

где $|N| = 0, 1, 2 \dots$, $\varphi_T(x, y)$ — набег фазы в объекте при $|x| < d/2$. При $|x| \geq d/2$ $\psi(k) = kz$, тогда набег фазы в объекте

$$\varphi_{\infty}(x, y) = 2\pi(N + 1/2).$$

Сдвиг полос в области тени равен

$$\Phi_1 = \varphi_T - \varphi_{\infty} = \psi(x) - kz. \quad (4)$$

Так как при $|x| < d/2$ $\psi(x) > kz$, то $\Phi_1 > 0$, т. е. в области геометрической тени полосы смещены в направлении возрастания их номеров. В случае, когда фазовый объект и экран присутствуют одновременно в одной из экспозиций, интенсивность поля

$$I = |U_r + \exp(i\varphi + i\psi)|^2 + |U_r + \exp(ikz)|^2. \quad (5)$$

Интенсивность восстановленного изображения

$$I \sim 1 + \cos(\varphi + \psi - kz), \quad (6)$$

а сдвиг полос определяется выражением

$$\Phi_2 = kz - \psi < 0, \quad (7)$$

т. е. полосы смещены в направлении убывания их номеров.

На рис. 2 показана голографическая интерферограмма стеклянной пластины. Непрозрачным экраном служили две проволоочки диаметром 10^{-3} м, расположенные в одной плоскости на расстоянии 0.316 м от голограммы; длина волны лазера $\lambda = 0.63 \cdot 10^{-6}$ м. В каждой из экспозиций присутствовала только одна из проволоочек. В соответствии с формулами (4) и (7) смещения одной и той же полосы в области тени противоположны по направлению.

При моделировании вышеописанного эксперимента на ЭВМ в приближении дифракции Френеля получено, что распределение фазы в области геометрической тени соответствует профилю искривления полосы в эксперименте.

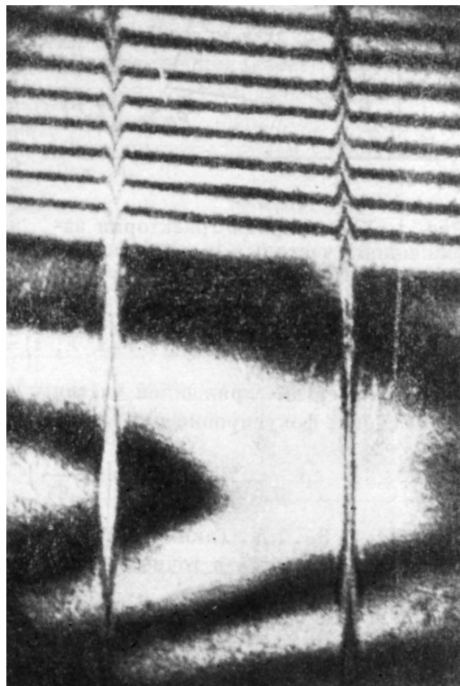


Рис. 2. Интерферограмма неоднородной стеклянной пластины.

Литература

[1] Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 502 с.

Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений
Москва

Поступило в Редакцию
17 февраля 1987 г.
В окончательной редакции
23 декабря 1987 г.

ПОИСК ФОКУСИРОВКИ ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В РЕАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

В. А. Горелик, О. Д. Протопопов, А. А. Трубицын

Параметры широкого класса электронно-оптических систем, в частности электростатических линз и энергоанализаторов дисперсионного типа, во многом определяются их фокусирующими свойствами. Традиционный способ поиска условий фокусировки высокого по-

рядка состоит в исследовании аналитических выражений для перемещения заряженной частицы в поле выбранного вида [1, 2]. Однако класс задач, допускающих аналитическое решение, весьма ограничен. Кроме того, при реализации электронно-оптических систем, как правило, остается неясным, насколько выбранные конечные размеры реального прибора изменяют его свойства по сравнению с идеализированным.

В настоящей работе предложен метод для нахождения условий фокусировки высокого порядка в тех случаях, когда траектории заряженных частиц не могут быть найдены аналитически и отыскиваются численно. Метод использован для поиска фокусировки второго порядка в реальных цилиндрических зеркальных энергоанализаторах, поле которых существенно отличается от поля цилиндрического конденсатора.

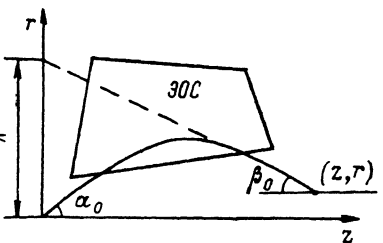


Рис. 1. Характерная траектория заряженной частицы в электронно-оптической системе (ЭОС).

Траектория заряженной частицы и схематическое изображение электронно-оптической системы показаны на рис. 1. Все выкладки проделаны для случая плоских траекторий при отсутствии пространственного заряда.

После выхода из электронно-оптической системы заряженная частица движется по прямой, и ее координаты r и z связаны между собой соотношением

$$r(\alpha, E, z) = R(\alpha, E) - zt(\alpha, E),$$

где E — энергия заряженной частицы, $t = \tan \beta$, а остальные величины показаны на рис. 1.

Условие фокусировки произвольного порядка N имеет вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial \alpha}\right)^n r(\alpha, E, z) = 0, \quad (1)$$

где $n=1, 2, 3, \dots, N$. Таким образом, при произвольно заданных E и α фокусировка первого порядка достигается в точке с координатами

$$z = \frac{\partial R}{\partial \alpha} \bigg/ \frac{\partial t}{\partial \alpha}, \quad r = R - t \frac{\partial R}{\partial \alpha} \bigg/ \frac{\partial t}{\partial \alpha} \quad (2), (3)$$

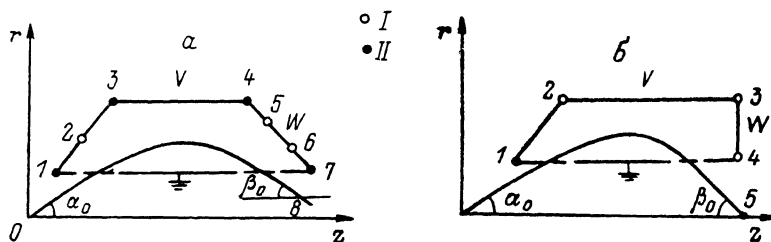


Рис. 2. Энергоанализатор для оже-спектроскопии (а) и рентгеноэлектронной спектроскопии (б).

I — электроизолятор, II — электрическое соединение.

(если эти координаты соответствуют положению частицы, уже прошедшей через электронно-оптическую систему и вышедшей в область отсутствия электростатического поля).

Для выполнения условий фокусировки второго порядка необходимо, чтобы между E и α существовала связь, выражаемая равенством

$$\frac{\partial R}{\partial \alpha} \frac{\partial^2 t}{\partial \alpha^2} = \frac{\partial^2 R}{\partial \alpha^2} \frac{\partial t}{\partial \alpha}. \quad (4)$$

Вообще условие фокусировки произвольного порядка N ($N > 1$) имеет вид

$$\frac{\partial R}{\partial \alpha} \left(\frac{\partial}{\partial \alpha}\right)^n t = \frac{\partial t}{\partial \alpha} \left(\frac{\partial}{\partial \alpha}\right)^n R, \quad (5)$$

где $n=2, 3, \dots, N$. Для степеней фокусировки выше третьей имеем систему более чем двух уравнений. Поэтому для ее решения, кроме переменных E и α , может возникнуть необходи-

1. Предложен метод численного поиска фокусировки высокого порядка в электронно-оптических системах, который может быть использован в случаях, не поддающихся аналитическому рассмотрению.
2. Поле реального ЦЗА может существенно отличаться от поля цилиндрического конденсатора и в то же время удовлетворять условиям фокусировки второго порядка.
3. Рассчитаны простые конструкции реальных цилиндрических зеркальных анализаторов, предназначенных для нужд оже-спектроскопии и рентгеноэлектронной спектроскопии.
4. Фокусировка третьего порядка в реальных конструкциях ЦЗА не обнаружена.

Литература

- [1] *Зашквара В. В., Корсунский М. И., Космачев О. С.* ЖТФ, 1966, т. 36, № 1, с. 132—138.
- [2] *Горелик В. А., Машинский Ю. П., Пиковская Т. М., Протопопов О. Д.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 2, с. 412—414.
- [3] *Ренфрью, Фишбек.* Приборы для научн. исслед., 1985, т. 46, № 5, с. 127—132.
- [4] *Самарский А. А., Николаев Е. С.* Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978.
- [5] *Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К.* Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980, с. 137.
- [6] *Шуп Т.* Решение инженерных задач на ЭВМ. М.: Мир, 1982, с. 218—220.
- [7] *Рисли.* Приборы для научн. исслед., 1972, № 1, с. 108—117.
- [8] *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973, с. 684—686.

Поступило в Редакцию
16 марта 1987 г.

МНОГОСЕКЦИОННЫЙ ОТРАЖАТЕЛЬ ДЛЯ МАСС-РЕФЛЕКТРОНА

Д. В. Шмижк, Б. М. Дубенский

Масс-рефлектор — безмагнитный времяпролетный масс-спектрометр с высокой разрешающей способностью — все более широко применяется при проведении исследований быстропротекающих процессов [1–3]. Импульсный принцип работы делает его особенно перспективным в случае изучения однократных процессов взаимодействия ионизирующего агента и вещества пробы.

Например, при лазерной и искровой ионизации исследуемого вещества имеется возможность получения информации о всем спектре масс за одну вспышку лазера или искры. Однако ионы, образованные в источниках таких приборов, имеют большой (100—1000 эВ) разброс начальных энергий [4], что накладывает существенные ограничения на достижение большой разрешающей способности.

В работе [5] показано, что разрешающая способность масс-рефлекторна, обусловленная неидеальностью пространственно-временной фокусировки, зависит только от величины разброса энергий ионов, определяемого коэффициентом

$$k = qU_{\max}/qU_{\min},$$

где qU_{\max} , qU_{\min} — максимальная и минимальная энергии ионов, выходящих из источников ионов.

С целью увеличения разрешающей способности масс-рефлекторнов, в которых ионы имеют большой разброс энергий ($k \geq 1.2$), предложена новая система, названная многосекционным отражателем (МСО).

Конструктивно МСО представляет собой последовательно расположенные секции, ограниченные сетчатыми электродами. Для получения внутри секций однородного электрического поля в них введены охранные кольца, подключенные к резисторному делителю напряжения.

Принцип формирования тонких ионных пакетов на входе детектора в масс-рефлекторне с МСО следующий (рис. 1): ионы с данным отношением m/q (m — масса, q — заряд ионов), вышедшие из источника U с энергиями от qU_{\min} до qU_{\max} , после прохождения бесполевого про-