

УДК 621.335

**РАЗРАБОТКА ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МЕТОДОВ И ПАКЕТА
ПРИКЛАДНЫХ ПРОГРАММ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННО-
ЛУЧЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ УСТАНОВОК****А. М. Филачев**

Государственное унитарное предприятие «НПО "Орион"», Москва, Россия

С. В. Андреев, М. А. Монастырский, В. А. Тарасов

Институт общей физики РАН, Москва, Россия

И. Ш. Белуга, И. С. Гайдукова, А. Г. Муравьев

Государственное предприятие "НИИ электронной и ионной оптики", Москва, Россия

Математическое моделирование современных электронно-лучевых технологических установок, предназначенных для прецизионной обработки различных материалов электронным пучком высокой энергии, предполагает "сквозной просчет" электронного пучка с учетом всех элементов колонны, включая термомиссионную электронную пушку, электромагнитную фокусирующую и отклоняющую системы. В данной статье представлен новый пакет прикладных программ CHARGE и обсуждаются некоторые численные результаты математического моделирования электронной оптики ЭЛТУ.

Электронно-лучевые технологии, в основе которых лежит взаимодействие электронных пучков с различными материалами, представляют собой весьма важную и активно развивающуюся область современной науки и техники и имеют широкие приложения в машиностроении, точном приборостроении, медицине и экологии. Расширение спектра электронно-лучевых технологий, создание и внедрение в промышленность новых видов приборов и установок неразрывно связано с успехами физической электроники, вакуумной техники, физики вакуума и поверхности, электронной оптики и ряда смежных областей.

Разработка современной электронно-лучевой технологической установки (ЭЛТУ) невозможна без компьютерного моделирования процессов формирования электронных пучков с требуемыми геометрическими и энергетическими характеристиками.

Компьютерное моделирование, как один из наиболее важных элементов проектирования и оптимизации конструкций ЭЛТУ, включает в себя расчет характеристик электронного пучка на всех этапах его формирования: в электронной пушке, в фокусирующей системе, в системе отклонения или развертки. Рассматриваемая проблема содержит целый набор взаимосвязанных серьезных задач математической физики, электронной оптики, вычислительной математики и программирования.

Данная работа посвящена разработке эффективного программного обеспечения для компьютерного моделирования ЭЛТУ с магнитной или комбинированной фокусировкой и магнитным отклонением.

Моделирование электронных пушек

Назначение электронной пушки, как одного из основных элементов ЭЛТУ, заключается в генерировании и формировании электронного пучка в виде совокупности электронов, эмиттированных катодом. Как правило, с этой целью в электронных пушках применяются электростатические поля, хотя в ряде специальных случаев возможно дополнительное использование и магнитных полей [1, 2]. Электростатическая электронная пушка (генератор электронного пучка) состоит из катода, блока управляющих электродов и анода (рис. 1). Блок управляющих электродов может содержать несколько электродов, обладающих различными потенциалами относительно катода, и предназначен для первичной фокусировки электронного пучка.

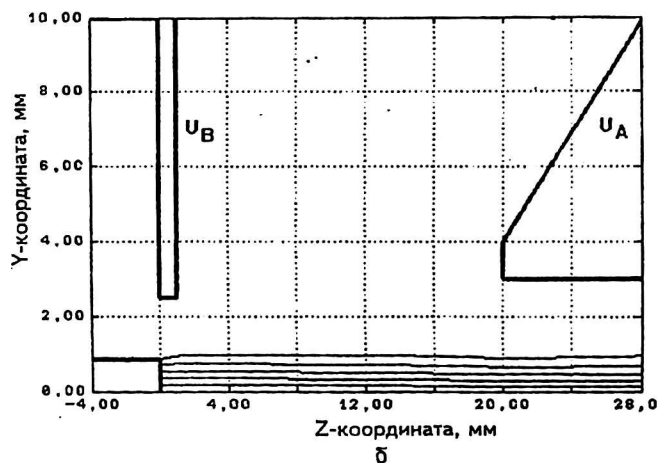
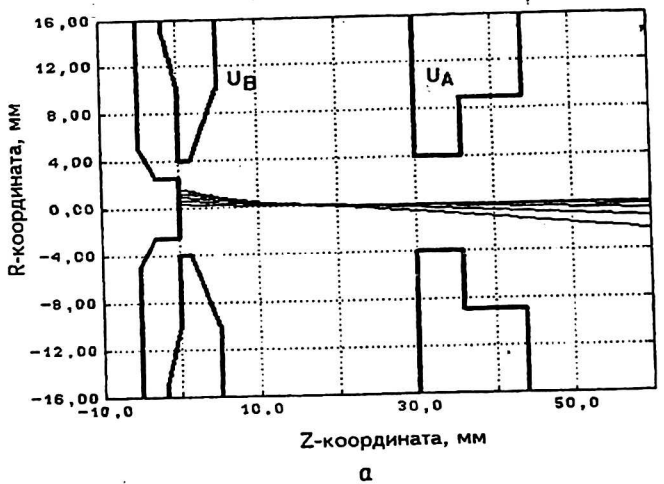


Рис. 1. Общий вид траекторий электронного пучка в электронной пушке технологической электронно-лучевой установки для нанесения изображений на изделия из металлов и диэлектриков (а): $U_B = -400$ В, $U_A = 50$ кВ, $J_s = 1$ А/см²; б — общий вид траекторий электронного пучка в электронной пушке: $U_B = -800$ кВ, $U_A = 50$ кВ, $J_s = 2$ А/см² (рабочий режим)

Далее рассмотрим термоэмиссионные электронные пушки, источником (эмиттером) электронов в которых является нагреваемый термокатод.

Для достаточно полного описания свойств электронной пушки как генератора электронного пучка необходим расчет следующих характеристик:

- вольт-амперной характеристики;
- распределения плотности эмиссионного тока по катоду;
- положения плоскости кроссовера;
- распределения плотности тока в электронном пучке в произвольной плоскости, перпендикулярной главной оптической оси пушки.

Современная теория термоэлектронной эмиссии с поверхности металлов основывается на следующих двух фундаментальных предположениях [3, 4].

1. Электронные состояния в металле представляются моделью Зоммерфельда-Бете, в рамках которой металл рассматривается как объем с постоянным внутренним потенциалом, более низким, чем в соседних вакуумных областях. Квантово-механическое движение электронов проводимости, ведущих себя как свободный газ, описывается стоячей волной с узлами на поверхности твердого тела.

2. Все термоэлектронные функции описываются распределением Ферми-Дирака:

$$f(E, T) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - \xi}{kT}\right) \right]^{-1},$$

где E — постоянная энергия соответствующего одночастичного движения; ξ — уровень Ферми; k — постоянная Больцмана.

В рамках указанных предположений можно показать, что плотность эмиссионного тока с поверхности термокатода имеет вид:

$$d^3 j_e = \frac{2e}{h^3} D(p_{0x}, p_{0y}, p_{0z}) \frac{p_{0z}}{m} \exp\left[-\frac{W}{kT}\right] \exp\left[-\frac{p_{0x}^2 + p_{0y}^2 + p_{0z}^2}{2mkT}\right] dp_{0x} dp_{0y} dp_{0z}, \quad (1)$$

где p_{0x}, p_{0y}, p_{0z} — проекции импульса электрона в локальной системе координат, связанной с фиксированной точкой на поверхности эмиттера (ось z направлена по нормали к эмиттеру); W — работа выхода эмиттера; T — температура катода, в Кельвинах; $D(p_{0x}, p_{0y}, p_{0z})$ — коэффициент прозрачности, представляющий собой отношение потока электронов, выходящих через поверхность эмиттера, к потоку электронов, падающих изнутри на эту поверхность; h — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана.

Следуя наиболее распространенным моделям термоэмиссии, мы будем полагать $D = \text{const}$. Как указано в [4], вопрос о коэффициенте прозрачности, а следовательно, о распределении термоэлектронов по скоростям существенно усложняется при отказе от модели свободных электронов и переходе к реальному кристаллу.

Плотность эмиссионного тока насыщения, проходящего через единицу поверхности эмиттера, в рассматриваемом приближении выражается уравнением Ричардсона-Дэшмена:

$$j_{es} = A_0 \bar{D} (kT)^2 \exp\left[-\frac{W}{kT}\right], \quad (2)$$

где $A_0 = 4\pi me b^{-3}$ — универсальная постоянная; \bar{D} — средний коэффициент прозрачности на границе твердое тело — вакуум.

Введя в пространстве начальных импульсов $\{p_{0x}, p_{0y}, p_{0z}\}$ сферическую систему координат, распределение (1) можно записать в виде

$$\begin{aligned} d^3 j_e &= \frac{4me}{b^3} \bar{D} E \exp\left[-\frac{W+E}{kT}\right] \sin \Omega \cos \Omega dE d\Omega d\omega = \\ &= \frac{1}{\pi} \frac{j_s}{(kT)^2} E \exp\left[-\frac{E}{kT}\right] \sin \Omega \cos \Omega dE d\Omega d\omega. \end{aligned}$$

Здесь E — полная начальная энергия частицы; Ω — угол между вектором начальной скорости частицы и нормалью к поверхности катода; ω — азимутальный угол в плоскости, касательной к поверхности катода.

Функция

$$g(E) = \frac{E}{(kT)^2} \exp\left[-\frac{E}{kT}\right]$$

характеризует распределение термоэлектронов по энергиям. Рассматриваемому распределению соответствует наиболее вероятная энергия $E_0 = kT$, средняя энергия $\langle E \rangle = 2kT$ и дисперсия энергии $\Delta E = \sqrt{2kT}$.

Угловое распределение плотности термоэлектронного тока, представляющее собой дифференциальный элемент полного тока, отнесенный к телесному углу $d\psi = \sin \Omega d\Omega d\omega$, может быть получено из (2) интегрированием по всем положительным значениям энергии

$$d_\psi j = \frac{1}{\pi} j_s \cos \Omega d\psi,$$

что соответствует известному закону Ламберта.

Расчет самосогласованного поля в электронной пушке

Центральной проблемой компьютерного моделирования электронных пушек, а также других эмиссионных электронно- и ионно-оптических приборов и устройств, в которых пространственный заряд пучка играет существенную роль, является численное решение самосогласованной траекторно-полевой задачи в области, прилегающей к поверхности эмиттера. Влияние пространственного заряда проявляется в радикальной перестройке структуры электрического поля и соответственно электронного пучка вблизи поверхности эмиттера. Известно [5], что при первенансе выше 10^{-6} А/В^{3/2} это может привести к "запиранию" отдельных зон эмиттера или всего эмиттера в целом. Указанные эффекты носят существенно нелинейный самосогласованный характер, и возможность применения метода возмущений по току эмиссии здесь весьма ограничена.

Основу наиболее распространенных подходов к численному моделированию интенсивных электронных пучков составляет итерационная процедура решения самосогласованной задачи, включающая в себя следующие этапы:

численное решение уравнения Пуассона с известной правой частью и с заданными граничными условиями на поверхности электродов;

расчет семейств электронных траекторий в известных внешних полях с учетом распределения термоэлектронов по скоростям;

расчет и сглаживание распределения пространственного заряда.

Совместная реализация указанных процедур и достижение эффективной сходимости итерационного процесса является весьма сложной проблемой, требующей применения наиболее эффективных численных методов расчета электростатических полей и электронных траекторий. Основу алгоритмов расчета электронных пучков в ППП CHARGE и его модификациях составляют метод интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода и теория аббераций. Детально указанные вопросы освещены в работах [6—10].

Следует отметить, что численное решение уравнения Пуассона связано с расчетом большого числа электронных траекторий. Простые оценки показывают, что для выполнения лишь одной итерации по решению самосогласованной задачи требуется порядка 10^5 — 10^7 траекторий. Разумеется, рассчитать такой объем траекторий путем прямого численного решения уравнений движения является чрезвычайно трудной задачей даже для самых современных быстродействующих компьютеров.

Эффективное решение указанной проблемы может быть получено на основе абберационных методов, позволяющих представить электронную траекторию в виде асимптотического разложения по некоторой совокупности малых параметров (например, начальных скоростей и расстояний заряженной частицы от главной оптической оси). Как правило, такие разложения представляют собой полиномы степени не выше третьей, что позволяет осуществлять чрезвычайно быстрый расчет электронных траекторий. Построение абберационных разложений для эмиссионных систем обладает рядом специфических особенностей, которые детально рассмотрены в работах [7—12]. Важным достоинством развитого в этих работах метода τ -вариаций является то, что он позволяет осуществлять "сквозной" просчет электронных траекторий в системах, состоящих из различных по своей физической природе электронно-оптических элементов, разделенных бесполевыми промежутками (электронных пушек, электро/магнитостатических или комбинированных фокусирующих систем, отклоняющих систем и т. п.) Последнее обстоятельство делает метод τ -вариаций весьма эффективным при компьютерном моделировании ЭЛТУ.

Моделирование осесимметричных фокусирующих магнитных полей

Фокусировка электронных пучков в ЭЛТУ осуществляется при помощи осесимметричных электро/магнитостатических или комбинированных полей. В данном разделе мы кратко охарактеризуем пакет прикладных программ РАМП (Вычислительный центр СО РАН) [13, 14], который используется в ППП CHARGE в качестве программного модуля для расчета фокусирующих магнитостатических полей.

Пакет РАМП реализует решение двумерных смешанных краевых задач для линейных или квазилинейных эллиптических дифференциальных уравнений в декартовой или цилиндрической системах координат. В магнитостатических задачах материальные свойства среды задаются экспериментальными или аналитическими кривыми, описывающими зависимости между напряженностью поля и магнитной индукцией, а также зависимость плотности тока от характеристик поля. Решение краевых задач проводится методом конечных элементов с кусочно-линейными базисными функциями на треугольных элементах. В пакете реализованы алгоритмы автоматического построения сеток с адаптацией к геометрическим особенностям границы области и сгущением узлов в требуемых подобластях. Решение систем линейных уравнений с разреженными матрицами высокого порядка осуществляется эффективными модифицированными методами неполной факторизации с ускорением сопряженными градиентами. Для решения нелинейных систем применяются ньютоновские итерационные процессы в ком-

бинации с последовательной релаксацией. Пакет РАМП включает в себя библиотеку характеристик большого количества ферромагнитных материалов.

Моделирование полей отклоняющих магнитных систем

Методы расчета полей в магнитных отклоняющих системах, применяемых для сканирования электронного луча относительно поверхности мишени в ЭЛТУ, рассмотрим на примере тороидальной магнитной системы, представляющей собой совокупность двух пар катушек, повернутых одна относительно другой на угол 90° и намотанных на ферритовый сердечник таким образом, что каждый виток находится в меридиональной плоскости.

В соответствии с [3—15] при достаточно высокой магнитной проницаемости сердечника ($\mu > 10^4 \mu_0$) напряженность \vec{H} магнитного поля внутри сердечника пренебрежимо мала. Полагая, что отклоняющие токи не столь высоки, чтобы вызвать эффекты насыщения (это обычно выполняется на практике), граничные условия на поверхности катушек Γ можно записать в приближении поверхностных токов следующим образом:

$$\vec{H}(\vec{r}_p) \times \vec{n}(\vec{r}_p) = \vec{\omega}(\vec{r}_p) \quad (\vec{r}_p \in \Gamma), \quad (3)$$

где $\vec{\omega}(\vec{r}_p)$ — поверхностный ток, а \vec{n}_p — внешняя нормаль к поверхности Γ .

В рассматриваемом приближении из (3) следует скалярное граничное условие

$$\varphi_m(\omega) = \varphi_{m0} + \int_0^\omega J(\omega') d\omega', \quad (4)$$

где $J(\omega)$ — заданное азимутальное распределение тока на поверхности Γ ; φ_{m0} — постоянная, которую без ограничения общности можно положить равной нулю.

Таким образом, скалярный потенциал φ_m является решением задачи Дирихле для уравнения Лапласа с осесимметричной границей и неосесимметричными граничными условиями (4). Это обстоятельство существенно упрощает расчет поля рассматриваемой магнитной отклоняющей системы. Представляя $J(\omega)$ в виде отрезка ряда Фурье по азимутальному углу ω

$$J(\omega) = \sum_{k=1}^N R e \left\{ J_k(\vec{r}_p) \exp[ik\omega] \right\} \quad (\vec{r}_p \in \Gamma),$$

где J_k — амплитуды Фурье, задачу расчета отклоняющего поля нетрудно свести к уравнению Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 U_k}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 U_k}{\partial r^2} + \frac{2k+1}{r} \frac{\partial U_k}{\partial z} = 0$$

относительно соответствующих гармоник $U_k(r, z)$ магнитного потенциала φ_m .

Для вычисления гармоник $U_k(r, z)$ используются интегральные представления решений уравнения Гельмгольца, являющиеся частным случаем полученных в [16] общих соотношений между вариациями потенциалов и геометрии граничных электродов и возмущениями потенциала в произвольной точке пространства.

Некоторые особенности вычислительных алгоритмов ПП CHARGE

В настоящей версии ППП CHARGE применяется традиционная двухэтапная схема расчета кулоновского потенциала, предполагающая предварительный расчет распределения пространственного заряда на каждой итерации. В осесимметричном случае кулоновское поле пучка рассчитывается на двумерной сетке при помощи гауссовских квадратурных формул. Для вычисления возникающих при этом эллиптических интегралов используются полиномиально-логарифмические аппроксимации. Распределение термоэлектронов по скоростям моделируется при помощи датчика псевдослучайных чисел, что при фиксированном количестве электронных траекторий обеспечивает большую устойчивость и гладкость распределений пространственного заряда и кулоновского потенциала по сравнению с детерминированным интегрированием.

Для вычисления потенциала "зеркального изображения", а также для расчета гармоник отклоняющих магнитных полей в приближении поверхностных токов используется специальная процедура построения дискретного матричного аналога функции Грина.

При расчете термоэмиссионных электронных пушек в ППП CHARGE используются два различных режима расчета электронных траекторий.

Первый режим, называемый режимом квадратичного потенциала, применяется для расчета траекторий в области, непосредственно прилегающей к эмиттеру. Размер этой области определяется алгоритмически в процессе счета и зависит от структуры поля вблизи поверхности эмиттера. Суммарный электростатический потенциал $\phi(P)$ вблизи фиксированной точки P эмиттера представляется в виде квадратичного разложения, в котором градиент потенциала и матрица вторых производных (гессиан) вычисляются три помощи специального алгоритма, основанного на полиномиальном сглаживании. Затем с применением алгоритма сингулярных разложений [17], указанная квадратичная форма приводится к каноническому виду, что позволяет получить точные аналитические представления электронных траекторий в рассматриваемом приближении.

Вычислительные эксперименты показали, что режим квадратичного потенциала является достаточно прецизионным с точки зрения моделирования тонкой структуры пространственного заряда вблизи поверхности эмиттера.

Второй режим расчета электронных траекторий, называемый абберационным, применяется для построения траекторий частиц, обладающих достаточно большой начальной энергией, позволяющей им пройти сквозь потенциальный барьер, образованный пространственным зарядом, покинуть область эмиттера и принять участие в дальнейшем формировании электронного пучка. Абберационные траектории рассчитываются при помощи упомянутого выше метода τ -вариаций.

Для более достоверного и устойчивого моделирования тонкой структуры пространственного заряда, имеющего резкие максимумы в области, непосредственно прилегающей к эмиттеру (характерный размер области обычно составляет несколько десятков микрон), а также в области кроссовера, где плотность пространственного заряда также велика, предусмотрена возможность генерирования существенно неравномерных сеток. Проведенные численные эксперименты показали, что для достижения необходимой устойчивости сетка кулоновского потенциала должна быть существенно мельче сетки пространственного заряда.

Численные эксперименты показали также, что построение итерационной процедуры решения самосогласованной задачи на основе прямого расчета электронных траекторий в прикатодной области приводит к весьма существенным затратам машинного времени, что не всегда позволяет реализовать эффективную сходимость. Для преодо-

ления этой трудности и получения практических результатов с меньшими вычислительными затратами, наряду с описанным выше, был использован хорошо зарекомендовавший себя на практике более экономичный алгоритм решения самосогласованной задачи со специальным выделением прикатодной области на основе теории плоского диода в реализации, предложенной в работе [18].

Основное упрощение этого подхода, позволяющее существенно снизить объем необходимых вычислений, состоит в том, что прикатодная область рассматривается как совокупность конечного числа концентрических элементарных диодов, аноды которых располагаются на небольшом (порядка 50—100 мкм) расстоянии от катода, и к каждому из таких элементарных диодов применяются аналитические результаты строгой теории. Потенциал каждого из анодов пересчитывается на каждой итерации, и вслед за этим пересчитываются плотность тока и скорости электронов. По рассчитанным траекториям электронов находится распределение плотности объемного заряда, вновь решается уравнение Пуассона и т.д.

Структура и возможности пакета прикладных программ CHARGE

ППП CHARGE предназначен для компьютерного моделирования и проектирования ЭЛТУ, включающих в себя термоэмиссионную электронную пушку с электростатическим управлением, магнитную или комбинированную фокусирующую систему и систему магнитного отклонения. В соответствии со своим назначением, ППП CHARGE выполняет компьютерное моделирование следующих процессов:

- формирования электронного пучка электронной пушкой;
- фокусировки электронного пучка осесимметричной магнитной или комбинированной электронно-оптической системой;
- отклонения электронного пучка магнитной отклоняющей системой.

Решение указанных задач в пакете CHARGE обеспечивается основными программными модулями GUN, BEAM, RAMP и DENS, имеющими взаимосогласованную структуру входных и выходных данных и способными функционировать как совместно, так и автономно. Графическая визуализация результатов на всех этапах расчета осуществляется при помощи программного модуля DEMON.

Формирование электронного пучка в электронной пушке

Самосогласованный расчет основных полевых электронно-оптических характеристик осесимметричных электростатических термоэмиссионных электронных пушек с учетом пространственного заряда и разброса термоэлектронов по скоростям осуществляется программными модулями GUN, BEAM, DENS и включает в себя:

- расчет лапласовского электростатического потенциала, создаваемого электродами электронной пушки (модуль GUN);
- расчет распределения плотности пространственного заряда (модуль GUN);
- расчет распределения кулоновского потенциала и его производных (модуль GUN);
- расчет распределения потенциала "зеркального изображения" и его производных (модуль GUN);
- расчет распределения суммарного пуассоновского потенциала и его производных (модуль GUN);
- расчет вольт-амперной характеристики электронной пушки (модуль GUN);
- расчет распределения плотности по катоду (модуль GUN);
- расчет электронных траекторий пучка (модуль BEAM);
- расчет положения плоскости кроссовера (модуль BEAM);
- расчет распределения плотности тока в произвольной плоскости, перпендикулярной главной оптической оси пушки (модуль DEANS).

Поскольку решение самосогласованной задачи осуществляется итерационным образом, все вышеперечисленные характеристики рассчитываются на каждой итерации и могут быть визуализированы по желанию пользователя.

Фокусировка электронного пучка осесимметричной магнитной или комбинированной электронно-оптической системой

Расчет полевых и электронно-оптических характеристик осесимметричных магнитных (или комбинированных) фокусирующих систем в пакете CHARGE осуществляется программными модулями RAMP, BEAM, DENS и включает в себя:

расчет распределения фокусирующих магнитных (или комбинированных) полей, создаваемых совокупностью осесимметричных электродов, магнитных катушек и магнитопроводов с учетом насыщения (модуль RAMP);

расчет электронных траекторий пучка в абберационном приближении до третьего порядка включительно (модуль BEAM);

расчет кардинальных элементов электронной линзы (модуль BEAM);

построение фигуры рассеяния электронного пучка для заданной рабочей области термокатода (модуль DENS);

расчет распределений плотности тока в двух взаимно-перпендикулярных направлениях в произвольной плоскости, перпендикулярной главной оптической оси (модуль DENS).

Отклонение электронного пучка магнитной отклоняющей системой

Расчет полевых и электронно-оптических характеристик магнитных фокусирующих систем в пакете CHARGE выполняется программными модулями BEAM и DENS и включает в себя:

расчет распределений пространственных гармоник (до третьей включительно) отклоняющего магнитного поля и его производных вдоль главной оптической оси, а также вдоль произвольной главной траектории пучка (модуль BEAM);

расчет электронных траекторий пучка в абберационном приближении до третьего порядка включительно относительно главной траектории пучка (модуль BEAM);

построение фигуры рассеяния отклоненного электронного пучка для заданной рабочей области термокатода (модуль DENS);

расчет распределений плотности тока в двух взаимно-перпендикулярных направлениях в произвольной плоскости, перпендикулярной главной оптической оси (модуль DENS);

определение и оптимизация плоскости наилучшей фокусировки электронного пучка на мишени в режиме отклонения (модуль DENS).

Графическая визуализация результатов

Гибкая графическая визуализация результатов расчета характеристик ЭЛТУ в ППП CHARGE на всех этапах формирования, фокусировки и отклонения электронного пучка осуществляется при помощи программного модуля DEMON.

Помимо перечисленных выше основных полевых и электронно-оптических оптических характеристик, на каждом из этапов расчета ЭЛТУ по желанию пользователя могут быть визуализированы промежуточные расчетные данные, позволяющие детально проанализировать работу отдельных алгоритмов и программ.

Результаты численных экспериментов

Ниже приведены некоторые результаты компьютерного моделирования ЭЛТУ, включающей в себя осесимметричную электронную пушку с нагреваемым термокатодом, осесимметричную магнитную фокусирующую систему, образованную соленоидом и магнитопроводом с полюсными наконечниками, а также систему магнитного отклонения тороидального типа.

На рис. 1, а, б представлены геометрия электродов электронной пушки и общий вид траекторий электронного пучка в зависимости от потенциала на управляющем электроде, а на рис. 2 — распределение пространственного заряда в области формирования пучка для соответствующих режимов.

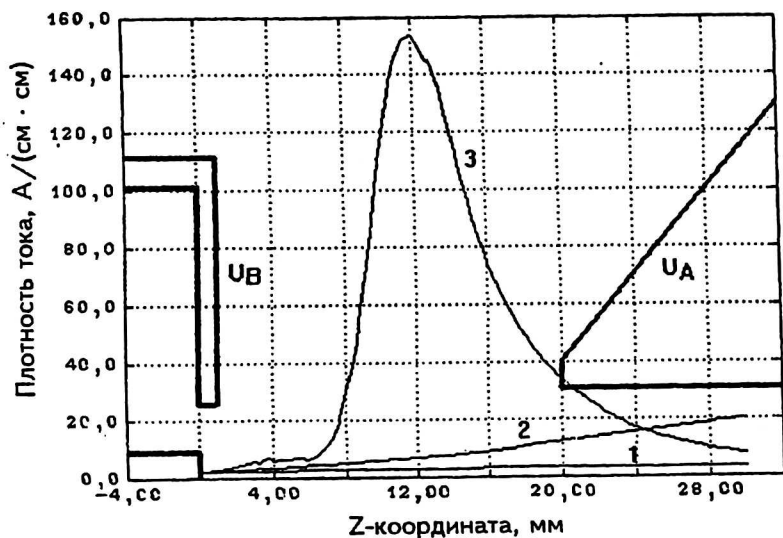


Рис. 2. Распределение плотности тока вдоль оси в электронной пушке:
 $U_a = 50$ кВ; $J_s = 2$ А/см²; 1 — $U_b = 0$; 2 — $U_b = -400$ В; 3 — $U_b = -800$ В (рабочий режим)

На рис. 3 приведены распределения плотности тока вдоль катода в электронной пушке для различных значений потенциала Венельта. Из рисунка видно, что режим ограничения тока пространственным зарядом в данной пушке возникает при отрицательных значениях потенциала электрода Венельта, по абсолютной величине больших примерно 850 В.

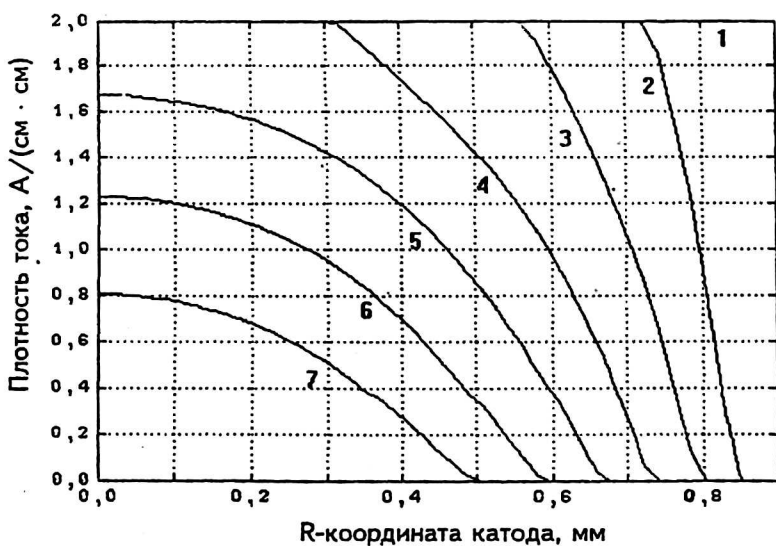


Рис. 3. Распределение плотности тока вдоль катода в электронной пушке при различных значениях потенциала электрода Венельта:
 $U_a = 50$ кВ, $J_s = 1$ А/см²; 1 — $U_b = -800$ В; 2 — $U_b = -900$ В;
 3 — $U_b = -1000$ В; 4 — $U_b = -1100$ В; 5 — $U_b = -1200$ В; 6 — $U_b = -1300$ В; 7 — $U_b = -1400$ В

Второй этап формирования электронного пучка в рассматриваемой ЭЛТУ представляет собой фокусировку пучка осесимметричным магнитным полем. На рис. 4 показана геометрия магнитной фокусирующей системы, состоящей из соленоида и магнитопровода с полюсными наконечниками, а также расчетные распределения магнитной индукции и ее первой производной вдоль оси симметрии. На рис. 5 видна фокусировка предварительно диафрагмированного электронного пучка в области полюсных наконечников магнитной фокусирующей системы.

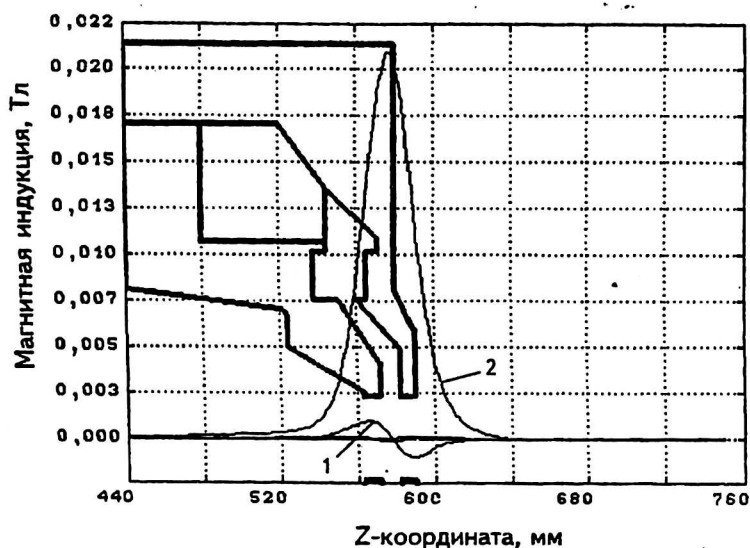


Рис. 4. Геометрия магнитной фокусирующей системы и осевые распределения магнитной индукции (1) и ее первой производной (2).
Полный ток через соленоид — 620 ампер-витков

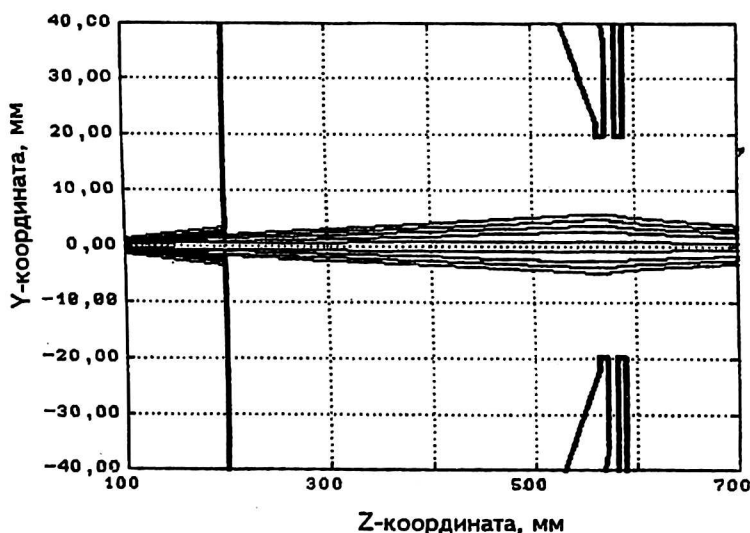


Рис. 5. Фокусировка траекторий пучка вблизи полюсных наконечников магнитной фокусирующей системы (диаметр вырезающей диафрагмы 4 мм, диафрагма расположена на расстоянии 200 мм от катода)

Рис. 6—10 отражают заключительный этап формирования электронного пучка в ЭЛТУ, заключающийся в отклонении пучка магнитной отклоняющей системой тороидального типа. На рис. 6 представлены распределения первой гармоники отклоняющего магнитного поля и ее производных вдоль главной оптической оси, а на рис. 7 показан общий вид электронного пучка в режиме отклонения. Сравнение между собой распределений плотности тока в неотклоненном и отклоненном пучках (см. рис. 8 а, б — 9 а, б) свидетельствует о наличии заметного астигматизма отклонения. Общий вид электронного пучка в рассматриваемой ЭЛТУ показан на рис. 10.

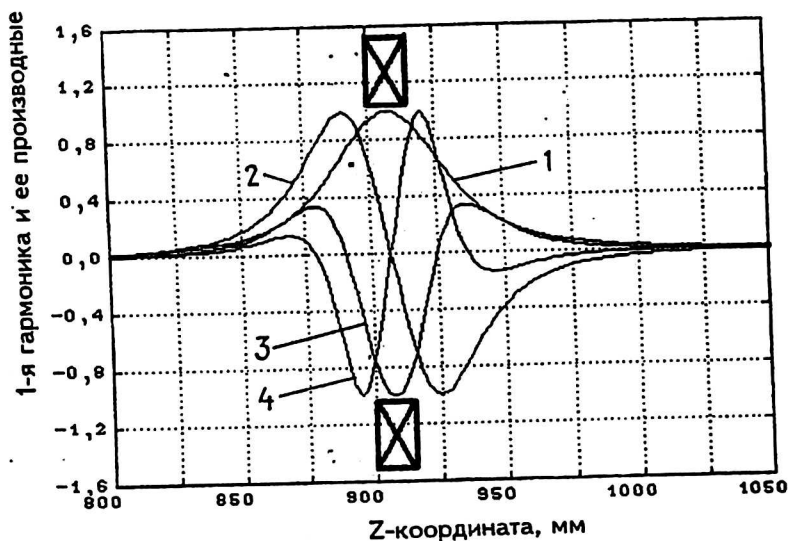


Рис. 6. Первая гармоника отклоняющего поля тороидальной магнитной системы (1) и ее последовательные производные по z (2, 3, 4)

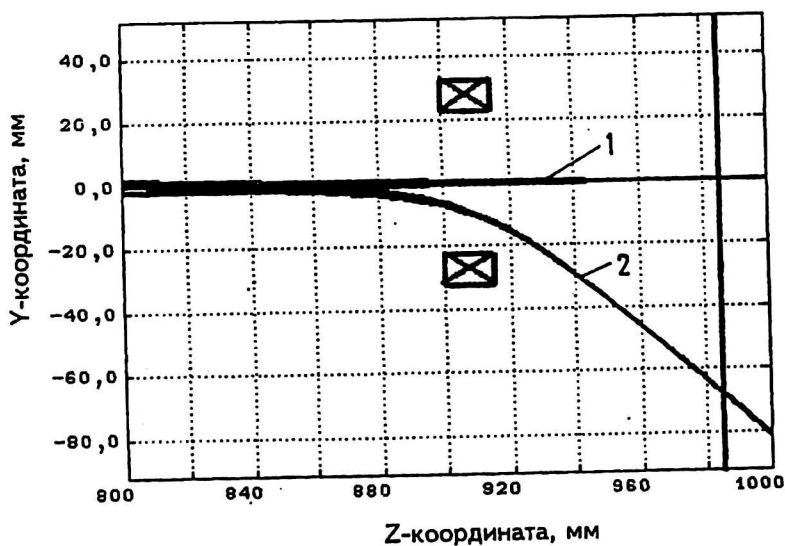


Рис. 7. Отклонение электронного пучка в плоскости мишени:
1 — неотклоненный пучок; 2 — отклоненный пучок

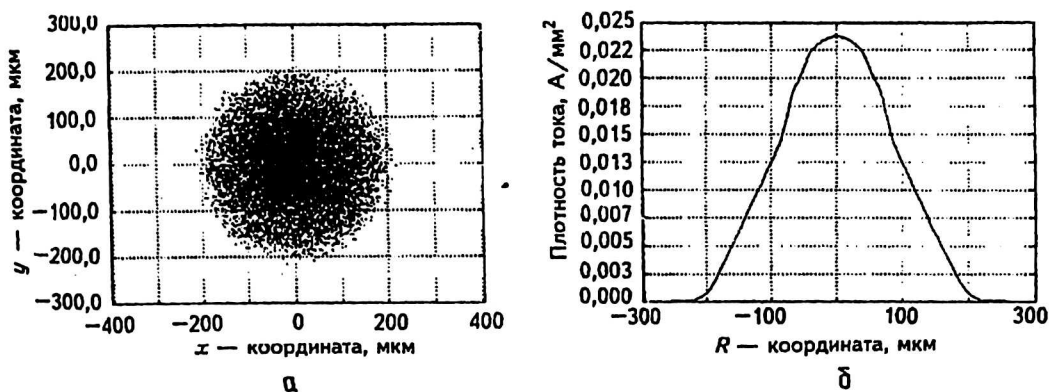


Рис. 8. Фигура рассеяния неотклоненного пучка в плоскости мишени (а) и распределение плотности тока в неотклоненном пучке в плоскости мишени (б)

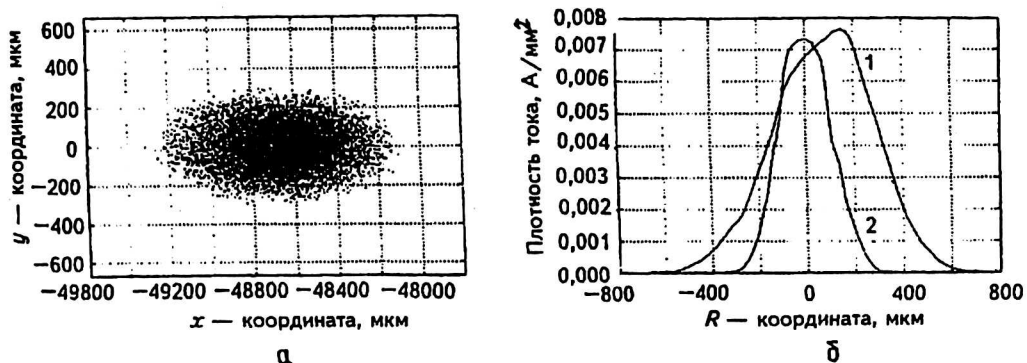


Рис. 9. Фигура рассеяния отклоненного пучка в плоскости мишени (отклонение пучка 48,7 мм) (а); распределение плотности тока в отклоненном пучке для двух взаимно перпендикулярных направлений плоскости мишени (отклонение пучка 48,7 мм) (б): 1 — в направлении отклонения; 2 — в перпендикулярном направлении

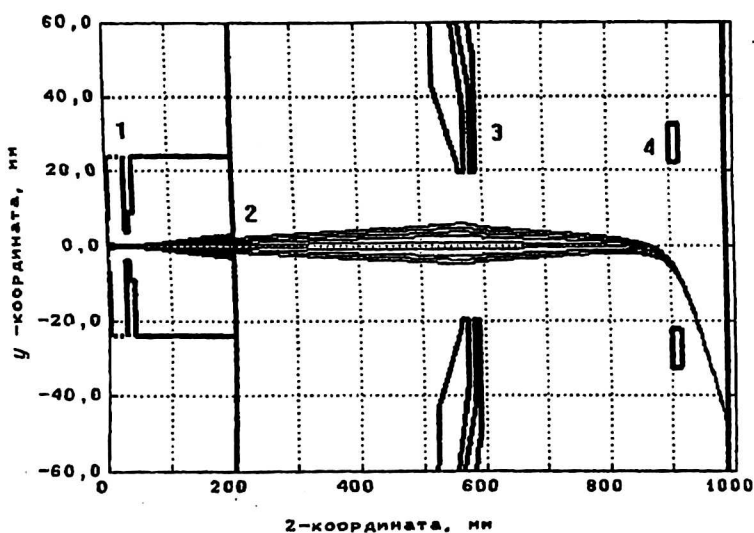


Рис. 10. Общий вид электронного пучка в ЭЛТУ: 1 — электронная пушка; 2 — вырезающая диафрагма; 3 — полюсные наконечники магнитной фокусирующей системы; 4 — магнитная отклоняющая система (для наглядности масштабы по осям координат выбраны разными)

Литература

1. Шиллер З., Гайзиг У., Панцер Я. Электронно-лучевая технология. — М.: Изд-во "Энергия", 1980.
2. Linn H. J., Roschik K. Numerische Berechnung von Elektronenkanonen // Arch. Elektr. Ubertragung, 1968, Bd. 22, № 3. S. 146—149.
3. Хокс П., Каспер Э. Основы электронной оптики. Т. 1, 2. — М.: Мир, 1993.
4. Добрецов Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. — М.: Наука, 1966.
5. Силадьи Р. Электронная оптика. — М.: Мир, 1994.
6. Monastyrsky M. A., Tarasov V. A. and Filachev A. M. New theoretical approach to the self-coordinated problem in charged particle optics // Proc. of the International Conference on Charged Particle Optics (CPO-2). — San Diego, 1996, SPIE. V. 2858/ P. 136—146.
7. Монастырский М. А. Метод τ -вариаций и некоторые вычислительные проблемы электронной оптики динамических эмиссионных систем // Прикладная физика, 1997, № 2.
8. Монастырский М. А., Тарасов В. А., Филачев А. М. Алгоритмы численного решения самосогласованной задачи оптики заряженных частиц на основе метода τ -вариаций // Радиотехника и электроника, 1997, № 2.
9. Monastyrsky M. A., Andreev S. V., Gaidukova I. S., Tarasov V. A. and Filachev A. M. Modern numerical technique and software for photo/thermo-emission electron-optical systems computer-aided design // Proc. of the International Conference on Charged Particle Optics (CPO-3). — San Diego, 1997, SPIE.
10. Iľ'in V. P., Kateshov V. A., Kulikov Yu. V. and Monastyrsk M. A. y. Emission-Imaging Electron-Optical System Design // Advances in Electronics and Electron Physics, 1990. V. 78. P. 155—278.
11. Монастырский М. А., Колесников С. В. Общая теория пространственных и временных aberrаций в катодных линзах со слабо нарушенной осевой симметрией (части 1,2) // Журнал технической физики, 1988. Т. 58. № 1. С. 3—19.
12. Монастырский М. А. Исследование aberrаций эмиссионных систем в областях с низким потенциалом // Журнал технической физики. 1989. Т. 59. № 12. С. 49—56.
13. Рапоцевич Е. А., Родионов С. С., Цимбалист И. В. Моделирование двумерных магнитостатических полей на IBM PC // В сб.: Вычислительные методы и технология решения задач математической физики. — Новосибирск, 1992.
14. Рапоцевич Е. А., Родионов С. С. Численный расчет электромагнитных сил // В сб.: Вычислительные методы и технология решения задач математической физики. — Новосибирск, 1992.
15. Schwertfeger W., Casper E. // Optik. 1974. 41.
16. Монастырский М. А., Колесников С. В. Новый метод расчета возмущений потенциала в задачах со слабо нарушенной осевой симметрией // Журнал технической физики, 1983. Т. 53, № 9. С. 1668—1677.
17. Форсайт Дж., Моулер М. Машинные методы математических вычислений. — М.: Мир, 1982.
18. Белуга И. Ш., Соколова И. М. // Прикладная физика, 1997. № 2.

DEVELOPMENT ON COMPUTATION TECHNIQUES AND APPLIED PROGRAM PACKAGE FOR ELECTRON BEAM TECHNOLOGICAL UNITS MODELING

A. M. Filachev

The State Unitary Enterpris "Orion", Moscow, Russia

S. V. Andreev, M. A. Monastyrsky, V. A. Tarasov
General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia

I. Sh. Beluga, I. S. Gaidoukova, A. G. Muravëv
Research Institute for Electron and Ion Optics, Moscow, Russia

Computer-aided design of up-to-date electron beam technological units intended for precise processing of various materials with the use of high-energetic electron beam requires sophisticated electron beam computation through all elements of a column including thermal emission electron gun, electromagnetic focusing and deflection systems. In this paper, the newly developed Applied Program Package CHARGE is presented, and some numerical results on electron beam technological units modeling are outlined and briefly discussed.