

12

## Линия фокусов и распределение спектра масс в масс-спектрографе типа магнитного зеркала

© В.Д. Саченко<sup>1</sup>, А.С. Антонов<sup>2</sup><sup>1</sup> Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: v.sachenko@mail.ru

Поступило в Редакцию 1 июля 2024 г.

В окончательной редакции 26 августа 2024 г.

Принято к публикации 1 сентября 2024 г.

Показано, что снос орбит ионов в краевом поле магнитного зеркала приводит к искажению линии фокусов с увеличением кривизны в направлении уменьшения массовых чисел и искажению распределения массовых чисел.

**Ключевые слова:** масс-спектрограф, краевые поля, магнитное зеркало, линия фокусов.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.01.59522.20048

Возможность одновременно регистрировать весь масс-спектр ионов анализируемого вещества в статических масс-спектрографах предопределяет их преимущество в скорости анализа перед масс-анализаторами с регистрацией масс-спектра в режиме развертки с последовательным детектированием мономассовых ионных компонент. Для реализации указанной возможности необходимо, чтобы линия фокусов (ЛФ) мономассовых пучков была прямой, что позволяет установить на ней значительное число приемных щелей многоколлекторного детектора или любой пространственно-протяженный детектор, которые одновременно регистрируют весь масс-спектр анализируемого вещества. Магнитное зеркало (МЗ) с однородным магнитным полем и ортогональным вводом ионного пучка в МЗ, впервые примененное Демпстером в качестве масс-спектрометра [1], — пример идеального ионно-оптического элемента с прямой ЛФ, что обусловлено совпадением линии фокусов МЗ с эффективной границей его поля [2] в данном варианте ввода ионов. Однако, поскольку детектор масс-спектра приходится располагать в этом случае в краевом магнитном поле, указанная особенность расположения ЛФ является его существенным недостатком. При наклонном вводе ионного пучка в МЗ отмеченная проблема отсутствует благодаря возникающему фокусирующему действию краевого поля, при этом создаются условия для осуществления фокусировки мономассовых ионных пучков во втором порядке приближения [3–5]. Однако прохождение ионов в краевом поле МЗ сопровождается поперечным смещением [6–8], величина которого пропорциональна значению  $(k^2/r)$ , где  $k$  — половина зазора между полюсами магнита,  $r$  — радиус орбиты иона в однородной части магнитного поля МЗ. В связи с этим, будучи ничтожно малым при больших значениях  $r$ , данное смещение (назовем его „краевым сносом“) увеличивается при уменьшении радиусов орбит и в конечном счете может привести к заметному отклонению

мономассовых фокусов в области ионов легких масс от прямой, которая соответствует геометрии ЛФ в SCOFF-модели МЗ (SCOFF — sharp cut off), рассчитанной без учета указанного краевого сноса.

Настоящая работа посвящена исследованию геометрии линии фокусов МЗ и распределения мономассовых фокусов ионного пучка при учете сноса траекторий ионов в краевом поле МЗ.

Данное исследование является продолжением работы авторов [9] по изучению статического масс-спектрографа на базе МЗ.

На рис. 1 показаны эффективная модель масс-спектрографа на базе МЗ и геометрия эффективных осевых орбит мономассовых компонент вводимого в МЗ ионного пучка, в области эффективного поля МЗ представляющих собой дуги окружностей, угол поворота которых однозначно определен углом  $\varepsilon$  ввода ионного пучка в поле МЗ:

$$\varphi + 2\varepsilon \equiv \pi, \quad (1)$$

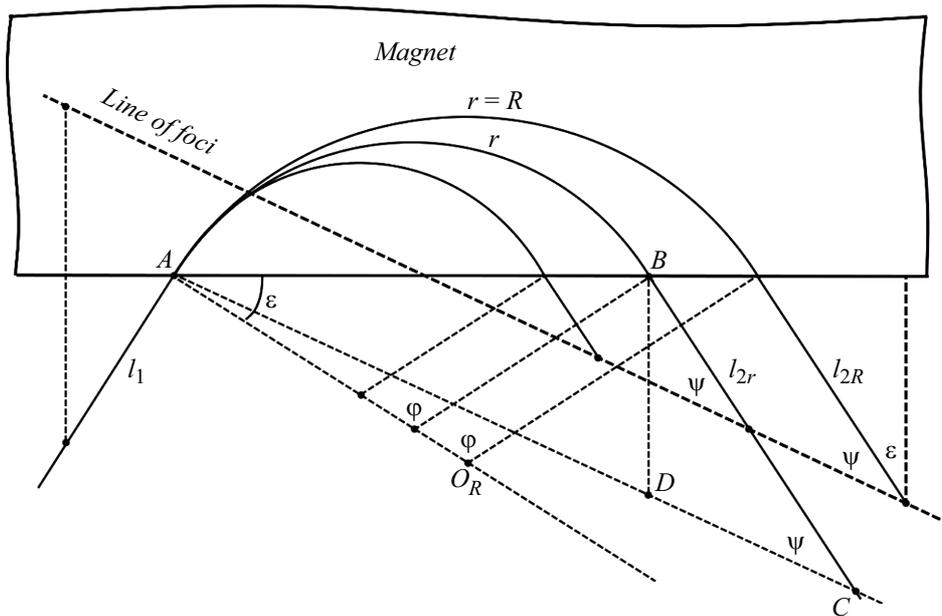
а радиусы осевых орбит  $r$  [mm] при ускоряющем напряжении  $U$  [eV] источника ионов и напряженности магнитного поля  $B$  [G] определены массовым числом  $m$  [u] ионов:

$$r \approx 144\sqrt{Um}/B. \quad (2)$$

При расположении источника ионов на расстоянии  $l_1$  от эффективной границы МЗ разделившиеся в поле МЗ мономассовые ионные группы в данной упрощенной модели сфокусируются на расстоянии  $l_2 = l_2(r)$  от эффективной границы МЗ [3]:

$$l_2(r) = r \sin \varphi - l_1. \quad (3)$$

Линейная зависимость выходного плеча  $l_2$  от радиусов  $r$  орбит мономассовых пучков в (3) свидетельствует о том, что ЛФ в рамках указанной модели является прямой, а распределение  $\rho(m)$  массовых чисел ионов



**Рис. 1.** Геометрия осевых орбит ионных пучков в магнитном зеркале в рамках SCOFF-модели (без учета краевых искажений).

вдоль ЛФ в согласии с (2) подчиняется зависимости

$$\rho(m) = cR\sqrt{m/m_R - 1}, \quad (4)$$

где  $c$  — постоянная;  $\rho$  — расстояние между фокусами мономассовых ионов с массовыми числами  $m$  и известным „реперным“ значением  $m_R$ ;  $R$  — радиус поворота орбит последних.

Алгоритм определения точки выхода оптической оси (точка  $A_2$ ) в условиях учета сноса оси в краевом поле МЗ проиллюстрирован на рис. 2, при этом краевые матрицы, на основании которых проведены геометрические построения, в профильных плоскостях  $CA'_1$  и  $CA'_2$  выражаются следующими структурами [8]:

$$\tilde{\mathbf{T}}_{k1} = \begin{bmatrix} 1 & -2\gamma r & \delta/2 \\ t/r & 1 - 2t\gamma & \gamma/2 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$$\tilde{\mathbf{T}}_{k2} = \begin{bmatrix} 1 - 2t\gamma & -2\gamma r & -\delta/2 \\ t/r & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где  $t = \operatorname{tg} \varepsilon$ . Второй элемент первой строки первой из краевых матриц (5) определяет показанный на рис. 2 продольный сдвиг  $\omega$

$$\omega = -2\gamma r = -2\delta t \quad (6)$$

от точки  $A_1$  пересечения с оптической осью эффективной по Герцогу [2] границы МЗ до точки  $A'_1$ , смещенной затем на величину  $\delta$

$$\delta = J(k^2/r)/\cos^2 \varepsilon, \quad (7)$$

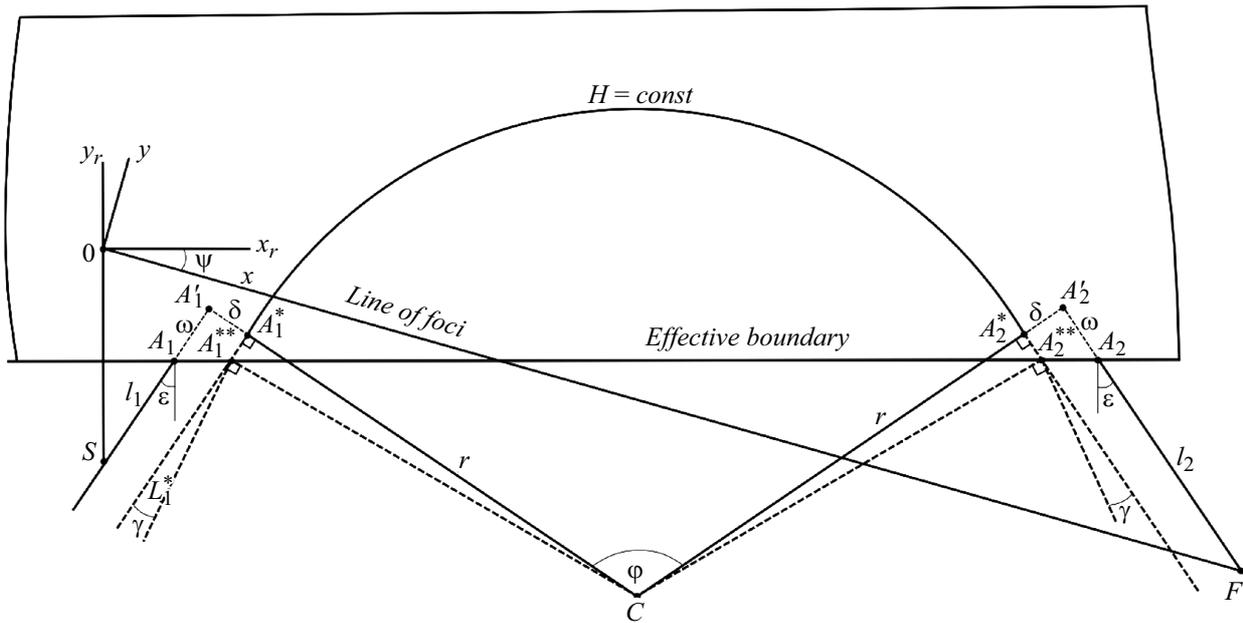
где  $J$  — интеграл от функции распределения краевого поля  $h(u)$  вдоль нормали к физической границе полюсных наконечников (см. [7]),

$$J = \int_{u_a}^{u_b} (1 - h(u)) \left( \int_{u_a}^u h(\xi) d\xi \right) du, \quad (8)$$

к точке  $A_1^*$ , являющейся началом круговой дуги радиуса  $r$  оптической оси в МЗ. Поворот по дуге на угол  $\varphi$  до точки  $A_2^*$  с последующим поперечным смещением  $\delta$  к точке  $A'_2$  и сдвигом  $\omega$  перпендикулярно радиус-вектору  $CA'_2$  к точке  $A_2$  определит смещенное краевым полем направление выхода оси из МЗ. Данный алгоритм определения точки и направления выхода оптической оси мономассового ионного пучка из эффективного поля МЗ обусловлен геометрическим смыслом элементов краевых матриц (5) и адекватно учитывает снос ионного пучка в краевом поле во входной и выходной областях МЗ, обеспечивая совпадение эффективных и реальных траекторий ионов в области однородного поля и на выходе из МЗ.

Расчет положения углового (гауссова) фокуса мономассовых ионов при учете факторов, обусловленных смещением траекторий ионов краевым полем в рамках учета малых порядка  $O(k^2/r^2)$ , показывает (аналитические выкладки ввиду их громоздкости опущены), что геометрия ЛФ в варианте МЗ с наклонным вводом ионного пучка представляет собой гиперболу, которая может быть записана в следующем параметрическом виде:

$$y(r) = J \left[ \cos \left( \psi - \frac{\varphi}{2} \right) - \cos \left( \psi + \frac{\varphi}{2} \right) \right] \frac{k^2}{r} \sec^2 \varepsilon, \quad (9a)$$



**Рис. 2.** Геометрическое определение положения выходного плеча  $l_2$  оптической оси мономассового ионного пучка в масс-спектрографе на базе магнитного зеркала. Углы  $\epsilon$  и  $\gamma$  соответствуют отрицательным значениям, точки  $S$  и  $F$  отвечают положению выходной щели источника и фокусу расходящегося из точки  $S$  мономассового ионного пучка, радиус оси которого в однородном поле МЗ равен  $r$ .

$$x(r) = \frac{ar}{\sin \psi} - J \left[ \sin \left( \psi - \frac{\varphi}{2} \right) - \sin \left( \psi + \frac{\varphi}{2} \right) \right] \frac{k^2}{r} \sec^2 \epsilon, \quad (9b)$$

где параметром является радиус  $r$  орбит мономассовых ионов в однородном магнитном поле МЗ, ось  $x$  направлена по „идеальной“ прямой ЛФ, а ось  $y$  перпендикулярна оси  $x$  (рис. 2); значения  $y(r)$  показывают величину отклонения реальной ЛФ от идеальной;  $\psi$  — угол наклона идеальной ЛФ, определенный углом ввода  $\epsilon$  ионов в МЗ:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\cos \epsilon \sin \epsilon}{1 + \sin^2 \epsilon}. \quad (10)$$

Нетрудно показать, и это ожидаемо, что асимптотой данной гиперболы является прямая линия фокусов в SCOFF-модели МЗ.

На основании полученных выше результатов в том же приближении по учитываемым малым слагаемым — порядка малости не выше  $O(k^2/r^2)$  — найдем распределение  $m(r)$  массовых чисел ионов вдоль реальной ЛФ

$$m(r) = \left( \frac{x^2(r) - 4c \operatorname{ctg} \psi J k^2 \sec^2 \epsilon}{x^2(R) - 4c \operatorname{ctg} \psi J k^2 \sec^2 \epsilon} \right) m_R, \quad (11)$$

где  $m_R$  — массовое число ионов реперной компоненты. Из (11) нетрудно выделить „краевую поправку“  $\delta_m$  к распределению  $m^o(r)$ , соответствующему зависимости (4):

$$\delta_m = 2c \operatorname{ctg} \psi J \sec^2 \epsilon k^2 (x^{-2}(r) - x^{-2}(R)), \quad (12)$$

$$m(r) = (1 - \delta_m) m^o(r). \quad (13)$$

Результаты, представленные в настоящей работе, показывают, что линия фокусов в масс-спектрографах типа магнитного зеркала не является идеально прямой (с увеличением кривизны в области меньших массовых чисел в случае одновременной регистрации широкого диапазона линий масс-спектра). Этот фактор необходимо учитывать при разработке и применении масс-спектрографов указанного типа. Действие краевого поля МЗ на траектории ионов приводит также к искажению распределения массовых чисел ионов вдоль линии фокусов, и это искажение тем значительнее, чем больше межполюсный зазор магнита МЗ.

### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования РФ № 075-00439 2400.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] F.W. Aston, J. Phys. Chem., **47** (6), 465 (1943). DOI: 10.1021/j150429a011
- [2] R. Herzog, Z. Naturforsch. A, **10** (11), 887 (1955). DOI: 10.1515/zna-1955-1116
- [3] D.R. Inglis, Phys. Rev., **78** (2), 104 (1950). DOI: 10.1103/PhysRev. 78.104

- [4] Л.П. Овсянникова, Т.Я. Фишкова, Письма в ЖТФ, **28** (4), 65 (2002). [L.P. Ovsyannikova, T.Ya. Fishkova, Tech. Phys. Lett., **28** (2), 157 (2002). DOI: 10.1134/1.1458521].
- [5] В.Д. Саченко, А.С. Антонов, Масс-спектрометрия, **20** (2), 109 (2023). DOI: 10.25703/MS.2023.20.09 [V.D. Sachenko, A.S. Antonov, J. Anal. Chem., **79** (13), in press (2024)].
- [6] H. Matsuda, H. Wollnik, Nucl. Instrum. Meth., **77** (2), 283 (1970). DOI: 10.1016/0029-554X(70)90097-2
- [7] H. Wollnik, *Optics of charged particles* (Academic Press, N.Y., 1987), p. 187. DOI: 10.1016/B978-0-12-762130-2.X5001-8
- [8] В.Д. Саченко, А.С. Антонов, Масс-спектрометрия, **19** (1), 49 (2022). DOI: 10.25703/MS.2022.19.04 [V.D. Sachenko, A.S. Antonov, J. Anal. Chem., **78** (13), 1856 (2023). DOI: 10.1134/S1061934823130117].
- [9] В.Д. Саченко, А.С. Антонов, Письма в ЖТФ, **49** (14), 13 (2023). DOI: 10.21883/PJTF.2023.14.55818.19552 [V.D. Sachenko, A.S. Antonov, Tech. Phys. Lett., **49** (7), 50 (2023). DOI: 10.61011/TPL.2023.07.56445.19552].