

УДК 537.533

Согласующие и корректирующие электрические зеркала в электронной оптике

Ю. К. Голиков, Н. К. Краснова,
К. В. Соловьев, Д. В. Григорьев, А. Д. Любич
Санкт-Петербургский государственный технический университет,
Санкт-Петербург, Россия

Предложен необычный, но очень эффективный подход к решению некоторых актуальных электронно-оптических проблем. В частности, предлагаемый класс электростатических устройств подходит для коррекции геометрических aberrаций в двухкаскадных системах электронных спектрометров и временных aberrаций в новых системах масс-спектрометров с высоким коэффициентом пропускания для транспортировки потоков с большим фазовым объемом на заданное расстояние. Такие устройства технически легко реализуемы методами современной технологии.

Физические аспекты

Электронно-оптические зеркала предназначены для того, чтобы создавать достаточно правильное оптическое изображение малых объектов, и все они поворачивают узкие электронные пучки на значительные углы, вплоть до 180° . В этом проявляется их аналогия с обычными световыми зеркалами.

Более адекватным оптическому зеркалу можно считать отражающий двойной электрический слой — очень узкий криволинейный слой поля между

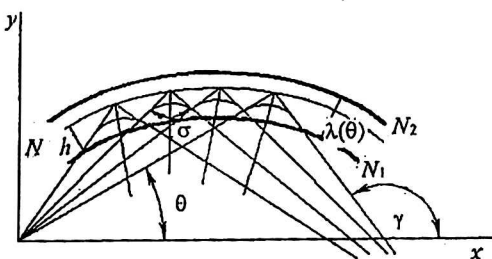
двумя проводящими поверхностями, из которых одна — прозрачная металлическая сетка. Подобное зеркальное устройство эллиптического сечения уже нашло применение в электронной спектроскопии [1]. По сравнению с оптическим эллипсоидальным зеркалом данный прибор весьма несовершенен из-за рассеивающего эффекта сетки, в непосредственной близости от которой происходит отражение электронов, что ограничивает их широкое применение в электронной оптике и аналитическом приборостроении.

Опыт электронной спектроскопии последних десятилетий показывает, что затягивание входных и выходных щелей в электростатических энергоанализаторах цилиндрическими и коническими линейными сетками, состоящими из параллельных или слабо расходящихся металлических нитей, несущественно отражается на предельных электронно-оптических характеристиках инструментов. Связано это с тем, что максимальный изгиб траекторий и торможение скорости до минимума развивается вдали от сетки, на расстояниях в десятки раз превышающих линейный размер ячеек. Таким образом, мы вправе сделать вывод, что для трансформации потоков электронов и ионов можно использовать не “почти двойные слои”, но достаточно толстые устройства, окаймленные с одной стороны цилиндрическими и коническими сетками, а с другой — профилированными сплошными электродами. Общей теории подобных электронно-оптических зеркал в литературе мы не находим, хотя отдельные варианты безусловно встречаются [1, 2]. Мы назвали эти зеркала квазиэллиптическими, поскольку во многих ситуациях они будут выполнять функции, напоминающие классические эллипсоидальные световые зеркала с их идеальными оптическими свойствами. Опишем кратко схему наших теоретических построений.

Предположим, что в бесполовом (дрейфовом) пространстве задан поток электронов (ионов) с пренебрежимо малым пространственным зарядом. Пусть необходимо преобразовать данный поток в другой по определенному закону. На начальном этапе теории мы будем ассоциировать корпускулярные потоки со световыми и искать подходящее оптическое зеркало. Допустим, что такое зеркало — поверхность отражения нам удалось найти, тогда возникает технический вопрос электронно-оптического воплощения отражающего устройства. Как его решать? Здесь можно действовать несколькими способами, но мы предлагаем следующий.

Проведем ниже идеальной оптической поверхности отражения другую поверхность так, чтобы она отсекала равнобедренные треугольники от изломанных траекторий (рис. 1), и выполним ее в виде мелкоструктурной сетки. Выше зеркала поместим профилированный потенциальный электрод, форма которого должна рассчитываться с помощью обратных задач динамики частиц в полях так, чтобы реальные дуги траекторий вписывались в оптические треугольники. Высота подъема этих дуг над сеткой должна превышать размер ячеек в десятки раз, что компенсирует эффект искажения процесса отражения по сравнению с идеальным. В то же самое время малость используемых дуг траекторий внутри такого устройства позволяет эффективно строить аналитическую и компьютерную стратегии оптимизации. В этой ситуации рассчитанные электрические поля слабо варьируются по величине, но меняют направление при перемещении вдоль зеркала в соответствии с изменением его формы. Это обстоятельство существенно упрощает теорию.

Рис. 1. Оптическое и электронно-оптическое согласование потоков в поле с криволинейной границей



Если отсекающую сетку выпрямить, то оптические треугольники (рис. 2) станут существенно неравнобокими и, соответственно, фрагменты сглаживающих траекторных дуг будут тоже сугубо несимметричными. Распределение поля вдоль прямолинейной сетки, сохраняющее все свойства отражения потока в дрейфовом пространстве, будет существенно неоднородным по сравнению с вышеописанным случаем криволинейной сетки. Профиль потенциального электрода при этом должен измениться. Если варьировать форму сетки и каждый раз находить соответствующий профиль потенциального электрода, то можно построить бесчисленное множество электронно-оптических аналогов, решающих заданную проблему трансформации потока,

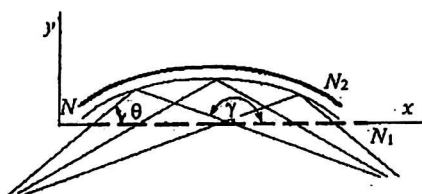


Рис. 2. Отражение в слое поля с прямолинейной границей

правда, с некоторыми малыми вариациями. Чтобы сделать наши качественные физические рассуждения математически точными, мы введем некоторые новые полезные нетрадиционные понятия, связанные со структурой потоков, и сформулируем основное математическое ядро всего комплекса задач, описанных ниже.

Оптический каркас

Большинство классических электронно-оптических систем таких, как линзы, дефлекторы и некоторые зеркала, оперирует узкими параксиальными потоками, нанизанными на оптическую ось "шашлык на шампур". При соединении таких элементов в единый оптический тракт в первую очередь согласуют оптические оси между собой. В современных энергоанализирующих устройствах стремятся работать с пучками с большим угловым разбросом в целях повышения светосилы и чувствительности, и понятие "оптической оси" утрачивает свое традиционное значение. В этих условиях структуру реального потока удобно связывать с некоторыми выделенными характерными семействами траекторий, которые играют роль своеобразного скелета, составленного из совокупности оптических осей. Поток нанизывается на такие семейства как "мясо на скелет". Мы назовем это обобщение оптической оси оптическим каркасом. Например, в случае планарных потоков в качестве оптических каркасов могут выступать однопараметрические семейства изоэнергетических траекторий. Для осесимметричных систем удобно работать с однопараметрическими семействами меридиональных траекторий. Если система не имеет какой-либо ярко выраженной геометрической симметрии, то мы вынуждены оперировать двухпараметрическими оптическими

каркасами. С математической точки зрения оптический каркас — это семейство траекторий с минимальным числом параметров, играющее роль ε -сети по отношению к заданному реальному потоку. Этим мы хотим подчеркнуть, что каждая физическая траектория в потоке стоит по выбранной метрике на расстоянии не более $|\varepsilon|$ от одной из кривых оптического каркаса. В дрейфовом бесполовом пространстве оптические каркасы устроены особенно просто и задаются семействами прямых. В данной работе мы исследуем самые простые и практически важные ситуации планарных и осесимметричных полей и потоков. Особое значение будут иметь гомоцентрические оптические каркасы и близкие к ним.

Первый этап — зеркальное согласование оптических каркасов

Пусть в дрейфовом пространстве заданы два оптических каркаса на плоскости, которые необходимо согласовать с помощью идеального оптического зеркала. В качестве параметров обоих оптических каркасов возьмем полярные углы θ и γ (см. рис. 1). Оба оптических каркаса запишем на плоскости XU в виде уравнений

$$y \cdot \cos \theta - x \cdot \sin \theta = T(\theta), \quad (1)$$

$$y \cdot \cos \gamma - x \cdot \sin \gamma = \Gamma(\gamma). \quad (2)$$

Структурные свойства каркасов целиком определяются видом функций $T(\theta)$ и $\Gamma(\gamma)$. Положим, что обе функции дифференцируемы в интересующей нас области изменения углов ($\theta_1 < \theta < \theta_2$, $\gamma_1 < \gamma < \gamma_2$). Задача согласования заданных каркасов заключается в том, чтобы найти зеркало, отражающее семейство (1) в семейство (2) (и наоборот) по идеальным законам геометрической световой оптики, т. е. с соблюдением равенства углов падения и отражения относительно нормали к зеркальной поверхности. Зеркало должно лежать на пересечении прямых (1) и (2). Решая эту систему, найдем множество точек пересечения, заполняющее всю плоскость или ее часть

$$x = \frac{T \cdot \cos \gamma - \Gamma \cdot \cos \theta}{\sin(\gamma - \theta)}, \quad y = \frac{T \cdot \sin \gamma - \Gamma \cdot \sin \theta}{\sin(\gamma - \theta)}. \quad (3)$$

Найдем необходимое согласование этих семейств, т. е. функциональную связь между θ и γ — $\gamma = \gamma(\theta)$. Для этого запишем единичные векторы \vec{n}_1 и \vec{n}_2 , направленные вдоль семейств, соответственно, и дифференциальный вектор касательной к искомому зеркалу \vec{S}

$$\begin{aligned} \vec{n}_1 &= i \cdot \cos \theta + j \cdot \sin \theta, \\ \vec{n}_2 &= i \cos \gamma + j \sin \gamma, \\ \vec{S} &= i \cdot dx + j \cdot dy, \end{aligned} \quad (4)$$

где i и j — орты по осям X и Y .

Через вектор \vec{b} обозначим биссектрису угла между падающим и отраженным лучами в точке пересечения

$$\vec{b} = i(\cos \theta + \cos \gamma) + j(\sin \theta + \sin \gamma). \quad (5)$$

Тогда условием согласования должна быть ортогональность векторов \vec{S} и \vec{b} . Перемножая скалярно (4) и (5), получим уравнение

$$(\cos \theta + \cos \gamma)dx + (\sin \theta + \sin \gamma)dy = 0.$$

Выражая дифференциалы dx и dy из (3) и приводя их к дифференциалам $d\theta$ и $d\gamma$, получим дифференциальное уравнение, связывающее θ и γ с функциями $T(\theta)$ и $\Gamma(\gamma)$:

$$(\cos \theta + \cos \gamma)dx + (\sin \theta + \sin \gamma)dy = 0. \quad (6)$$

Решением этого уравнения есть общий интеграл

$$\gamma = \gamma(\theta, C), \quad (7)$$

содержащий произвольную постоянную интегрирования C . Назначая по произволу какую-нибудь точку зеркала, порожденную выбранными лучами с углами θ и γ , мы можем найти C , а затем с помощью (7) и (3) вычислить весь профиль зеркала.

Найдем особые точки уравнения (6), в которых числитель и знаменатель одновременно обращаются в ноль. В них нарушается теорема существования и единственности и, следовательно, согласование особых лучей и их окрестностей с помощью зеркала становится принципиально невозможным. Особые лучи находятся как алгебраические решения системы

$$\begin{cases} T \cdot \cos(\gamma - \theta) + T_\theta \cdot \sin(\gamma - \theta) - \Gamma = 0, \\ \Gamma \cdot \cos(\gamma - \theta) - \Gamma_\gamma \cdot \sin(\gamma - \theta) - T = 0. \end{cases} \quad (8)$$

Если $T(\theta)$, $\Gamma(\gamma)$ — конкретно заданные функции, то система (8) либо не имеет вещественных корней, так что соответствующее семейство зеркал нигде не имеет патологии, либо имеет корни, и им отвечают особые точки функции согласования $\gamma(\theta)$, и им не отвечает никакой реальный фрагмент зеркала. Такие точки встречаются весьма часто. С другой точки зрения, (8) можно рассмотреть как дифференциально-функциональную систему, удовлетворяющуюся на конечных интервалах θ и γ при специальном выборе $T(\theta)$ и $\Gamma(\gamma)$. Тогда все точки согласования патологические (особые) и, следовательно, такие потоки принципиально нельзя отобразить друг в друга с помощью зеркала в сколь-нибудь малом, но конечном интервале изменения θ и γ . Этот случай вырождения оставим за пределами данной статьи, ибо вероятность его появления на практике весьма близка к нулю.

Для компьютерного и аналитического интегрирования уравнения (6) выгодно заменить эквивалентной системой с параметром p

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{dp} &= T(\theta) \cdot \cos(\gamma - \theta) + \frac{dT}{d\theta} \cdot \sin(\gamma - \theta) - \Gamma(\gamma), \\ \frac{d\gamma}{dp} &= -\Gamma(\gamma) \cdot \cos(\gamma - \theta) + \frac{d\Gamma}{d\gamma} \cdot \sin(\gamma - \theta) - T(\theta). \end{aligned}$$

Уравнение (6) является ключевым в теории зеркал. Тот факт, что отображение каркасов (1) и (2) друг в друга допускает целый однопараметрический класс зеркал, делает наш результат особенно ценным для электронной спектроскопии. Сделанные построения можно резюмировать в виде следующей оптической теоремы.

Теорема 1. Два произвольно заданных плоских прямолинейных оптических каркаса можно преобразовать друг в друга с помощью зеркала повсюду, кроме особых точек функции согласования $\gamma(\theta)$. Существует однопараметрический класс функций согласования и отвечающий ему однопараметрический класс согласующих зеркал, имеющих патологию только в особых точках.

Согласование гомоцентрических оптических каркасов

Построим по описанной схеме согласование двух пучков: один — выходящий из точки $x = -1, y = 0$, а второй — сходится в точку $x = 1, y = 0$. Семейства потоков опишутся следующими функциональными зависимостями

$$T(\theta) = \sin \theta, \quad \Gamma(\gamma) = -\sin \gamma.$$

Интегральное уравнение согласования тогда примет вид:

$$\frac{d\gamma}{d\theta} = \frac{\sin \gamma}{\sin \theta}.$$

Искомая функциональная зависимость между полярными углами этих семейств есть

$$\gamma = 2 \cdot \operatorname{arctg} \left(C \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right).$$

Подстановка T и Γ из (9) в (3) вместе с соотношением (10) дает уравнение софокусных эллипсов и ортогональных к ним софокусных гипербол — результат хорошо нам известный из оптики.

Этап второй — электронно-оптический аналог согласующего зеркала

Опишем аналитическую процедуру построения профилей криволинейного отражающего электрического слоя, сохраняющего найденное выше оптическое соответствие. Выберем одно из решений $\gamma(\theta)$ и с помощью формул (3) вычислим профиль N идеального оптического согласующего зеркала (см. рис. 1). Очевидно, нормали к N делят пополам углы излома σ оптического хода лучей при отражении. Вдоль этих нормалей отложим одинаковый отрезок длины h , конец которого опишет эквидистантную кривую N_1 , ее мы примем за нулевую эквипотенциаль отражающего электрического слоя. Эквидистанта N_1 отсекает от оптических изломов практически равнобедренные треугольники одной и той же высоты h , но с переменным при вершине σ . Теперь нам предстоит вписать в эти треугольники реальные короткие дуги электронных траекторий, в первом приближении их можно принять за параболы; такая аппроксимация тем точнее, чем меньше h .

Пусть ε_0 — начальная энергия (в электрон-вольтах) преобразуемого потока. Рассчитаем напряженность однородного электрического поля E , направленного по нормали к эквидистанте, таким образом, чтобы частица “вписалась” в малый треугольник высоты h с углом при вершине σ , двигаясь по квадратичной параболе. В результате получим для E выражение

$$E = \varepsilon_0 (1 + \cos \sigma) / h. \quad (9)$$

Но из рис. 1 имеем связь $\sigma = \gamma - \theta$ и, кроме того, по условиям согласования $\gamma(\theta)$ — известная функция. Следовательно, можно написать выражение эквивалентного однородного поля E в параметрической зависимости от θ .

$$E = \frac{\varepsilon_0}{h} [1 + \cos(\gamma(\theta) - \theta)].$$

Это поле можно ассоциировать с нормальной компонентой реального поля вдоль заземленной эквипотенциали N_1 . Для определения планарного или осесимметричного поля, удовлетворяющего уравнению Лапласа, мы должны решить задачу Коши по распространению гармонического потенциала с кривой поверхности N_1 в достаточно узкий слой пространства возле нее. Из фи-

зических соображений ясно, что в узком слое электрического поля, заключенного между близкими эквипотенциалами, среднее поле равно отношению разности потенциалов к расстоянию между эквипотенциалами. Найдем достаточно близкую эквипотенциаль N_2 (см. рис. 1) из условия

$$E(\theta)\lambda(\theta) = \Phi_0, \quad (10)$$

где Φ_0 — выбранный реальный потенциал на отражающей эквипотенциали N_2 , а $\lambda(\theta)$ — расстояние от N_1 в направлении нормалей к N . Отсюда

$$\lambda(\theta) = \frac{\Phi_0}{E(\theta)}.$$

Величину Φ_0 надо выбирать так, чтобы построенная эквипотенциаль N_2 лежала немного выше вершин параболических дуг.

Это приближенное построение позволяет весьма просто найти нужную конфигурацию реального квазиэллиптического зеркала, решающего достаточно точно задачу согласования электронных потоков по заранее заданным условиям. Выбор модуля расчета h связан с размером ячеек сетки N_1 . Например, при размере ячейки 0,5 мм следует брать h порядка 5—7 мм.

Данная схема синтеза электронно-оптического аналога зеркала вполне универсальна, и ее можно неограниченно уточнять компьютерным способом, добиваясь полного соответствия чисто оптическому варианту отражения. Тем не менее, мы приведем еще одну схему расчета, более сложную теоретически, но зато более простую и надежную при практической реализации.

Квазиэллиптические зеркала с прямолинейной границей поля

Снова построим идеальный ход лучей при оптическом согласовании и отражающее зеркало N (см. рис. 2), но заземленную эквипотенциаль N_1 сделаем прямолинейной, расположив ее ниже идеальной зеркальной поверхности. Эта прямая отсекает от изломов лучей серию неравнобоких треугольников, что, конечно, существенно затрудняет процесс конструирования электрического поля. Можно было бы воспользоваться параболической аппроксимацией траекторных дуг, но модель становится грубее по сравнению с предыдущим вариантом.

Для этого мы предлагаем универсальную модель трансформации потока в узком слое с потенциалом $\varphi(x, y)$, имеющим нулевую эквипотенциалью ось X : $\varphi|_{y=0} = 0$.

Разложим потенциал в окрестности нулевой эквипотенциали по степеням y . Тогда для планарных (двухмерных) лапласовых полей можно записать ряд:

$$\varphi(x, y) = E(x)y - \frac{E''(x)y^3}{6} + \dots \quad (11)$$

Для осесимметричных полей с цилиндрической нулевой эквипотенциалью радиуса r_0 потенциал Лапласа легко построить в виде ряда по степеням $y = r - r_0$, где x играет роль осевой координаты, а r и y , соответственно, радиальной.

$$\varphi(x, y) = E(x)y - \frac{E(x)}{2r_0}y^2 + \left[\frac{E(x)}{3r_0^2} - \frac{E''(x)}{6} \right]y^3 + \dots \quad (12)$$

Сходимость ряда (12) можно усилить подстановкой

$$u = r_0 \ln(1 + y/r_0),$$

тогда получится ряд, напоминающий планарный (11), удобный при реконструкции осесимметричных эквипотенциальных портретов

$$\varphi = E(x) \cdot u - \frac{E''(x) \cdot u^3}{6} + \dots$$

Главный вклад в электронно-оптическое действие поля вблизи прямой, нулевой эквипотенциали, вносит первый член $E(x) \cdot u$ — назовем его псевдооднородным. Поскольку силовые линии в этой части системы слабо изогнуты, почти параллельны оси Y , то динамические свойства подобного слоя имеют много общих черт с чисто однородными полями.

Уравнения движения электрона в приведенных безразмерных переменных имеют вид:

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= -E'(x)y, \\ \ddot{y} &= -E(x). \end{aligned} \quad (13)$$

В случае очень малых y , когда можно пренебречь изменением скорости вдоль эквипотенциали, движение определяется в квадратурах:

$$\begin{aligned} y &= y_0 + \dot{y}_0 t - \int_0^t \int_0^t E(x_0 + \dot{x}_0 \tau) d\tau dt, \\ x &= x_0 + \dot{x}_0 t. \end{aligned} \quad (14)$$

Это очень удобно при решении ряда задач согласования потоков, особенно в тех ситуациях, когда желательно иметь мнимую фокусировку высокого качества. В тех случаях, когда речь идет о действительной фокусировке заранее предписанного типа, глубина проникновения частиц в поле становится уже значительной, порядка 0,1—0,2 от основного габарита зеркала, и необходимо решать прямые и обратные задачи для системы (13). Относительно точного аналитического решения подобных систем с произвольной функцией $E(x)$ в литературе нет.

Кубическое согласование псевдооднородными полями

Грубое приближение траекторий формулами (14) даже в сочетании с компьютерным моделированием годится только для очень малых дуг согласующих траекторий, и оно способно давать правильные результаты только для очень узкого класса задач. Для согласования оптических каркасов, свойственных действительной фокусировке, приближение (14) явно не достаточно из-за того, что очень малые дуги вблизи эквипотенциали $y = 0$ имеют одинаковые углы входа и выхода ($\theta \cong \pi - \gamma$), и все электронно-оптические эффекты связаны только с вариацией “подошвы дуги” ($b - a$), и потому нужные трансформации потока на слишком тонком слое псевдооднородного поля осуществить не удастся. Чтобы исправить это положение, введем более точную динамическую модель, отражающую движение в достаточно толстом слое поля возле эквипотенциали $y = 0$. Для этого геометризуем уравнение движения с помощью интеграла энергий по стандартной процедуре и разложим форму дуги $y(x)$ по степеням переменной $(x - a)$. Тогда с точностью до члена $(x - a)^3$ имеем

$$y = A(x - a) - (1 + A^2) J'(a)(x - a)^2 - \frac{(1 - A^4)}{3} J''(a)(x - a)^3 + \dots, \quad (15)$$

где $J = E(a)/4\varepsilon_0$, ε_0 — начальная кинетическая энергия частицы.

Пусть дуга (15) заканчивается в точке $x = b$ под углом γ . Условие согласования потоков, очевидно, выразится в двух равенствах:

$$y|_{x=b} = 0, \quad \left. \frac{dy}{dx} \right|_{x=b} = \operatorname{tg} \gamma = B(b). \quad (16)$$

С помощью (16) из (15) находим два соотношения:

$$A(a) - (1 + A^2)J(a)(b - a) - \frac{1 - A^4}{3} J'(a)(b - a)^2 + \dots = 0, \quad (17)$$

$$A(a) - 2(1 + A^2)J(a)(b - a) - (1 - A^4)J'(a)(b - a)^2 + \dots = B(b).$$

Если функции $A(a)$ и $B(b)$, описывающие структуру заданных оптических каркасов, известны заранее, то (17) можно рассматривать как систему двух уравнений относительно двух неизвестных функций: функции согласования $b(a)$ и полевой функции $J(a)$. Разрешим систему (17) относительно $J(a)$ и $J'(a)$, получим:

$$J = \frac{2A(a) + B(b)}{(1 + A^2)(b - a)}, \quad (18)$$

$$J' = -3 \frac{A(a) + B(b)}{(1 - A^4)(b - a)^2}. \quad (19)$$

Чтобы система (18) и (19) была совместна, необходимо совпадение результата дифференцирования (18) по "а" с (19). Тогда и получится необходимое и достаточное условие согласования потоков, содержащее заданные функции $A(a)$ и $B(b)$ и неизвестную функцию согласования $b(a)$ в виде обыкновенного дифференциального уравнения 1-го порядка относительно $b(a)$

$$\frac{d}{da} \frac{2A(a) + B(b)}{(1 + A^2)(b - a)} = -3 \frac{A(a) + B(b)}{(1 - A^4)(b - a)^2}. \quad (20)$$

Интегрирование этого нелинейного уравнения дает однопараметрический класс функций согласования $b(a, C)$, где C — постоянная интегрирования. Далее из (18) находится полевая функция $J(a, C)$ и затем

$$E(a, C, \epsilon_0) = 4\epsilon_0 J(a, C).$$

Таким образом, уравнение (20) для псевдооднородного поля вполне аналогично по своей функциональной сущности уравнению оптического согласования (6). Докажем следующую теорему.

Теорема 2. С точностью до кубического приближения два заданных оптических каркаса с характеристическими функциями $A(a)$ и $B(b)$ могут быть согласованы между собой с помощью плоского слоя псевдооднородного электрического поля, причем класс таких согласующих полей содержит один свободный параметр C .

Следствие 1. Выбор C позволяет согласовывать два выбранных луча A_0 и B_0 по нашему усмотрению.

Уравнение (20) как и (6) не интегрируется аналитически в замкнутой форме, но современный компьютер позволяет легко обойти эту трудность в каждом конкретном случае. Тем не менее мы укажем еще один полезный общий результат. "Перевернем" уравнение (20), поделив на величину $\left[\frac{2A + B}{(1 + A^2)(b - a)} \right]^2$, получим новую форму условия согласования

$$\frac{d}{da} \frac{(1+A^2)(b-a)}{2A+B} = 3 \frac{A(a)+B(b)}{(2A+B)^2} \frac{1+A^2}{1-A^2}. \quad (21)$$

Пусть $A(a)$ — произвольный оптический каркас, а $B(b) = K = \text{const}$, тогда уравнение (21) немедленно интегрируется в квадратурах и дает однопараметрический класс функций согласования $b(a, C)$ и полей $E(a, C)$. Резюмируем теорему.

Теорема 3. Произвольный оптический каркас с характеристической функцией $A(a)$ можно отобразить в заданный параллельный каркас $B(b) = K = \text{const}$, причем поля и функция согласования вычисляются в виде следующих квадратур:

$$b = a + 3 \frac{2A+K}{1+A^2} \left\{ \int M(a) da + C \right\},$$

$$E = \frac{4\epsilon_0}{\int M(a) da + C}, \quad M(a) = 3 \frac{A+K}{(2A+K)^2} \frac{1+A^2}{1-A^2}, \quad (22)$$

$$A = A(a), \quad C = \text{const}.$$

Следствие. Если построить два зеркала, отображающих заданные каркасы $A(a)$ и $B(b)$ в некий промежуточный параллельный каркас $K = \text{const}$, то тандем из таких зеркал решает задачу согласования двух произвольных каркасов между собой, и согласующие поля определяются в квадратурах.

Данное следствие может быть ценным инструментом при синтезе многоцелевых систем, в частности, для электронно-оптических схем время-пролетных масс-спектрометров и электронных спектрографов [3, 4].

Приложения теории зеркал

Опишем вкратце несколько типичных физических проблем, успешно решаемых с помощью электрических зеркал.

Транспортная задача. При создании электронных спектрометров на базе светосильных анализаторов типа цилиндрического и квазиконического зеркал для достижения максимальной светосилы исследуемый образец приходится помещать на оси симметрии непосредственно вблизи торцевого среза электродной конфигурации. Обстрел образца внешними источниками возбуждения (пушками), естественно, затрудняется. Отдаление образца на достаточно большое расстояние, например на 50 мм, немедленно и существенно снижает светосилу, разрешение и чувствительность.

Спасти положение можно только за счет специального транспортного устройства, которое создает на входе в анализатор точечное изображение источника с той же угловой расходимостью. При этом конструкция устройства должна быть компактной и не загромождать оперативное пространство перед анализатором и образцом. Для этих целей идеально подходит кольцевой фрагмент эллиптического зеркала. Свойство эллипсоида идеально отражать поток из одного фокуса в другой общеизвестно [5], однако применение его в задаче транспортировки в электронной оптике не встречается. Удобство его использования состоит еще и в том, что подходящий режим фокусировки в нужном угловом секторе при заданном расстоянии между образцом и анализатором легко определяется на чертеже практически без расчетов. Вообще, этот род транспортировки отчасти напоминает спутниковую связь, и зеркало может быть достаточно большого диаметра в средней плоскости. Следует от-

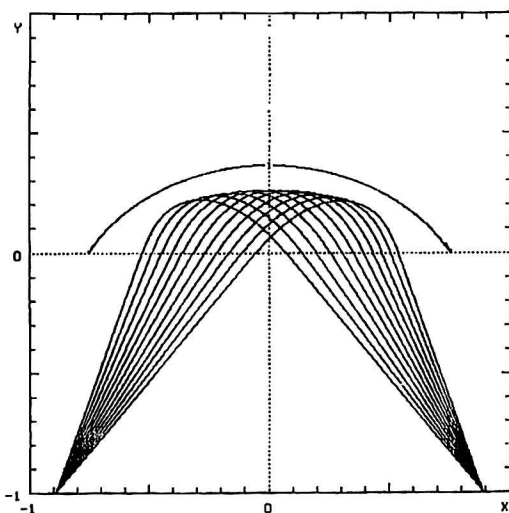
метить гибкость этой системы для реализации разных режимов транспортировки. Например, с помощью поверхности вращения, образованной на основе эллипса, большая ось которого наклонена к оси вращения, легко получить идеальную действительную фокусировку “ось—кольцо” в меридиональной плоскости. Такая же система, поставленная после осесимметричного энергоанализатора, рассчитанного на эффективный режим энергоанализа по схеме фокусировки “ось—кольцо”, позволяет этому прибору работать в целом уже по схеме “ось—ось” со всеми вытекающими преимуществами.

Выбором геометрических параметров эллиптического профиля зеркала, его осей и наклона относительно оси симметрии анализатора можно управлять формой линии фокусов, что особенно ценно при работе с позиционно-чувствительным детектором. Электронно-оптическая реализация подобных устройств целиком базируется на описанной выше теории. На рис. 3 приведен ход лучей и конструкция транспортного квазиэллиптического зеркала, практически не отличающегося от идеального по качеству фокусировки в диапазоне углов 50—70°.

Рис. 3. Близкая к идеальной фокусировка планарного гомоцентрического потока в квазиэллиптическом зеркале с потенциалом

$$\varphi = \arctg \frac{y}{x+a} - \arctg \frac{y}{x-a} + kch(bx),$$

где $a = 0,75$; $b = 0,99$; $k = 0,265$; $x_0 = -0,85$;
 $x_k = 0,85$; кроссовер 0,00044



Управление угловой функцией и конвертирование траекторий. Рассмотренный класс зеркал практически не имеет энергетической дисперсии, но он очень хорошо управляет угловой функцией распределения частиц в потоке, перераспределяя углы и плотности. Подбирая в оптической схеме подходящие оптические каркасы, здесь можно решить многие проблемы углового перераспределения, но далеко не все. Например, в эллиптическом зеркале мы имеем однопараметрическое семейство режимов согласования углов падающих и отраженных лучей при жестком условии идеальной действительной фокусировки. В классе электронно-оптических зеркал такие возможности значительно расширяются.

Одной из интересных идей перераспределения, связанного с конвертированием хода лучей, является способ выравнивания времен пролета частиц в двухкаскадных спектрометрах в целях превращения их в оптический тракт квадрупольного масс-спектрометра с высоким угловым пропусканием [3, 4]. С помощью промежуточного эллиптического зеркала (или квазиэллиптического), помещенного между двумя одинаковыми и симметричными энергоанализаторами так, что их передний и задний фокусы совпадают с фокусами эллипсоида, удастся перевернуть последовательность чередования траекторий

во втором каскаде относительно первого. В результате пологие траектории первого каскада после поворота в зеркале превращаются в крутые траектории второго каскада (и наоборот), а полное время пролета перестает зависеть от угла разлета частиц. Таким образом, возникает новый тип электронно-оптического тракта времяпролетного масс-спектрометра, в котором успешно осуществляется и энергоанализ.

Коррекция аберраций. Известно, что соединение N идентичных дисперсионно-фокусирующих элементов в единый электронно-оптический тракт увеличивает линейную энергетическую дисперсию в N раз, но при этом складываются аберрации. В результате энергоанализирующие характеристики многокаскадных систем дают небольшой прогресс в этой области. Между тем, с помощью специально рассчитанного согласующего зеркала, помещенного между каскадами, можно полностью убить основную сферическую аберрацию в широком диапазоне углов влета и сделать двухкаскадную схему практически идеально фокусирующей. Этот способ позволяет строить исключительно светосильные электронные спектрометры с рекордно высоким уровнем разрешения.

Пусть два каскада, не обязательно идентичных, расположены на некотором расстоянии друг от друга на единой оси вращения. Рассчитаем семейство прямых на выходе из первого каскада для гомоцентричного изоэнергетического пучка, исходящего из центральной точки образца. Угловой разброс при этом определяется геометрией выбранного анализатора. Далее из центральной точки предполагаемого детектора, расположенного за вторым каскадом, впустим гомоцентричный пучок той же энергии, который создаст в пространстве между каскадами второе однопараметрическое семейство прямых. Оба семейства объявим оптическими каркасами, которые нам надо согласовать с помощью идеологии зеркал, развитой выше. Сначала мы проинтегрируем уравнение согласования (6), затем построим идеальное световое зеркало, решающее задачу, и потом заменим его эквивалентной реальной электронно-оптической системой. Если оба каскада достаточно хорошо фокусируют потоки, то согласующее зеркало будет близким по своим свойствам к эллипсоидальному.

Превращение одних форм дисперсии в другие с помощью зеркала. Опишем еще один перспективный вариант использования зеркал в электронной спектроскопии. Мы знаем, что дисперсионность поля при прохождении через него пучка электронов, распределенного по энергии, проявляется в двух основных формах: линейной, связанной со смещением пучка в поперечном направлении на выходе из поля, и угловой, связанной с поворотом вектора пучка на выходе при вариации энергии. В реальности мы имеем дело со смесью обоих эффектов. Существует схема призмного спектрометра, в которой используется сугубо угловая дисперсия призмы, которая затем превращается в линейную дисперсию с помощью выходной линзы. По своей природе электронные линзы работают только с узкими пучками, даже и трансаксиальными, и данная схема страдает малостью светосилы при большой дисперсии. Этот дефект легко устранить, если в качестве призмы использовать поля с потенциалами, однородными по Эйлеру нулевой кратности, т. е. зависящими от отношения координат. Особенно удобно в этом смысле поле коакси-

альных конусов, в меридиональных плоскостях которого наблюдается телескопический эффект, соединенный с большой угловой дисперсией. С помощью осесимметричных зеркал широко разлетающиеся гомоцентрические пучки легко превратить в параллельные в каждой меридиональной плоскости, диспергировать их между конусами и далее собрать в точку с помощью второго зеркала. Это лишь один пример синтеза новых систем энергоанализа с использованием зеркал. Описание приложений в данной статье за недостатком места носит эскизный характер. Более подробный анализ будет предметом наших следующих публикаций.

Л и т е р а т у р а

1. L. Kover L., K. Siegbahn K. Charged particle spectrometers. — Institute of Technology Uppsala University, 1996.
2. Заиквара В. В., Ильин А. М., Ашимбаева В. У//ЖТФ. 1978. Т. 48. № 6. С. 1262.
3. Siegbahn K., Kholine N., Golikov G./NIMA. 1997. V. 384. P. 563.
4. Siegbahn K., Kholine N., Golikov G. Pat. 9504642/1. Sweden. 1996.
5. Herzberger M. Modern geometrical optics Interscience publishers//INC. New York — London, 1958.

Matching and correcting electric mirrors in electron optics

*Yu. K. Golikov, N. K. Krasnova, K. V. Solovjev,
D. V. Grigorjev, A. D. Lubchich*
St.-Petersburg State Technical University, St.-Petersburg, Russia

The main goal of the present article is to demonstrate a highly original but very effective approach to solve a number of electron-optical problems. The devices offered are of electrostatic type. Aspects of the theory, for instance, how to set the required problem and then design an instrument are given in details. Some of the device's applications are considered here. For example, due to their usage geometrical aberrations can be inhibited in multi-stage electron spectrometers, and a time aberration can be limited in a scheme of high transmission time-of-flight mass spectrometer as well. These devices are able to transport large phase space fluxes a certain distance apart. Besides, it is easy to design and produce the devices employing contemporary technology methods.