

ки расчёта с потенциалами соседних узлов сетки. Применяют также метод граничных элементов, в к-ром рассчитываются распределения плотности зарядов на электродах системы с заданными потенциалами и с их помощью определяется распределение потенциалов в области прохождения траекторий электронов.

В анализе траекторий труднее всего поддаются расчёту электронно-оптич. свойства трёхмерных полей без к.-л. симметрии. Но в Э. и и. о. используются гл. обр. осесимметричные системы, устройства с плоской симметрией или с неск. плоскостями симметрии, что определилось потребностями приборостроения. Для расчёта траекторий электронов в осесимметричной линзе можно использовать ур-ния луча (9). Они нелинейны, а из этого следует, что конический пучок с конечным углом раскрытия, исходящий из внеосевой точки плоскости предметов, не даст точечного изображения. Близкое к точечному соответствие между плоскостями предметов и изображений может быть достигнуто лишь с помощью паракисальных пучков, имеющих небольшие углы раскрытия и исходящих из малой приосевой области плоскости предметов. Искажения изображения, вызванные конечными величинами углов и расстояний от оси, рассматриваются в теории aberrаций.

Ур-ния траекторий (9) в осесимметричном поле упрощаются. В частности, при осевой симметрии существует только азимутальная составляющая векторного потенциала $A_\theta(r, z)$, к-рая, как и потенциал $\Phi(r, z)$, не зависит от азимутального угла θ . Условие паракисальности пучков позволяет сделать доп. упрощения, использовав только первые члены разложения Φ и A_θ в степенные ряды:

$$\Phi(r, z) = \sum_{v=0}^{\infty} \frac{(-1)^v}{(v!)^2} \Phi^{(2v)}(z) \left(\frac{r}{2}\right)^{2v};$$

$$A_\theta(r, z) = \sum_{v=0}^{\infty} \frac{(-1)^v}{v!} B^{(2v)}(z) \left(\frac{r}{2}\right)^{2v+1};$$

здесь $\Phi(z)$ — распределение электр. потенциалов на оси симметрии z , $B(z)$ — распределение магн. индукции на той же оси. После упрощений ур-ния паракисальных траекторий без релятивистской поправки ($\epsilon=1$) приобретают следующий вид:

$$\sqrt{\Phi} \frac{d}{dz} (\sqrt{\Phi} x') + \frac{1}{4} (\Phi'' + \gamma^2 B^2) x = 0,$$

$$\sqrt{\Phi} \frac{d}{dz} (\sqrt{\Phi} y') + \frac{1}{4} (\Phi'' + \gamma^2 B^2) y = 0.$$

Вследствие влияния магн. поля азимутальный угол θ радиальной плоскости, в к-рой перемещается электрон, изменяется, и его траектория закручивается вокруг оси z . Угол поворота плоскости

$$\theta(z) = \frac{\gamma}{2} \int_{z_0}^z \frac{B(z)}{\sqrt{\Phi}} dz.$$

Ур-ния (10) получены в системе координат, вращающейся вместе с радиальной плоскостью. Совместив одну из координатных осей с начальным положением вращающейся плоскости и обозначив расстояние от точек траектории до оси z через $\sigma(z)$, получим ур-ние траектории в этой плоскости:

$$\sqrt{\Phi} \frac{d}{dz} (\sqrt{\Phi} \sigma') + \frac{1}{4} (\Phi'' + \gamma^2 B^2) \sigma = 0.$$

С помощью двух его частных решений, одно из к-рых $w(z)$ не обращается в нуль ни в плоскости предмета ($z=z_0$), ни в плоскости изображения ($z=z_1$), а другое, $u(z)$, в обоих случаях равно нулю, можно вычислить линейное M и угловое α увеличения:

$$M = \frac{w(z_1)}{w(z_0)}, \quad \alpha = \frac{u'(z_1)}{u'(z_0)},$$

а также найти соотношение, существующее между ними:

$$\alpha M = \sqrt{\Phi_0/\Phi_1}, \quad (11)$$

в к-ром Φ_0 и Φ_1 — потенциалы в пространстве предметов и в пространстве изображений соответственно.

Соотношение (11) аналогично соотношению между линейным и угловым увеличениями линзы в световой оптике (теорема Гельмгольца), однако оно имеет более общий характер, т. к. электронно-оптич. среда неоднородна и анизотропна.

Применение паракисальных пучков в линзах снижает точечное несоответствие между плоскостями предмета и изображения, но не устраняет его. Пучок, исходящий из точки предмета, пройдя электронную линзу, образует не сопряжённую точку изображения, а нек-рую фигуру рассеяния вокруг нее вследствие aberrаций. В электрооптич. линзах их пять: сферическая кома, астигматизм, кривизна поля изображения и дисторсия. В магн. линзах к ним добавляются анизотропные кома, астигматизм и дисторсия. Структура пучков и aberrационных фигур аналогична световым. Фигуры рассеяния образуют все aberrации, кроме дисторсии, к-рая искажает масштаб изображения. Все aberrации, кроме сферической, при неограниченном уменьшении отображаемого приосевого участка уменьшаются до нуля. Поэтому в электронных микроскопах, в к-рых отображаемый приосевой участок достаточно мал, на разрешающую способность влияет только сферическая aberrация объективной линзы. Структура пучка и образование кружка сферической aberrации показаны на рис. 1. Изображённый ход лучей (траекторий) иллюстрирует значит. возрастание преломляющей силы магн. поля $B(z)$ линзы от ее центра к периферии, вследствие чего периферийные лучи, формирующие изображение, пересекают оптич. ось ближе к линзе, чем приосевые. В гауссовой плоскости образуется не точка, а кружок рассеяния, радиус к-рого

$$\delta = MC_s \alpha_0 \delta,$$

где α_0 — апертурный угол объектива, C_s — коэф. сферич. aberrации, M — увеличение. При снижении α_0 радиус кружка δ быстро уменьшается, однако таким способом достигнуть сколь угодно малого кружка рассеяния не позволяют дифракц. явления.

Размер кружка рассеяния увеличивает также хроматическая aberrация, возникающая вследствие разброса электронов по энергиям. Он неизбежен, т. к. все электронные и ионные источники эмитируют электроны и ионы с разной начальной кинетич. энергией. Источники питания ускорит. систем увеличивают этот разброс. В результате часть электронов, обладающая меньшей энергией, фокусируется перед плоскостью изображения, а др. часть, с большей энергией, — за ней. В плоскости изображения образуется кружок рассеяния — отверстие хроматическая aberrация. Кроме неё существуют ещё две хроматические aberrации — увеличения и поворота (последняя — только в магн. линзах). Первая вызвана различием увеличений изображения, а вторая — различием углов поворота изображения, формируемого электронами разных энергий. Обе aberrации малы в приосевой области и исчезают на оси, поэтому на разрешающую способность влияет только отверстие хроматическая aberrация.

Поскольку разрешающая способность электронного микроскопа зависит не только от aberrаций объективной линзы, но и от длины волны электронов λ , корректное определение этого параметра возможно только на основе законов волновой оптики. Методом фурье-преобразования наблюдаемый в микроскопе объект представляют набором структурных составляющих с разл. пространственными частотами R , воздействующими на амплитуду и фазу проходящих сквозь него волн. Обычно амплитудная компонента реальных объектов мала. Поэтому ниже рассмотрим только фазовые объекты. Волны, дифрагирующие на структурных фурье-компонентах, отклоняются на разл. углы и поэтому проходят через разл. зоны объектива, в к-рых происходит сдвиг фаз, зависящий от радиуса зоны. Изображённые на рис. 1 лучи совпадают с направлением волновых векторов дифрагированных волн (сами волны — не показаны), причём $\theta = R\lambda$ — углы дифракции этих волн. В отсутствие aberrаций линза преобразует