

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

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

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 голограммическая интерферограмма стеклянной пластины. Непрозрачным экраном служили две проволочки 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 проволочек. 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.

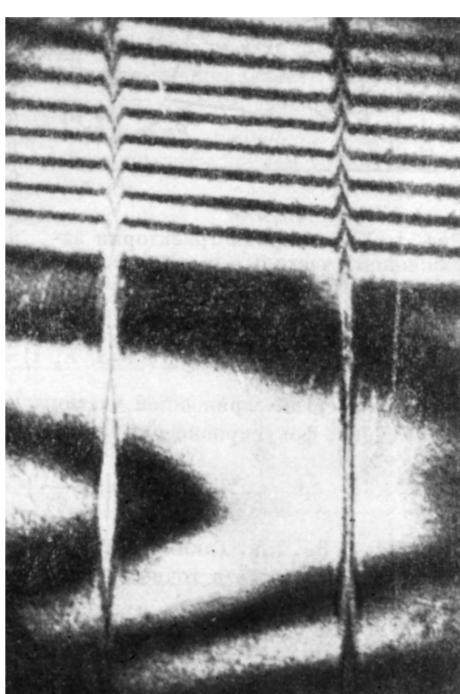


Рис. 2. Интерферограмма неоднородной стеклянной пластины.

### 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.

УДК 537.533.3

Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988

### ПОИСК ФОКУСИРОВКИ ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В РЕАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

B. A. Горелик, O. D. Протопопов, A. A. 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.

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,  $t = tg \beta$ , 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  $\alpha$  фокусировка первого порядка достигается в точке с координатами

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

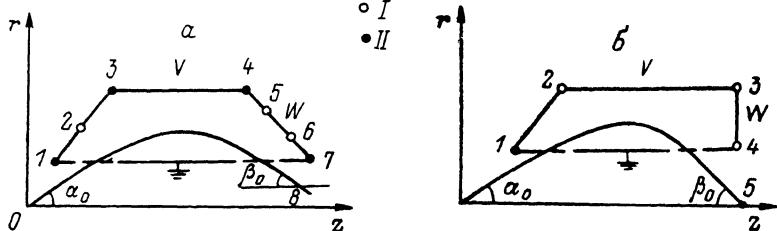


Рис. 2. Энергоанализатор для оже-спектроскопии (а) и рентгеноэлектронной спектроскопии (б).

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  $\alpha$  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  $\alpha$ , может возникнуть необходимость

мость варпации каких-либо переменных, относящихся непосредственно к электронно-оптической системе (отношение потенциалов различных электродов или их геометрические параметры).

Предлагаемый метод был опробован на примере расчета фокусировки второго порядка в реальных цилиндрических зеркальных анализаторах (ЦЗА) — рис. 2, а, б.

Известны работы, в которых поле ЦЗА и траектории заряженных частиц в этом поле рассчитаны с учетом краевых эффектов [3], однако поиск условий фокусировки второго порядка в неидеальных ЦЗА не проводился.

В настоящей работе поле ЦЗА было рассчитано попаременно-треугольным методом с Чебышевским ускорением [4], а траектории отыскивались методом Рунге—Кутта [5]. Для каждого фиксированного значения  $k_0 = (E/V) \ln(b/a)$  (где  $V$  — потенциал внешнего цилиндра,  $b$  — его радиус,  $a$  — радиус внутреннего цилиндра) были сформированы массивы  $R(k_0, \alpha_i)$  и  $t(k_0, \alpha_i)$ , в которых величина  $\alpha_i$  принимала равнотостоящие (через  $0.5^\circ$ ) значения в диапазоне  $20^\circ$ — $45^\circ$ . Производные первого и второго порядков, фигурирующие в уравнении (4), вычислялись по конечно-разностным формулам на пятиточечном шаблоне [6]. В результате для каждого значения  $k_0$  было найдено значение  $\alpha_0$ , являющееся корнем уравнения (4). Величины  $r_0$  и  $z_0$  были затем рассчитаны по формулам (2), (3).

Геометрия двух вариантов реальных ЦЗА и результаты поиска фокусировки второго порядка приведены на рис. 2, а, б и в таблице.

ЦЗА для оже-спектроскопии				ЦЗА для рентгеноэлектронной спектроскопии			
$k_0$	1.1630	1.1985		1.1320	1.2729		
$\alpha_0$ , град	38.43	38.24		31.43	27.41		
$\beta_0$ , град	39.64	40.83		39.48	39.75		
$W/V$	0.45	0.57		0	0.57		
Номер точки на рис. 2, а, б	$r_0$	$z_0$	$r_0$	$z_0$	$r_0$	$z_0$	$r_0$
1	1	0.760	1	0.760	1	0.780	1
2	1.676	1.234	1.676	1.234	2.240	1.820	2.240
3	2.284	1.660	2.284	1.660	2.240	5.956	2.240
4	2.284	4.560	2.284	4.560	1	5.956	1
5	2.068	4.712	2.068	4.712	0	6.168	0
6	1.108	5.384	1.108	5.384			
7	1	5.460	1	5.460			
8	0.072	5.672	0.072	5.752			

Первая из двух конструкций (рис. 2, а) может быть использована совместно со встроенным короткофокусными электронными пушками, например в электронной оже-спектроскопии. Вторая конструкция (рис. 2, б) предназначена для использования совместно с крупногабаритными источниками зондирующего излучения, которые должны быть придвинуты как можно ближе к исследуемому объекту, например в рентгеноэлектронной спектроскопии.

Как известно [7], в идеальном ЦЗА фокусировка третьего порядка невозможна. В настоящей работе был проведен поиск фокусировки третьего порядка для двух конструкций (рис. 2, а, б). Для этого при различных  $k_0$  отыскивались  $\alpha_0$ , удовлетворяющие уравнению (4), и вычислялась невязка  $\Delta(k_0)$  уравнения (5) при  $n=3$ . Однако удовлетворить условиям фокусировки третьего порядка, т. е. равенству  $\Delta(k_0)=0$  при реализуемых значениях остальных параметров, не удалось.

Метод численного дифференцирования может приводить к существенным ошибкам, если узловые значения функции известны недостаточно точно, а порядок производной высокий. В связи с этим была проведена проверка разработанных программ на следующих аналитически исследованных случаях: ЦЗА с фокусировкой второго порядка [1] и трехкаскадный ЦЗА с фокусировкой четвертого порядка [2]. В обоих случаях численный результат хорошо совпал с аналитическим, когда массивы  $R(k_0, \alpha_i)$  и  $t(k_0, \alpha_i)$  подвергались предварительному сглаживанию методом скользящего полинома [8]. Эта процедура использовалась и при получении всех приведенных выше результатов.

## Выводы

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

УДК 621.348.82

Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988

## МНОГОСЕКЦИОННЫЙ ОТРАЖАТЕЛЬ ДЛЯ МАСС-РЕФЛЕКТРОНА

Д. В. Шмикк, Б. М. Дубенский

Масс-рефлектрон — безмагнитный времязроплетный 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-рефлектрона, 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-рефлектронов, 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-рефлектронах 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-