

ЭЛЕКТРОННАЯ ОПТИКА*

I. ОСНОВЫ И РАЗВИТИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ОПТИКИ

Г. Буш, Дармштадт

Геометрическая электронная оптика рассматривает движение электронов с оптической точки зрения. Такой способ рассмотрения известен уже давно; еще 100 лет назад Гамильтон показал, что путь материальной точки в силовом поле, определяемом потенциалом Φ , тождественен пути светового луча в неоднородной оптической среде с переменным показателем преломления n , причем роль n играет $\sqrt{\Phi}$. Однако это совсем не значит, что электронная оптика заключается в простом применении этой аналогии Гамильтона. Область электронной оптики, с одной стороны, более обща, потому что она содержит в себе также движение электронов в магнитных полях, на которые аналогия Гамильтона не может быть распространена непосредственно**, а, с другой стороны, более ограничена, ибо здесь рассматриваются не любые электронные пути, а только такие, которые дают изображение, аналогично тому, как это делается в геометрической световой оптике. Существенным условием этого является требование, чтобы электроны, исходящие в виде пучка из одной точки, соединялись опять в некотором (мнимом или действительном) фокусе***. Таким образом можно определить геометрическую электронную оптику как учение о концентрации и рассеянии электронных лучей и о получающихся в результате этого изображениях. Электронная оптика, понимаемая в этом смысле, начала развиваться с того момента, когда были указаны системы, обладающие подобными фокусирующими свойствами („электронные линзы“). Развитие этих систем прошло путь, совершенно независимый от световой оптики; только позднее были выработаны общие пути. Объясняется это тем, что оптические и электронные линзы построены на совершенно различных принципах. В оптических линзах применяют преломляющие поверхности, т. е. поверхности, на которых показатель преломления претерпевает скачкообразное изменение. В электронной оптике применяются для той же цели постоянные электрические или магнитные поля. В более

* Z. techn. Phys. 17, 584—604, 1936, перевод Д. В. Зернова.

** О распространении аналогии Гамильтона на случай магнитного поля см. в статье Глазера, Z. techn. Phys., 17, 617, 1936.

*** В некоторых случаях фокусом является прямая линия, аналогично цилиндрическим линзам световой оптики.

поздней стадии развития электронной оптики пытались осуществить электронные линзы с помощью преломляющих поверхностей. Такой преломляющей поверхности в электронной оптике по аналогии Гамильтона соответствует скачок электрического потенциала, т. е. электрический двойной слой. Этот слой может быть, например, реализован с помощью двух близко расположенных, различно заряженных тонких проволочных сеток. Практически эти опыты не имели никакого значения ввиду невозможности изготовить необходимые для ограничения двойного слоя металлические поверхности, которые бы одновременно удовлетворяли требованиям хорошей проницаемости для электронов и полной однородности полей, лежащих между ними. Такие линзы, изготовленные из проволочной сетки, действуют, как стеклянные линзы с поверхностью, искривленной соответственно структуре проволочной сетки. Этот путь, однако, оказался неприемлемым.

Посмотрим теперь, какие постоянные электрические и магнитные поля могут обладать фокусирующими свойствами. В первую очередь здесь можно иметь в виду поля, действующие на электроны с силой, направленной непосредственно к оси пучка, т. е. радиальное электрическое поле (цилиндрический конденсатор) или круговое магнитное поле (поле прямого тока).

Эти системы, много раз испытывавшиеся, оказались непригодными, так как помимо помех, создаваемых тенью от проволок, помещенных в обеих системах по оси пучка, здесь не выполняется важное требование: для полной концентрации необходимо, чтобы все лучи пучка соединялись в одной и той же точке. Это должно иметь место для внутренних и для внешних лучей, и, следовательно, внешние лучи должны отклоняться на большой угол, т. е. подвергаться действию большей силы, чем внутренние. Это последнее приводит к требованию, чтобы отклоняющая сила увеличивалась пропорционально расстоянию от оси. Однако в обеих вышеуказанных системах отклоняющая сила пропорциональна $\frac{1}{r}$. Поэтому эти

системы не могут рассматриваться как удовлетворительное решение задачи концентрации электронных лучей и в особенности получения электронных изображений. В действительности, решение задачи чрезвычайно просто; природа в данном случае приходит нам на помощь. Существует совершенно общее правило: любое постоянное* магнитное или электрическое поле, обладающее осевой симметрией, оказывает концентрирующее действие на параксиальные (близкие к оси) лучи, и поэтому это поле может быть использовано для фокусировки и получения электронного изображения. Так как это правило имеет фундаментальное значение для электронной оптики, необходимо проследить ход мыслей, приведших к его выводу.

* Постоянное в том смысле, что не только напряженности поля, но и их производные постоянны во всем пространстве, пронизываемом электронными лучами, и в особенности вблизи оптической оси. В обоих вышеприведенных примерах это условие не соблюдается для поверхности центрального электрода.

Рассмотрим два примера механизма, посредством которого может быть осуществлена фокусировка электронных лучей. Этот механизм в основном различен для магнитных и электрических полей. В случае магнитного поля простым примером может служить однородное продольное поле (рис. 1). В таком поле электроны описывают винтовые линии, которые получаются вследствие того, что продольная компонента скорости не претерпевает никакого изменения, в то время как радиальная компонента, направленная перпендикулярно магнитному полю, испытывает действие силы, которая придает проекции луча на плоскость, перпендикулярную к магнитному полю, форму окружности.



Рис. 1. Модель траекторий электронов в однородном магнитном продольном поле

Эта поперечная сила, отклоняющая путь луча по направлению к оси, пропорциональна радиальной компоненте скорости, т. е. начальному углу пути электрона относительно оси. Внешние лучи отклоняются, таким образом, сильнее, чем внутренние, и это обуславливает хорошую концентрацию пучка.

Совершенно отличен от этого механизм фокусировки лучей в электрическом поле. Здесь однородное продольное поле не дает никакой радиальной силы. Напротив, в неоднородном поле, обладающем осевой симметрией, благодаря условию $\Delta V = 0$ (для простоты мы ограничиваемся полем, свободным от пространственных зарядов) изменение продольной компоненты вдоль оси E_z неизбежно влечет за собой появление радиальной компоненты

$$E_r \approx -\frac{r}{2} \frac{\partial E_z}{\partial z}.$$

Здесь также имеет место радиальная сила, пропорциональная расстоянию от оси, а следовательно, и полная концентрация. Это очевидно из непосредственного рассмотрения нижеследующего примера. На рис. 2 представлена простая электрическая линза (т. е. линза, по обе стороны которой находятся области равных постоянных потенциалов, или — говоря оптически — равных постоянных показателей преломления). Она состоит из трех диафрагм, из которых две внешние связаны между собой, а средняя находится при более высоком или более низком потенциале. На рисунке изображены эквипотенциальные поверхности; очевидно, что с увеличением расстояния от оси увеличивается наклон эквипотенциальных поверхностей, и вместе с тем возрастает радиальная компонента напряженности электрического поля. Из чертежа видно также, что эта радиальная компонента внутри линзы имеет знак, обратный тому, который она имеет во внешнем пространстве. Таким образом отдельные части линзы оказывают частично собирающее действие,

частично рассеивающее, так что общее действие представляется их разностью.

Здесь может быть применена аналогия Гамильтона. Изображенные на чертеже эквипотенциальные поверхности соответствуют поверхностям $n = \text{const}$. При положительном потенциале средней диафрагмы n имеет в середине максимум. Эта система действует примерно так, как если бы n было постоянно между двумя эквипотен-

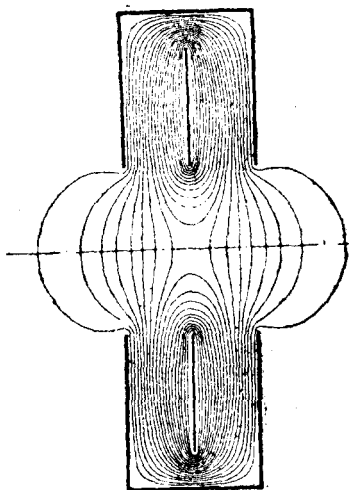


Рис. 2. Распределение потенциала в электрической линзе

циальными поверхностями, а на самих поверхностях менялось бы скачком. Таким образом эквипотенциальные поверхности действуют как преломляющие поверхности в оптике, и, как видно из рисунка, внутренние поверхности, искривленные вовнутрь, должны действовать как рассеивающие, а внешние, искривленные наружу, как собирающие.

К соображениям, иллюстрированным этими двумя примерами, мы вновь возвратимся в общей теории. Конечной целью является расчет путей электронов для случая параксиальных лучей. Для этого находят уравнение движения электронов и разлагают входящие в них напряженности поля вблизи оси в ряд по степеням, пренебрегая членами высшего порядка. При этом необходимо принять во внимание основные уравнения магнитных и электрических полей, свободных от пространственных зарядов и вихрей*. Это приводит к тому, что в ряд входят только члены с определенными степенями r , причем коэффициенты ряда зависят только от значения нап. яжен-

* Теория остается в силе также и в случае наличия пространственных зарядов при условии, что плотность зарядов ρ обладает аксиальной симметрией и постоянна во всем пространстве. Это имеет значение для объяснения газовой концентрации. В дальнейшем для простоты мы будем полагать $\rho = 0$.

ности поля на самой оси. Окончательным результатом является следующее дифференциальное уравнение траектории электронов:

$$\frac{1}{2\eta} \ddot{r} = \Phi r'' + \frac{1}{2} \Phi' r' = -r \left(\frac{1}{8} \eta H^2 + \frac{1}{4} \Phi'' \right)$$

($H = H(z)$ — напряженность магнитного поля при $r = 0$; $\Phi = \Phi(z)$ — электростатический потенциал* при $r = 0$; $\eta = \left| \frac{e}{m} \right|$. Штрихи обозначают производные по z , точки — производные по t).

Существенным свойством этого уравнения является пропорциональность радиальной силы $m\ddot{r}$ расстоянию от оси r . Из того факта, что это уравнение однородно и линейно относительно r , вытекает доказательство вышеизложенного общего правила. Действительно, решение уравнения траектории электронов, выходящих из некоторой точки на оси z , должно иметь форму:

$$r = Cf(z),$$

так что следующая точка пересечения их с осью z независимо от постоянной интегрирования C для всех лучей должна иметь одно и то же значение. Таким образом все электроны пучка, независимо от угла, под которым они вылетают, должны соединиться в одной и той же точке оси z , т. е. в фокусе. Этим доказывается вышеизложенное правило. Оно вытекает, таким образом, из линейности и однородности уравнений траектории, а последнее, в свою очередь, — из основных уравнений электрического и магнитного полей.

Эти фокусирующие свойства определяются, таким образом, свойствами постоянных магнитных и электрических полей, причем небезынтересно отметить, что некоторую аналогию этому случаю можно наблюдать и в световой оптике. Здесь имеется в виду желатиново-глицериновый цилиндр Экснера, в котором благодаря диффузии устанавливается радиальное падение концентрации и вместе с ней радиальное падение показателя преломления. Условия, вытекающие из закона диффузии, обуславливают такое распределение показателя преломления, что этот цилиндр оказывает хорошее концентрирующее действие на световые лучи. Приведенные выше рассуждения могут служить в известной степени доказательством существования электронной оптики. Для практических применений необходим, однако, точный расчет путей электронов, т. е. решение уравнения траектории. В общем случае решение не может быть дано в конечной форме, но это возможно для одного важного частного случая, так называемой короткой электронной линзы. Под короткой линзой мы понимаем такую линзу, у которой действующая длина, т. е. отрезок оси, на котором поле имеет заметные значения, мала по сравнению с расстоянием между исходной точкой и фокусом (рис. 3). В этом случае траектория искривляется только на коротком отрезке

* Нулевое значение потенциала Φ выбрано при этом с таким расчетом, чтобы ему соответствовали нулевые значения скорости электронов. Φ представляет собой, таким образом, не что иное, как выраженную в вольтах скорость электронов.

$A-B$ внутри линзы и может приблизительно рассматриваться как имеющая излом прямая линия. Мы имеем здесь те же условия, что и в тонких линзах оптики.

Математически это приводит к тому, что внутри линзы можно рассматривать r как постоянную величину ($r=r_0$) (это не относится к производным r). В правой части уравнения траектории стоит поэтому функция только от z , и уравнение интегрируется.



Рис. 3. Путь луча в „короткой“ электронной линзе

Интегрирование осуществляется наиболее просто в случае чисто магнитной линзы; тогда Φ постоянно и равно Φ_0 ; $\frac{dr}{dz}$ отпадает, и интегрирование по z дает:

$$-\left[\frac{dr}{dz}\right]_A^B \approx r_0 \frac{\eta}{8\Phi_0} \int_A^B H^2(z) dz.$$

Левая часть представляет собой разности между углом, под которым луч входит в линзу, и углом, под которым он выходит, т. е. тот угол, на который луч отклоняется в линзе. Уравнение показывает, таким образом, что угол отклонения пропорционален расстоянию от оси точки прохождения луча сквозь линзу (r_0), как это имеет место в световой оптике для тонкой линзы.

Из рисунка следует, что

$$-\left[\frac{dr}{dz}\right]_A^B = -\left[\frac{dr}{dz}\right]^B + \left[\frac{dr}{dz}\right]^A = \frac{r_0}{b} + \frac{r_0}{a}.$$

При этом прежнее уравнение переходит в

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{\eta}{8\Phi_0} \int_A^B H^2(z) dz = \frac{1}{f},$$

т. е. в формулу, которая, с одной стороны, выражает собой известный закон линзы, а с другой, определяет фокусное расстояние магнитной линзы в окончательной форме.

Подобным же образом и с теми же результатами может быть рассмотрена короткая электрическая линза. Эта последняя также аналогична тонкой линзе световой оптики. Выражение фокусного расстояния этой линзы может быть выведено из тех же соображений.

Основы электронной оптики были разработаны в 1926—1927 г. применительно к магнитной фокусировке катодных лучей. Возможность осуществления электрической линзы в качестве самостоятельного фокусирующего устройства в то время еще не была раскрыта. Эта возможность была выяснена лишь в 1931 — 1932 г., независимо друг от друга, Дэвиссоном и Кальбиком, с одной стороны, и Брюхе и Иогансоном — с другой. Но это еще не было электронной оптикой. Настоящая электронная оптика была создана экспериментальными работами, проведенными в 1931 г. Кноллем и Руска с сотрудниками в лаборатории высоких напряжений Высшей технической школы в Берлине и независимо Брюхе с сотрудниками — в лаборатории исследовательского института АЕГ. Обе группы показали в первый раз изображение объекта с помощью электронной линзы, первые — с магнитной, а вторые — с электрической. При помощи комбинации двух линз ими был построен электронный микроскоп, причем особенно больших увеличений достиг Брюхе с помощью своего магнитного микроскопа.

Обе группы применяли свои электронные микроскопы для исследования поверхностей катодов, эмитирующих электроны. Методику этих экспериментов Брюхе со своими сотрудниками довел до полного совершенства. Одновременно была построена и теория. Здесь в первую очередь должны быть упомянуты работы Шерцера и Глазера. Все эти работы настолько продвинули развитие электронной оптики, что к началу 1934 г. стало возможным появление общего систематического обзора в виде прекрасной книги Брюхе и Шерцера.
