

10;12

## Исследование ионно-оптических характеристик лазерного масс-спектрометра с координатно-чувствительным микроэлектронным детектором

© А.И. Борискин, В.М. Ерёменко, С.Н. Мордик, О.Р. Савин, А.Н. Скрипченко, В.Е. Сторижко, С.Н. Хоменко

Институт прикладной физики НАН Украины,  
40030 Сумы, Украина  
e-mail: ipfmail@ipfcentr.sumy.ua

(Поступило в Редакцию 18 июня 2007 г. В окончательной редакции 23 октября 2007 г.)

Методом матрицантов проведен теоретический расчет ионно-оптических схем масс-спектрометра с лазерным источником ионов и координатно-чувствительным микроэлектронным детектором (КЧМД). Определены дисперсионные свойства, радиальная и аксиальная фокусировки ионного пучка оптимизированной ионно-оптической схемы масс-спектрометра, проведена коррекция угловых и скоростных аберраций изображения первого и второго порядков. Приведены основные параметры и характеристики выбранного варианта лазерного масс-спектрометра с КЧМД, доработанного по результатам расчетов.

PACS: 07.75+h, 32.10.Vi

Источник ионов с лазерной ионизацией исследуемого вещества и протяженной фокальной плоскостью магнитного анализатора масс-спектрометра с двойной фокусировкой позволяет проводить элементный анализ многокомпонентных образцов одновременно без специальной подготовки пробы [1,2]. Использование координатно-чувствительного микроэлектронного детектора (КЧМД) в качестве приемника ионов изотопов различных элементов позволяет осуществлять регистрацию результатов анализа в реальном масштабе времени и юстировку масс-спектрометра в зависимости от условий эксперимента. Установка КЧМД в фокальной плоскости магнитного анализатора требует выполнения некоторых условий построения ионно-оптической схемы масс-спектрометра, в частности, отсутствия сильного магнитного поля в плоскости регистрации, согласования скорости счета координатно-чувствительного микроэлектронного детектора с пропусканием ионов, возможности перемещения детектора вдоль плоскости регистрации и т. д.

Целью настоящей работы являются оптимизация ионно-оптической схемы лазерного масс-спектрометра с КЧМД и оценка метрологических характеристик экспериментального образца масс-спектрометра, доработанного по результатам расчетов.

Решение поставленной задачи можно разбить на следующие этапы.

1. Расчет ионно-оптической системы (ИОС) в линейном приближении. Определение параметров ИОС масс-спектрометра, при которых обеспечивается двойная (по углу и скорости) радиальная фокусировка первого порядка для всех масс, которые регистрируются вдоль линии фокусов.

2. Исследование с учетом угловых и скоростных аберраций первого и второго порядка радиальной и аксиальной фокусировок ионного пучка и определение дисперсионных свойств масс-спектрометра.

3. Выбор параметров и конструкции ионно-оптической схемы масс-спектрометра с учетом результатов расчетов и конструктивных особенностей прибора с КЧМД. Построение расчетных характеристик пучка ионов и параметров ИОС (трехмерной карты магнитных и электрических полей, фазовых характеристик пучка ионов по ионно-оптическому тракту масс-спектрометра, его дисперсионных характеристик).

4. Проведение вычислительного эксперимента по расчету ионно-оптических характеристик пучка ионов с точностью до 3-го порядка приближения с учетом их реальных характеристик. Исследование эволюции фазовых множеств с целью выяснения каналов потерь интенсивности исследуемого пучка по ионно-оптическому тракту масс-спектрометра.

5. Сравнение экспериментальных и расчетных данных.

### Расчет методом матрицантов ионно-оптических характеристик масс-спектрометра

При расчете масс-спектрометра с высокой чувствительностью и оптимальной разрешающей способностью необходимо учитывать погрешности изготовления узлов и точность юстировки масс-спектрометра. С целью решения этой задачи в данной работе для исследования ионно-оптических свойств масс-спектрометра с двойной фокусировкой применен консервативный (с обеспечением сохранения фазового объема на каждом шаге расчета) метод расчета ионной оптики — метод матрицантов [3–6]. Благодаря производительности, скорости расчетов, возможности использования при алгоритмизации известных математических пакетов программ, например, MAPLE V, этот метод ускоряет процесс расчета и оптимизации. Применение в методе матрицантов разных моделей поля [4]: прямоугольной, гладкой и модели,

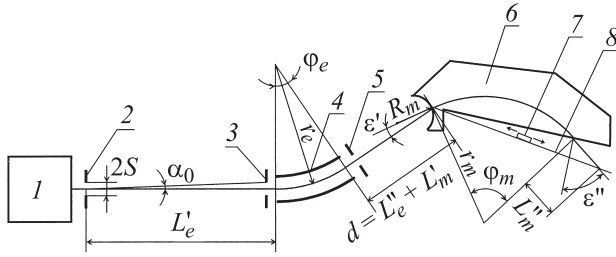


Рис. 1. Ионно-оптическая схема масс-спектрометра.

когда краевые поля заменяются эквивалентными по углу поворота, дает возможность учитывать влияние краевых электрических и магнитных полей, что позволяет уточнить положение линии фокусов прибора с учетом реальных полей.

На рис. 1 приведена ионно-оптическая схема опытного образца лазерного масс-спектрометра МС3103 (производство АО СЭЛМИ, Украина), используемого для дальнейшей доработки. Она содержит источник ионов 1; объектную щель 2 с шириной щели  $2S$  и высотой  $2H$ ; апертурную щель 3, задающую апертурный угол источника ионов  $2\alpha_0$ ; энергоанализатор 4, энергетическую щель 5; масс-анализатор 6, координатно-чувствительный детектор 7, перемещаемый вдоль фокальной линии 8. Геометрия ионно-оптической системы определяется следующими параметрами:  $r_e$  и  $\varphi_e$  — радиус и угол поворота ионов в электрическом поле энергоанализатора,  $L'_e, L''_e$  — соответственно его входное и выходное плечи,  $d = L'_e + L''_e$  — расстояние между электрическим и магнитным каскадами,  $L'_m$  — входное плечо масс-анализатора,  $r_m$  и  $\varphi_m$  — радиус и угол поворота ионов в поле масс-анализатора,  $L''_m = kr_m$  — выходное плечо масс-анализатора,  $k$  — приведенное значение выходного плеча магнитного анализатора,  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  — углы входа и выхода центральной траектории ионов в магнитном поле ( $\varepsilon'' = \varphi_m/2 - \pi/2$ ),  $R_m$  — радиус кривизны границы магнитного поля.

Рассмотрим движение заряженных частиц в системе координат  $x, y, s$ , где ось  $s$  совпадает с траекторией частицы, которая выбрана в качестве реперной. Данная система полностью совпадает с системой, которую использует Brown K.L. [7]. Связь между декартовой системой координат  $\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}$  и выбранной с началом координат, которое расположено в центре радиуса кривизны  $\rho$  реперной частицы, записывается в виде

$$\tilde{x} = (x + \rho) \cos(s/\rho) - \rho,$$

$$\tilde{y} = y,$$

$$\tilde{z} = (x + \rho) \sin(s/\rho).$$

Рассмотрим нерелятивистский случай движения частицы в выбранной системе координат. С учетом того, что коэффициенты Ламе для данной системы координат  $h_1 = 1, h_2 = 1, h_3 = 1 + \frac{x}{\rho}$ , уравнения траекторий можно

записать в виде

$$\begin{aligned} x'' + \frac{GT}{\vartheta} x' - \frac{h_3}{\rho} &= \frac{q(T)^2}{m\vartheta^2} E_x + \frac{qT}{m\vartheta} (y' B_s - h_3 B_y), \\ y'' + \frac{GT}{\vartheta} y' &= \frac{q(T)^2}{m\vartheta^2} E_y + \frac{qT}{m\vartheta} (h_3 B_x - x' B_s), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$G = \frac{q}{mh_3} \frac{TE_s}{\vartheta} + \frac{q}{mh_3} (x' B_y - y' B_x) - \frac{2\vartheta x'}{Th_3\rho},$$

$T = \sqrt{h_3^2 + x'^2 + y'^2}$  — абсолютная величина смещения частицы при одновременном приросте всех трех координат;  $\vartheta, m, q$  — скорость, масса и заряд частиц соответственно; штрих означает дифференцирование по  $s$ .

Для исследования ионно-оптических свойств лазерного масс-спектрометра введем вектор дисперсионных фазовых моментов  $\{\mu, \mu'\}^T$ , где  $\mu = \frac{\Delta p}{p}$  — разброс заряженных частиц по импульсу. Для описания нелинейной динамики заряженных частиц будем использовать вектор

$$\begin{aligned} \bar{Q}_{x,x',y,y',\mu}^{(3)} &= \{x, x', y, y', \mu, x^2, x \cdot x', x'^2, y^2, y \cdot y', y'^2, \\ &x \cdot y, x' \cdot y, x \cdot y', x' \cdot y', x \cdot \mu, x' \cdot \mu, y \cdot \mu, y' \cdot \mu, \mu^2, x^3, \\ &x^2 \cdot x', x \cdot x'^2, x'^3, x \cdot y^2, x \cdot y \cdot y', x \cdot y'^2, x' \cdot y^2, \\ &x' \cdot y \cdot y', x' \cdot y'^2, y^3, y^2 \cdot y', y \cdot y'^2, y'^3, y \cdot x^2, y \cdot x \cdot x', \\ &y \cdot x'^2, y' \cdot x^2, y' \cdot x \cdot x', y' \cdot x'^2, x^2 \cdot \mu, x \cdot x' \cdot \mu, x'^2 \cdot \mu, \\ &y^2 \cdot \mu, y \cdot y' \cdot \mu, y'^2 \cdot \mu, x \cdot y \cdot \mu, x' \cdot y \cdot \mu, x \cdot y' \cdot \mu, \\ &x' \cdot y' \cdot \mu, x \cdot \mu^2, x' \cdot \mu^2, y \cdot \mu^2, y' \cdot \mu^2, \mu^3\} T, \end{aligned}$$

который содержит пятьдесят пять фазовых моментов первого, второго и третьего порядков. Нелинейные уравнения движения заряженных частиц (1) для соответствующего участка траектории с помощью процедуры погружения в пространство фазовых моментов  $\bar{Q}_{x,x',y,y',\mu}^{(3)}$  [6] заменяются расширенной системой линейных дифференциальных уравнений, которая в матричном виде записывается следующим образом:

$$\frac{d}{ds} (\bar{Q}_{x,x',y,y',\mu}^{(3)}) = P^{(3)}(s) \bar{Q}_{x,x',y,y',\mu}^{(3)}, \quad (2)$$

где

$$P^{(3)}(s) = \begin{Bmatrix} P^{1,1} & P^{1,2} & P^{1,3} \\ 0 & P^{2,2} & P^{2,3} \\ 0 & 0 & P^{3,3} \end{Bmatrix}$$

— матрица коэффициентов соответствующего участка траектории. Выражения для блочных элементов матрицы  $P^{(3)}(s)$  для случая движения заряженных частиц в электростатическом секторном поле приведены в работе [3], в магнитном поле — в [4]. Решение уравнений (1) записывается через матрицант в виде

$$\bar{Q}_{x,x',y,y',\mu}^{(3)} = X(P^{(3)}, s/s_0) \bar{Q}_{x_0,x'_0,y_0,y'_0,\mu}^{(3)}, \quad (3)$$

где  $\bar{Q}_{x_0, x'_0, y_0, y'_0, \mu}^{(3)}$  — начальные координаты частиц,  $X(P^{(3)}, s/s_0)$  — матрицант (матрица переноса) третьего порядка по фазовым переменным  $\bar{Q}_{x, x', y, y', \mu}^{(3)}$  для соответствующего участка траектории. Матрицант имеет такую же, как и матрица коэффициентов  $P^{(3)}$ , верхнетреугольную блочную структуру

$$X(P^{(3)}, s/s_0) = \begin{Bmatrix} X^{1,1} & X^{1,2} & X^{1,3} \\ 0 & X^{2,2} & X^{2,3} \\ 0 & 0 & X^{3,3} \end{Bmatrix} \quad (4)$$

и удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$X'(P^{(3)}, s/s_0) = P^{(3)} \cdot X(P^{(3)}, s/s_0),$$

$$X(P^{(3)}, s_0/s_0) = I,$$

где  $I$  — единичная матрица.

Для гладкой модели поля при численном расчете элементов матрицанта используется метод челнок-сумм [6]. Методики расчета элементов матрицанта секторного электростатического и магнитного полей с учетом краевых эффектов для гладкой модели поля приведены в работах [3,4]. Матричное преобразование, которое определяет соотношения между начальными и конечными координатами иона, можно записать в виде

$$\bar{Q}_{x, x', y, y', \mu}^{(3)} = R^{(3)}(s_n/s_0) \bar{Q}_{x_0, x'_0, y_0, y'_0, \mu}^{(3)}, \quad (5)$$

где  $R^{(3)}(s_n/s_0) = \prod_{i=1}^n A_{z_s}^{(3)} X(P^{(3)}, s_i/s_{i-1}) A_{s_z}^{(3)}$  — результирующая матрица переноса,  $n$  — количество ионно-оптических элементов,  $X(P^{(3)}, s_i/s_{i-1})$  — матрицант соответствующего участка траектории,  $A_{z_s}^{(3)} = A_{(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) \rightarrow (x, y, s_{i-1})}^{(3)}$  и  $A_{s_z}^{(3)} = A_{(x, y, s_i) \rightarrow (\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})}^{(3)}$  — матрицы преобразования фазовых моментов из декартовой в криволинейную на входе и криволинейной в декартовую на выходе секторного поля соответственно. Эти матрицы нетрудно получить, принимая во внимание, что при переходе от криволинейной к декартовой системе координаты не изменяются, а углы преобразуются в виде

$$a = \frac{d\tilde{x}}{d\tilde{z}} = \frac{x'}{1 + hx},$$

$$b = \frac{d\tilde{y}}{d\tilde{z}} = \frac{y'}{1 + hx}. \quad (6)$$

Таким образом, полную матрицу переноса третьего порядка ( $55 \times 55$  элементов) можно получить путем последовательного перемножения матрицантов соответствующих участков траектории с использованием выражений для элементов матрицантов секторных магнитных, электростатических полей и матриц преобразования систем координат. В отличие от широко известных матриц переноса [8–10], данная матрица позволяет быстро проводить исследование нелинейной динамики фазовых множеств в реальных полях, что дает возможность использовать расчеты интегральных ионно-оптических

характеристик при определении пропускной способности прибора. Абберационные коэффициенты третьего порядка записываются в виде

$$\langle \tilde{x} | (\hat{Q}_{\tilde{x}, a, \tilde{y}, b, \mu}^{(3)})_j \rangle = R_{1,j}^{(3)} \quad \langle a | (\hat{Q}_{\tilde{x}, a, \tilde{y}, b, \mu}^{(3)})_j \rangle = R_{2,j}^{(3)},$$

$$\langle \tilde{y} | (\hat{Q}_{\tilde{x}, a, \tilde{y}, b, \mu}^{(3)})_j \rangle = R_{3,j}^{(3)} \quad \langle b | (\hat{Q}_{\tilde{x}, a, \tilde{y}, b, \mu}^{(3)})_j \rangle = R_{4,j}^{(3)}, \quad (7)$$

где  $j$  — порядковый номер фазовой переменной.

Общее количество абберационных коэффициентов второго порядка равно  $4 \cdot 55 = 220$ . Из-за большого объема вычислений приведем аналитические выражения только для некоторых абберационных коэффициентов для случая, когда учет полей рассеяния секторного магнита и сферического конденсатора осуществляется путем замены реальных магнитного и электростатического полей идеальными полями, эквивалентными по углу поворота

$$R_{1,1}^{(3)} = \Delta_1 = \frac{r_e}{r_m} (\cos \varphi_e - l_e'' \sin \varphi_e)$$

$$\times (l_m'' \sin \varphi_m - \cos \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon''))$$

$$- \operatorname{tg} \varepsilon' (\sin \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'') + l_m'' \cos \varphi_m))$$

$$+ \sin \varphi_e (l_m'' (\cos \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'') - l_m'' \sin \varphi_m$$

$$+ \operatorname{tg} \varepsilon' (\sin \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'') + l_m'' \cos \varphi_m)$$

$$- \sin \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'') - l_m'' \cos \varphi_m)), \quad (8)$$

$$R_{1,2}^{(3)} = \Delta_2 = \frac{r_e}{r_m} (l_e' \cos \varphi_e - l_e' l_e'' \sin \varphi_e + \sin \varphi_e$$

$$+ l_e'' \cos \varphi_e) (l_m'' \sin \varphi_m - \cos \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon''))$$

$$- \operatorname{tg} \varepsilon' (\sin \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'') + l_m'' \cos \varphi_m))$$

$$+ (\cos \varphi_e - l_e' \sin \varphi_e)$$

$$\times (l_m' (l_m'' \sin \varphi_m - \cos \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon''))$$

$$- \operatorname{tg} \varepsilon' (\sin \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'') + l_m'' \cos \varphi_m))$$

$$- \sin \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'') + l_m'' \cos \varphi_m), \quad (9)$$

$$R_{1,5}^{(3)} = \Delta_5 = \frac{2r_e}{r_m} (1 - \cos \varphi_e - l_e'' \sin \varphi_e)$$

$$\times (l_m'' \sin \varphi_m - \cos \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon''))$$

$$- \operatorname{tg} \varepsilon' (\sin \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'') + l_m'' \cos \varphi_m))$$

$$+ \sin \varphi_m (l_m' (l_m'' \sin \varphi_m - \cos \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon''))$$

$$- \operatorname{tg} \varepsilon' (\sin \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'') + l_m'' \cos \varphi_m))$$

$$+ \sin \varphi_m (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'') + l_m'' \cos \varphi_m)$$

$$+ l_m'' \sin \varphi_m + (1 - \cos \varphi_m) (1 + l_m'' \operatorname{tg} \varepsilon''), \quad (10)$$

где

$$l_e' = \frac{L_e'}{r_e}, \quad l_e'' = \frac{L_e''}{r_e}, \quad l_m' = \frac{L_m'}{r_m}, \quad l_m'' = \frac{L_m''}{r_m}.$$

Для получения радиальной фокусировки первого порядка по направлению необходимо обеспечить равенство нулю коэффициентов сферической aberrации по направлению  $R_{1,2}^{(3)} = \Delta_2 = 0$ , по скорости — хроматической aberrации первого порядка  $R_{1,5}^{(3)} = \Delta_5 = 0$ . Для получения полной двойной радиальной фокусировки второго порядка необходимо обеспечить равенство нулю (с допустимой погрешностью) коэффициентов хроматической aberrации первого и второго порядков  $R_{1,5}^{(3)} = \Delta_5 = 0$ ,  $R_{1,20}^{(3)} = \Delta_{55} = 0$ , коэффициентов сферической aberrации первого и второго порядков  $R_{1,2}^{(3)} = \Delta_2 = 0$ ,  $R_{1,8}^{(3)} = \Delta_{22} = 0$ , коэффициентов смешанной (сферической и хроматической) aberrации второго порядка  $R_{1,17}^{(3)} = \Delta_{25} = 0$ .

Существенное влияние на разрешающую способность масс-спектрометра с двойной фокусировкой может оказывать геометрическое увеличение в радиальной плоскости. Для масс-спектрометра с двойной фокусировкой геометрическое увеличение в радиальной плоскости определяется коэффициентом  $R_{1,1}^{(3)} = \Delta_1$ . Дисперсия по массам для масс-спектрометра с двойной фокусировкой записывается в виде

$$D_m = \frac{1}{2}(L_m'' \sin \varphi_m + (1 - \cos \varphi_m)(r_m + L_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'')). \quad (11)$$

Геометрическое увеличение в аксиальной плоскости определяется коэффициентом  $R_{3,3}^{(3)} = \Delta_6$ , коэффициент аксиальной угловой aberrации можно определить с помощью матричного элемента  $R_{3,4}^{(3)} = \Delta_7$ . Данные коэффициенты могут быть использованы для анализа фокусировки в аксиальном направлении. При оптимизации ионно-оптической схемы в расчетах использовались экспериментальные значения распределения краевых магнитных полей реального масс-спектрометра, измеренные с помощью датчика Холла. В процессе теоретического анализа разработана программа для расчета ИОС масс-спектрометра с двойной фокусировкой, позволяющая определять положение фокальной плоскости масс-анализатора для размещения координатно-чувствительного микроэлектронного детектора и проводить исследования нелинейной динамики фазовых множеств в реальных полях.

Результаты расчетов использовались для юстировки лазерного масс-спектрометра с КЧМД. В программе предусмотрена возможность вариации многих характеристик пучка (параметры начального фазового множества, положение и размер входной, угловой и энергетической щелей прибора, углы наклона пучка, входящего в анализатор, величина выходного плеча  $L_m''$ , радиус траектории иона в магнитном поле  $r_m$ ).

## Результаты расчета ионно-оптической системы

В табл. 1 приведены параметры оптимизированной ионно-оптической системы масс-спектрометра, доработанного по результатам проведенных выше расчетов.

Таблица 1.

Параметр	Значение
$\alpha_0$ , rad	0.002
$S$ , mm	0.025
$L_e'$ , mm	149.3
$L_e''$ , mm	40
$L_m'$ , mm	40
$L_m''$ , mm	$0.319^* r_m$
$\varphi_e$ , grad	34
$r_e$ , mm	100
$\varphi_m$ , grad	73
$r_m$ , mm	30–200
$R_m$ , mm	–30
$\varepsilon'$ , grad	12.5
$\varepsilon''$ , grad	–53.5

Критериями оптимизации были получение увеличивающейся с радиусом поворота ионов в магнитном анализаторе разрешающей способности по массам и получение максимального пропускания пучка ионов с использованием юстировочных карт для проводки пучка от источника ионов до координатно-чувствительного микроэлектронного детектора с учетом погрешностей изготовления и сборки узлов ионной оптики масс-спектрометра.

На рис. 2 приведены зависимости размера пучка  $d_b$  (mm) в фокальной плоскости масс-спектрометра от величины приведенного значения выходного плеча масс-анализатора  $k$  и радиуса поворота ионов в магнитном поле  $r_m$  (mm) с учетом всех aberrаций:  $a$  — при разбросе энергии пучка ионов  $\Delta E = 10$  eV (энергетическая щель прирезана) и  $b$  — при  $\Delta E = 800$  eV (энергетическая щель открыта). По результатам расчетов определено оптимальное значение величины  $k = 0.319$ .

На рис. 3 приведены траектории пучка ионов в аксиальной плоскости реального масс-спектрометра для

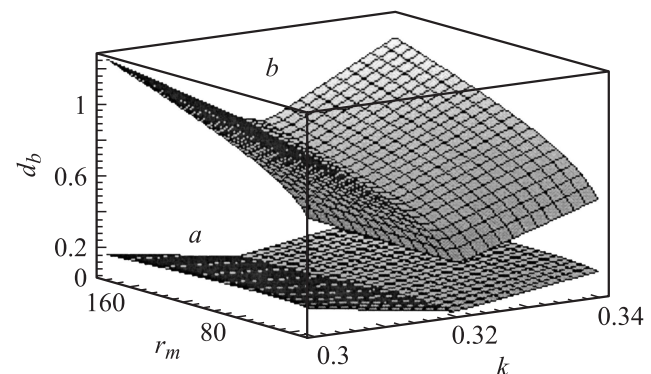


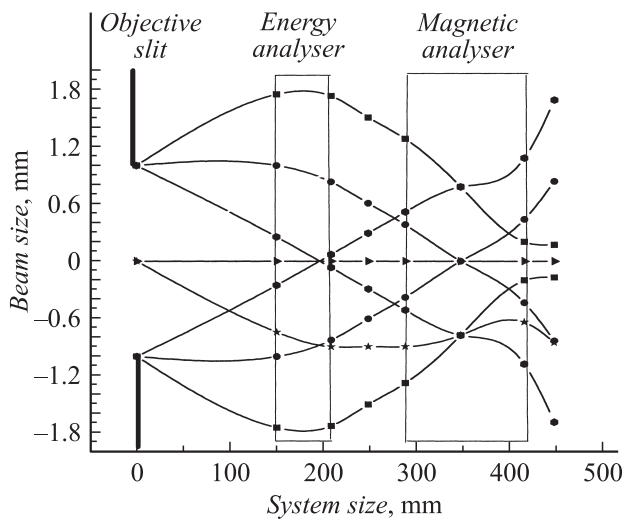
Рис. 2. Зависимости размера пучка  $d_b$  (mm) в фокальной плоскости масс-спектрометра от величины приведенного значения выходного плеча масс-анализатора  $k$  и радиуса поворота ионов в магнитном поле  $r_m$  (mm) с учетом всех aberrаций:  $a$  — при разбросе энергии пучка ионов  $\Delta E = 10$  eV (энергетическая щель 0.2 mm) и  $b$  — при  $\Delta E = 800$  eV (энергетическая щель открыта).

радиуса поворота ионов в масс-анализаторе, равном  $r_m = 100$  mm. Видно, что кроссовер пучка ионов находится внутри масс-анализатора. Для рабочих радиусов поворота ионов в анализаторе в радиальном направлении в диапазоне  $r_m = 30-200$  mm кроссоверы находятся между фокальной плоскостью радиальных направлений (при  $r_m = 30.45$  mm кроссовер попадает точно на фокальную плоскость) и плоскостью внутри масс-анализатора.

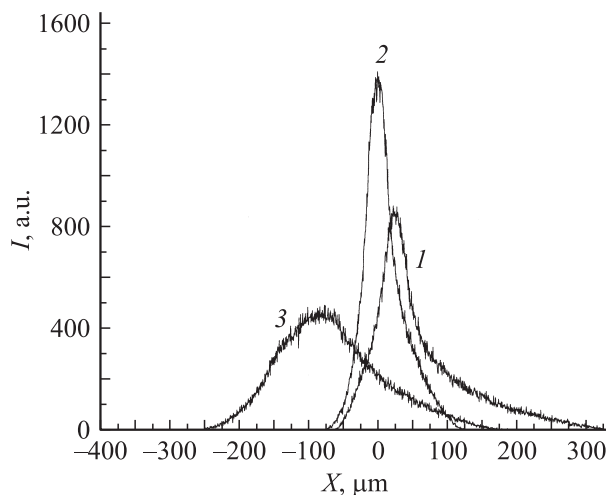
В табл. 2 приведены положения кроссоверов в аксиальном направлении в зависимости от радиуса траектории в радиальном направлении  $r_m$ . Благодаря такому положению кроссоверов в аксиальном направлении упрощается процесс юстировки щелей масс-спектрометра и повышается чувствительность прибора. Проведенные расчеты позволяют также выбрать оптимальную высоту регистрирующей щели КЧМД вдоль всей фокальной плоскости прибора.

Таблица 2.

$r_m$ , mm	Положение кроссовера (угол поворота в магнитном анализаторе), grad
30.45	в фокальной плоскости
60	52
100	34
180	20



**Рис. 3.** Траектории пучка ионов в аксиальной плоскости реального масс-спектрометра для радиуса поворота ионов в масс-анализаторе, равном  $r_m = 100$  mm.



**Рис. 4.** Расчетные профили пучка в плоскости регистрации.

На рис. 4 приведены расчетные профили пучка в плоскости регистрации ( $L_m'' = 0.319r_m$ ,  $r_m = 100$  mm) для трех режимов работы масс-спектрометра, где: 1 — центр объектной щели смещен относительно оси источника ионов в радиальном направлении на  $+40 \mu\text{m}$ , входные углы частиц заданы в диапазоне от 0 до  $20 \text{ mrad}$ ; 2 — центр объектной щели находится на оси источника, входные углы находятся в диапазоне от  $-10$  до  $+10 \text{ mrad}$ ; 3 — центр объектной щели смещен относительно оси источника на  $-40 \mu\text{m}$ , входные углы частиц заданы в диапазоне от  $-20 \text{ mrad}$  до 0;  $I$  (a.u.) — интенсивность в произвольных единицах,  $X$  ( $\mu\text{m}$ ) — смещение центра объектной щели относительно оси источника ионов.

Начальное фазовое множество (размер пучка  $80 \times 2000 \mu\text{m}$ , половинный угол расхождения в радиальной и аксиальной плоскостях  $10 \text{ mrad}$ , энергетический разброс  $800 \text{ eV}$ ) состояло из 500 000 частиц, фазовые характеристики которых задавались случайным образом с равномерным распределением.

## Экспериментальные характеристики лазерного масс-спектрометра с КЧМД

Для оценки параметров лазерного масс-спектрометра с координатно-чувствительным микроэлектронным детектором, доработанного по результатам расчетов, использовался стандартный образец состава вещества M161, содержащий Al — 1.65, Mn — 0.08, Fe — 0.494, Zn — 37.65, Cu — 59.5, Sn — 0.08, Sb — 0.0024, Pb — 0.54% (концентрации приведены в массовых долях). В качестве детектора использовался специально разработанный экспериментальный образец КЧМД с рабочей длиной вдоль фокальной плоскости  $9.6 \text{ mm}$  (число каналов 384, размер каждого детектора  $18 \times 2000 \mu\text{m}$ , шаг структуры детекторов  $25 \mu\text{m}$ ), работающий в режиме прямого счета ионов. В качестве преобразователя ион-электрон использовались микроканальные пластины МКП 23-10, доработанные до следующих размеров: длина 12, высота 5 mm (диаметр канала 10, шаг  $12 \mu\text{m}$ ).

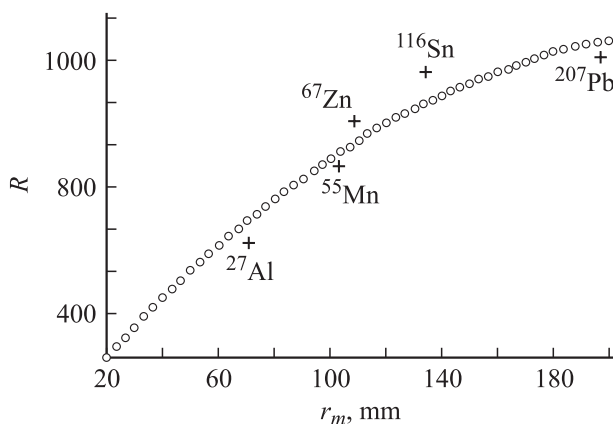
Для учета влияния рассеянного магнитного поля масс-анализатора регистрация изотопов элементов проводилась двумя способами — изменением тока магнитного анализатора либо перемещением детектора вдоль фокальной линии масс-спектрометра с помощью специального механизма перемещения при неизменном токе



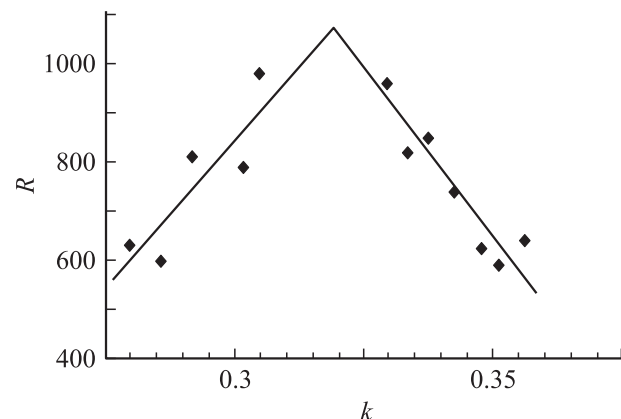
магнита. Этот механизм дополнительно укомплектован устройством поворота координатно-чувствительного микроэлектронного детектора в радиальном направлении по отношению к направлению пучка ионов. Поворот детектора позволил оценить глубину резкости ионных пучков и уточнить допуски на установку регистрирующей части масс-спектрометра по отношению к границе выходной щели масс-анализатора.

Механизм перемещения детектора вдоль фокальной линии масс-анализатора управляется контроллером на базе процессора AT89S8252, исполнительный механизм — шаговый двигатель ДШИ-200 с редуктором, шаг перемещения  $7\ \mu\text{m}$ , число шагов задается программно оператором с помощью ЭВМ (максимально 33 250, что с учетом длины выходного плеча масс-анализатора соответствует  $r_m = 30\text{--}200\ \text{mm}$ ). Текущее положение КЧМД в фокальной плоскости масс-спектрометра фиксируется в энергонезависимой памяти.

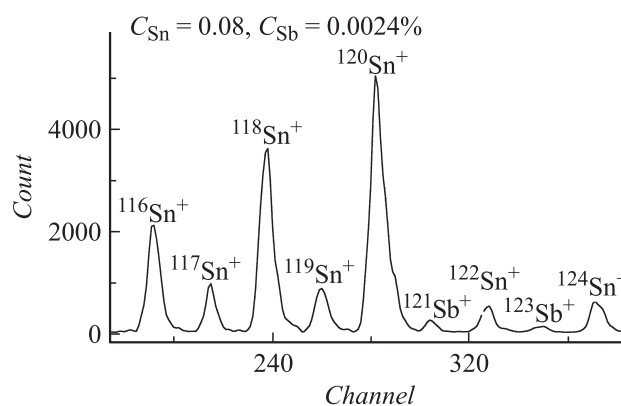
На рис. 5 приведена зависимость разрешающей способности  $R$  от величины радиуса поворота ионов в магнитном поле в оптимизированном варианте при  $k = 0.319$ . Для сравнения приведена расчетная кривая, полученная с учетом реальных полей рассеяния магнитного анализатора, при энергетическом разбросе ионов в пучке  $800\ \text{eV}$ . Видно хорошее совпадение экспериментальных значений разрешающей способности с расчетными. Для проверки зависимости разрешения от величины  $k$  механизм поворота детектор был повернут в фокальной плоскости таким образом, что его плоскость была перпендикулярна пучку ионов в радиальном направлении. При этом центр детектора (192-й канал) совпадал с линией фокусов, левый край (1-й канал, легкие массы) был удален от точки фокуса на  $+4.5\ \text{mm}$  в сторону от магнитного анализатора, правый край — на  $-4.5\ \text{mm}$  в сторону магнитного анализатора. Таким образом, при перемещении пиков ионов от 1-го до 384-го канала можно определять ширину пиков при изменении длины выходного плеча на  $\pm 4.5\ \text{mm}$  от фокальной плоскости, что для радиуса



**Рис. 5.** Зависимость разрешающей способности  $R$  от величины радиуса поворота ионов в магнитном поле в оптимизированном варианте при  $k = 0.319$  ( $\circ$  — расчетная кривая,  $+$  — экспериментальные точки).



**Рис. 6.** Усредненные зависимости значения разрешения от величины  $k$  на радиусе  $r_m = 200\ \text{mm}$  для значений  $k$  от 0.297 до 0.341 (кривая — расчетные значения,  $\blacksquare$  — экспериментальные точки).



**Рис. 7.** Спектр изотопов олова (стандартный образец M161).

$r_m = 200\ \text{mm}$  (пики  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ) соответствует изменению  $k$  на  $\pm 0.022$ .

На рис. 6 представлены усредненные зависимости значения разрешения от  $k$  на радиусе  $r_m = 200\ \text{mm}$  для значений  $k$  от 0.297 до 0.341. Разброс  $R$  объясняется тем, что и КЧМД, и входящие в его состав МКП имеют неизопланатичную структуру, т.е. имеют участки, нечувствительные к пучку. А поскольку дискретность координатно-чувствительного микроэлектронного детектора составляет  $25\ \mu\text{m}$ , то полчить линию изотопа, меньшую, чем 3 канала КЧМД, практически невозможно.

Для оценки чувствительности регистрировалась часть спектра изотопов олова (стандартный образец M161), относительное содержание которого составляет 0.08% по массам (рис. 7). Как видно, на зарегистрированном спектре между изотопами Sn уверенно регистрируются изотопы  $^{121}\text{Sb}$  и  $^{123}\text{Sb}$  с относительным содержанием сурьмы 0.0024%. Спектр зарегистрирован координатно-чувствительным микроканальным детектором за время накопления 60 с при частоте повторения импульсов излучения оптического квантового генератора 50 Hz.

## Выводы

По результатам расчета ионно-оптического тракта лазерного масс-спектрометра уточнены основные конструктивные параметры прибора с учетом установки координатно-чувствительного микроэлектронного детектора. Доработан экспериментальный образец лазерного масс-спектрометра с координатно-чувствительным микроэлектронным детектором длиной 9,6 mm и числом каналов 384. Определены экспериментальные характеристики прибора с КЧМД. Проведена юстировка масс-спектрометра при исследовании элементного состава твердых веществ со сложным составом, а также уточнены требования к разрабатываемому координатно-чувствительному микроэлектронному детектору длиной 50 mm и числом каналов 2048.

## Список литературы

- [1] Борискин А.М., Еременко В.М. и др. // Приборы и системы управления. 1983. Т. 1. С. 26–29.
- [2] Быковский Ю.А., Неволин В.Н. Лазерная масс-спектрометрия. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [3] Dymnikov A., Helborn R. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 1993. Vol. A330. P. 323–342.
- [4] Mordik S.N., Ponomarev A.G. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. A. 2002. Vol. 480. N 2–3. P. 359–372.
- [5] Mordik S.N., Ponomarev A.G. // Tech. Phys. 2001. Vol. 46. N 7. P. 883–891.
- [6] Dymnikov A. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 1995. Vol. 363. P. 435–439.
- [7] Brown K.L. et al. // Rev. Sci. Instr. 1964. Vol. 35. P. 481.
- [8] Хитенбергер Г., Кениг Л.А. Успехи масс-спектрометрии / Под ред. Дж. Уордорна. М.: ИЛ, 1963. С. 26–38.
- [9] Fujita Y., Matsuda H., and Matsuo T. // Nucl. Instr. and Meth. 1977. Vol. 144. P. 279.
- [10] Matsuda H., and Wollnik H. // Nucl. Instr. and Meth. 1970. Vol. 77. P. 40.