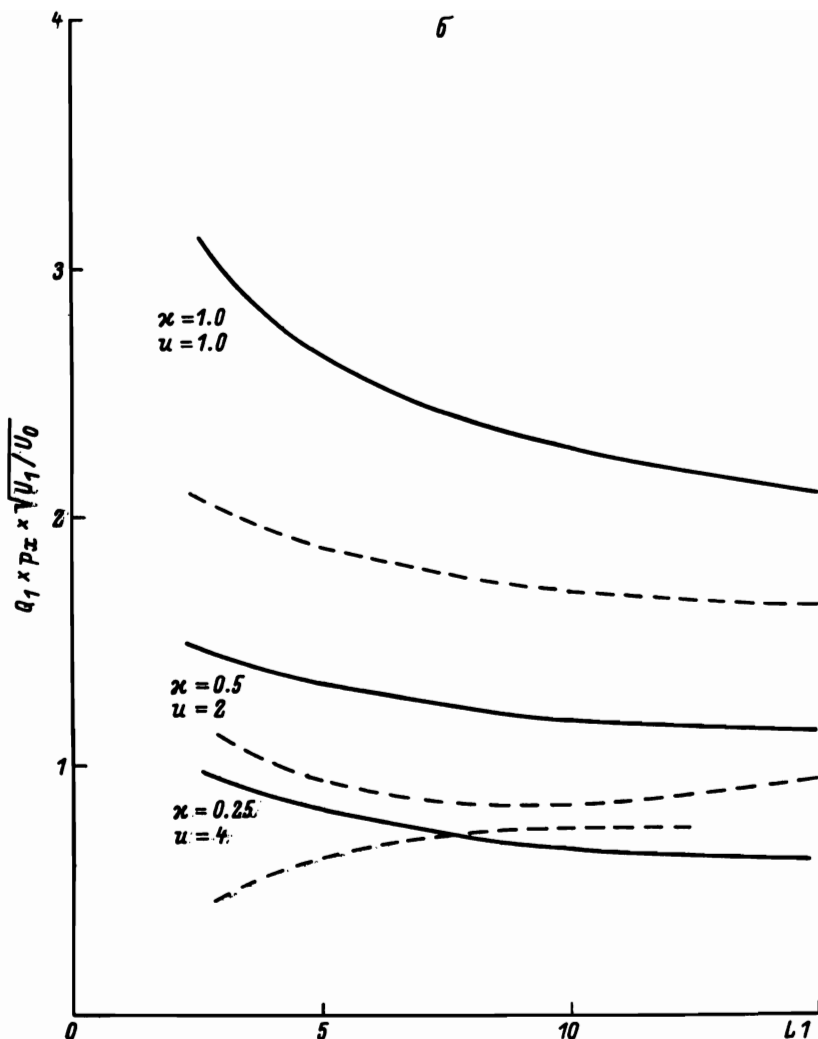


Рис.5. Зависимость коэффициента сферической $C(\alpha)$ и хроматической $Q(\sigma)$ значений иммерсионного параметра $\kappa = \sqrt{u_0/u_1}$ в двух режимах фокусировки.

образца, потенциалом, что существенно упрощает конструкцию и возбуждение электронно-оптических элементов.

Рассмотрим алгоритм оптимизации линзового дублета в предположении, что в плоскости первичного кроссовера $z = z_{кр}$ фазовые координаты пучка распределены по нормальному закону:

$$dj_0 = \frac{1}{2\pi\sigma_r\sigma_r'} \exp\left[-\left(\frac{r_0^2}{2\sigma_r^2} + \frac{r_0'^2}{2\sigma_r'^2}\right)\right] dr_0 dr_0' \quad (9)$$



аббераций четырехэлектродной линзы от рабочего расстояния L_1 для ряда μ . Сплошная линия соответствует режиму "торможения"; пунктирная - режиму "торможения-ускорения"

Тогда линейный и угловой размеры "среднеквадратичного" кроссовера пучка (3) определяются как $\tau_{окр} = \mu \sigma_r$ и $\tau'_{окр} = \mu \sigma'_r$, причем при $\mu = 2$ в эллипсе с полуосями $\tau_{окр}$ и $\tau'_{окр}$ будет заключено 86 % интенсивности пучка.

С учетом сферической (C) и хроматической (Q) аббераций дублета преобразование фазовых координат в плоскости гауссова изображения $z = z_1$, описывается выражением

$$\tau_1 = \tau_0 M + \tau_0'^3 C + \tau_0' \frac{\epsilon_0}{U_0} Q. \quad (10)$$

Применяя к функции (9) преобразование (10) и вычисляя статистические характеристики пучка (3), приходим к выводу, что его кроссовер на выходе из дублета с оптической силой ρ смещен относительно плоскости Гаусса на величину

$$z_1 - z_{кр} = \frac{M^3 \gamma_0^2 \rho}{x^2 + M^2 \gamma_0^2 \rho^2} \quad (11)$$

и имеет угловой

$$\tau_{кр}^{\prime 2} = \tau_{окр}^{\prime 2} (x^2/M^2 + \gamma_0^2 \rho^2) \quad (12)$$

и линейный размеры

$$\tau_{кр}^2 = \tau_{окр}^2 \frac{x^2 M^2}{x^2 + M^2 \gamma_0^2 \rho^2} + \left(\frac{1}{3} \tau_{окр}^{\prime 3} C \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \tau_0' \frac{\epsilon_2}{U_0} Q \right)^2, \quad (13)$$

где $\gamma_0 = \tau_{окр}/\tau_{окр}'$, $x = \sqrt{U_0/U_1}$.

Представляя aberrации дублета в асимптотической форме [9] в виде полиномов по степеням величины, обратной линейному увеличению

$$C = -M \sum_{n=0}^4 [M^{(1)}]^{-n} [C_n^{(1)} + x^{(1)3} M^{n-4} C_{4-n}^{(2)}]; \quad (14)$$

$$Q = -M \sum_{m=0}^2 [M^{(1)}]^{-m} [Q_m^{(1)} + x^{(1)3} M^{m-2} Q_{2-m}^{(2)}], \quad (15)$$

где линейное увеличение дублета $M = M^{(1)} \cdot M^{(2)}$ и учитывая соотношение подобия при масштабировании линейных размеров линз $\rho = \tilde{\rho}/\lambda$; $c = \tilde{c} \lambda$; $Q = \tilde{Q} \lambda$, оптимизация линзового дублета сводится к поиску минимума радиуса кроссовера $\tau_{кр}$ на множестве параметров $M^{(1)}$, $M^{(2)}$ и $\lambda^{(1)}$, $\lambda^{(2)}$.

Для выполнения условия формирования кроссовера пучка на заданном рабочем расстоянии L варьируемые параметры должны удовлетворять соотношению

$$L = -\frac{1}{\rho^{(2)}} - \ell_r^{(2)} + \frac{x^{(2)} \rho^{(1)}}{G M^{(1)}} + \frac{x^2}{M M^{(1)} G (x^2/M^2 + \gamma_0^2 G^2 M^{(1)2})}, \quad (16)$$

где $\ell_r^{(2)}$ — расстояние от главной плоскости до крайнего электрода линзы $\ell_r^{(2)} = x_k^{(2)} - z_{H_1}^{(2)}$, а $G = \rho^{(1)} x^{(2)}/M + \rho^{(2)}$.

Выражения (11)–(15) справедливы и для телескопического дублета, когда первичный кроссовер пучка расположен в передней фокальной плоскости первой линзы $x_{окр} = x F_0^{(1)}$. Тогда, полагая $1/M^{(1)} = 1/M^{(2)} = 0$ и $M = -\rho^{(1)} x^{(2)}/\rho^{(2)}$, условие (16) преобразуется к виду

$$L = -\lambda^{(2)} (1/\tilde{\rho}_1^{(2)} + \tilde{\ell}_r^{(2)}). \quad (17)$$

При заданном рабочем расстоянии выражение (17) определяет масштабный множитель второй линзы $\lambda^{(2)}$. Как следует из (11) кроссовер пучка на выходе из телескопического дублета ($\rho=0$) совпадает по положению с плоскостью гауссова изображения. Тогда линейный размер кроссовера может быть, учитывая (17), представлен

как функция масштабного множителя первой линзы:

$$r_{кр} = \alpha_1 / \lambda^{(1)} + \alpha_2 + \alpha_3 \alpha^{(1)} + \alpha_4 \alpha^{(1)3},$$

минимум которой достигается при

$$\lambda^{(1)} = \left[(\sqrt{\alpha_3^2 + 12 \alpha_1 \alpha_4} - \alpha_3) / 6 \alpha_4 \right]^{1/2},$$

где

$$\alpha_1 = \left| \tau_{окр} \tilde{\rho}^{(1)} \chi^{(2)} / \rho^{(2)} \right|$$

$$\alpha_2 = \left| \tau_{окр}^{'3} \tilde{C}_0^{(1)} \tilde{\rho}^{(1)} \chi^{(2)} / \rho^{(2)} + \tau_{окр}' (\varepsilon_0 / U_0) \tilde{Q}^{(1)} \tilde{\rho}^{(1)} \chi^{(2)} / \rho^{(2)} \right|$$

$$\alpha_3 = \left| \tau_{окр}' (\varepsilon_0 / U_0) \chi^{(1)3} Q_2^{(2)} \rho^{(2)} / \tilde{\rho}^{(1)} \chi^{(2)} \right|$$

$$\alpha_4 = \left| \tau_{окр}^{'3} C_4^{(2)} (\chi^{(1)} \rho^{(2)} / \tilde{\rho}^{(1)} \chi^{(2)})^3 \right|.$$

Таким образом, комбинируя различные сочетания типов линз в дублете, меняя их возбуждение и начальные параметры пучка, оптимизация зондоформирующей системы сводится к двум циклам, внутренний из которых проводится по геометрическим $\lambda^{(1)}$ $\lambda^{(2)}$ и оптическим $M^{(1)}$, $M^{(2)}$ характеристикам линзового дублета и сводится к простым алгоритмическим и вычислительным процедурам.

Сравнение параметров кроссовера пучка на выходе из линзовой системы электронного спектрометра ЭТ5404, рассчитанных методом статистического моделирования (3) и в рамках модели (41)–(43), показало, что отличие результатов не превышает 15 % и сокращается с уменьшением абберационного вклада в уширение пучка. Другими словами, описанный алгоритм оптимизации линзовой системы применим при произвольном распределении фазовых координат пучка. В этом случае параметры первичного кроссовера в (41)–(43) определяются выражениями (3).

Влияние коллимации пучка на его геометрические характеристики рассмотрим на следующей модельной задаче. Предположим, что фазовые координаты пучка в кроссовере $\chi = \chi_{окр}$ распределены по нормальному закону (9). Тогда параметры пучка за диафрагмой радиуса R_g и расположенной от кроссовера на расстоянии H , будут определяться выражениями:
относительное изменение тока пучка

$$I_g / I_0 = erf(\xi); \quad (48)$$

положения кроссовера

$$\Delta z / h = \frac{\frac{\pi}{2} erf(\xi) + (1 + 2\eta^2) \psi(\xi)}{\frac{\pi}{2} erf(\xi) + \eta^2 \psi(\xi)} \quad (49)$$

и его линейного размера

$$r_g / r_{окр} = \frac{\sqrt{1 + \eta^2} \psi^{1/2}(\xi)}{\left[\frac{\pi}{2} erf(\xi) + \eta^2 \psi(\xi) \right]^{1/2}}; \quad (20)$$

$$E_g/E_{окр} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\psi^{1/2}(\xi)}{\operatorname{erf}^{1/2}(\xi)} \quad (21)$$

и его яркости

$$B_g/B_{окр} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\operatorname{erf}^{3/2}(\xi)}{\psi^{1/2}(\xi)}, \quad (22)$$

где $\psi(\xi) = \frac{\pi}{2} \operatorname{erf}(\xi) - \sqrt{\pi} \xi \exp(-\xi^2)$, $\xi = \frac{\sqrt{2} R_g}{\sqrt{1+\eta^2} r_{окр}}$, $\eta = H/\gamma_0$.

Как видно из рис.6, уменьшение радиуса диафрагмы приводит к падению интенсив-

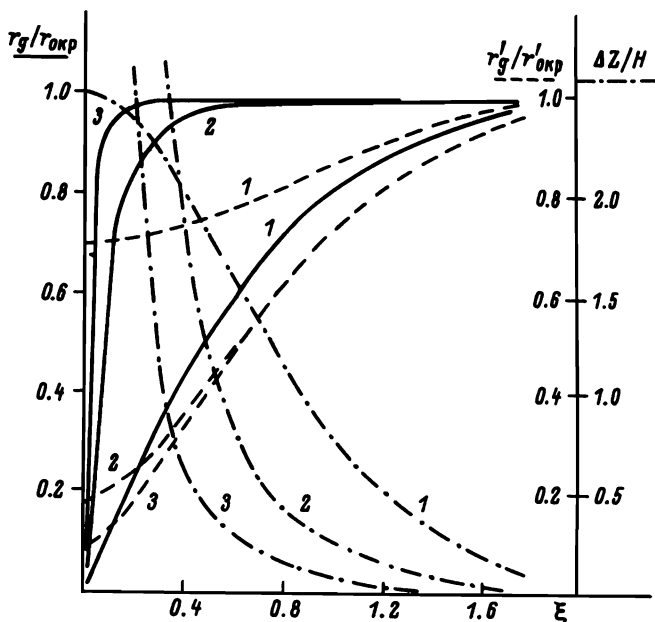


Рис.6. Относительное изменение линейного $r_g/r_{окр}$, углового $r'_g/r'_{окр}$ параметров, а также смещения положения кроссовера пучка после его диафрагмирования при 1 - $\eta = 1.0$, 2 - $\eta = 10.0$, 3 - $\eta = 30.0$

ности пучка за счет уменьшения углового разброса в пучке. И только при сильной коллимации пучка происходит уменьшение линейного размера виртуального кроссовера и смещение его положения.

Сравнение параметров коллимации электронных пучков, вычисленных методом статистического моделирования при расчете и оптимизации электронно-оптической системы растрового электронного спектрометра и рассчитанных в рамках описанной выше модели, показало их хорошее совпадение (рис.7). Различие в величинах линейного размера кроссовера (рис.8) объясняется отклонением численно смоделированного распределения фазовых координат пучка от нормального закона (9). Для большинства практически важных случаев выражения (18)–(22) дают правильное представление об изменении параметров пучка заряженных частиц при его диафрагмировании. Учет

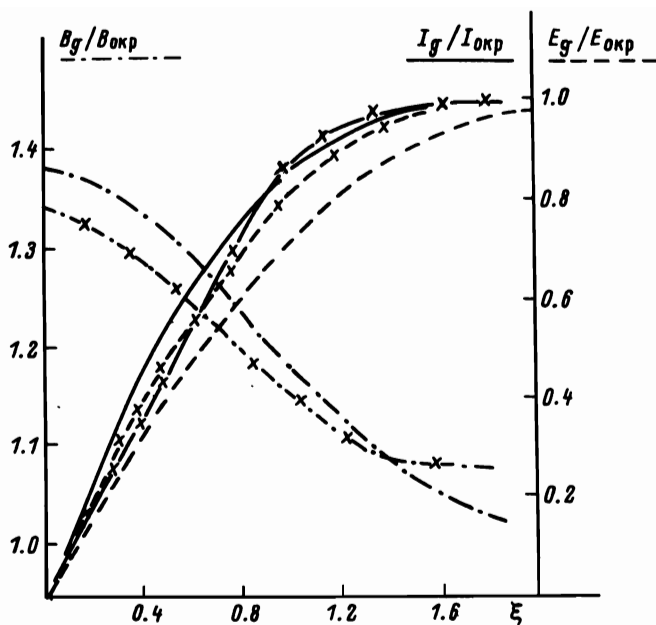


Рис.7. Относительное изменение яркости $B_g/B_{окр}$, тока $I_g/I_{окр}$ и эмиттанса $E_g/E_{окр}$ пучка при его коллимации в зависимости от параметра ξ (22). Значком $\times$ обозначены кривые, полученные методом статистического моделирования

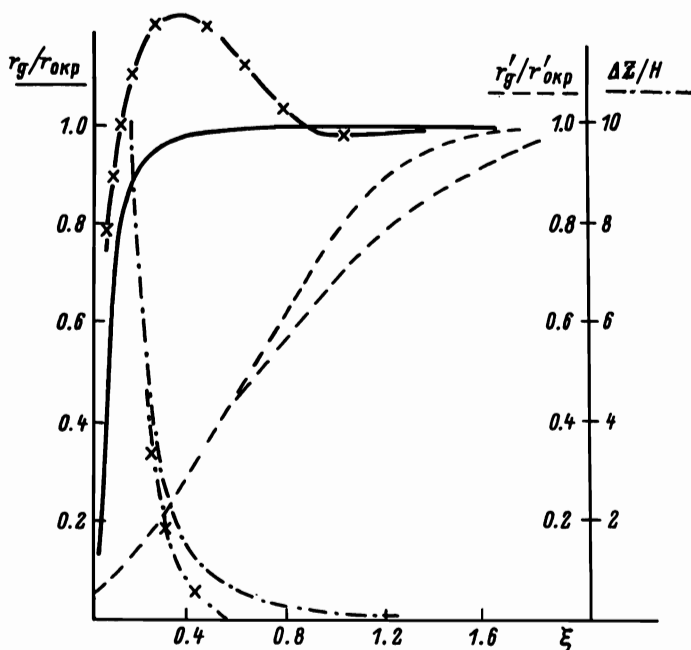


Рис.8. Относительное изменение линейного $r_g/r_{окр}$ и углового $r'_g/r'_{окр}$ размеров, а также положения $\Delta Z/H$ кроссовера пучка после его диафрагмирования в зависимости от параметра ξ . Значком $\times$ обозначены зависимости, полученные методом статистического моделирования

этих факторов необходим при выборе электронно-оптической схемы зондоформирующих систем с высокой степенью коллимации пучков.

Изложенные алгоритмы реализованы в виде комплексов программ на языке "Фортран IV" в операционной среде ОС ЕС. Разработанные алгоритмы и программы могут непосредственно использоваться также при построении электронно-оптических систем растровых электронных и ионных микроскопов, электронных и ионных литографических установок, систем ионно-пучковой технологии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Подиновский В.В., Ногин В.Д. Паретто-оптимальные решения многокритериальных задач. М.: Наука, 1982.
2. Lapostolle P.//Proc. Int.Conf.Ion Sources. Istseland. 1969. P. 165.
3. Lejeune G.,Aubert J./Emittans and Brifhtness. Definitions and Measuretments//Appl.Charged Particle Optics.Supp.13A (ed.by A.Septier) A.P. 1980.
4. Иванов В.Я., Ильин В.П. Решение смешанных краевых задач для уравнения Лапласа методом интегральных уравнений//Типовые программы решения задач математической физики. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1975,-С.5-35.
5. Feys J.P.R. and all//Z.Naturforsch, 32A. 1977. P. 768-774.
6. Дер Шварц Г.В., Макарова И.С.//Радиотехника и электроника. Т.14, 1969.- С.378-380.
7. Kurihara K.//J.Appl.Phys. 1985. V.24, N 2. P. 225-230.
8. Crewe A.W.//Quartrly Rev.of Biophys. 1970. V.3. P. 137-175.
9. Hawkes P.W.//Optik. 1970. V. 31, N 3. P. 213-219.