

10;12

Радиальная фокусировка ионного пучка в масс-анализаторе, состоящем из электростатической линзы и секторной магнитной призмы с наклонными границами

© А.С. Кузема, С.Н. Мордик, С.А. Кузема

Институт прикладной физики АН Украины,
244030 Сумы, Украина

(Поступило в Редакцию 28 июня 1999 г.)

Исследованы ионно-оптические свойства магнитного масс-анализатора с электрической фокусировкой ионов по направлению в неоднородном магнитном поле r^{-1} , имеющем наклонные границы. Получено условие фокусировки ионов в радиальной плоскости и определены основные параметры масс-анализатора.

Призмные масс-анализаторы с магнитным полем r^{-1} обладают рядом преимуществ по сравнению с масс-анализаторами, выполненными на базе однородных двумерных магнитных полей. К этим преимуществам следует отнести большую дисперсию, широкий диапазон изменений геометрических параметров масс-анализатора и отсутствие необходимости его механической юстировки.

Существует два типа масс-анализаторов с полем r^{-1} : устройства с магнитной фокусировкой ионов по направлению и устройства с электрической фокусировкой. Системы второго типа проще в изготовлении и эксплуатации, поскольку не требуют наличия сложных криволинейных границ полусных наконечников магнита и высокой точности расположения ионно-оптических элементов.

Исторически первыми появились призмные масс-анализаторы с магнитной фокусировкой по направлению [1,2]. Поэтому их ионно-оптические свойства изучены достаточно хорошо [3–5], в то время как секторные магнитные масс-анализаторы с электрической фокусировкой ионов по направлению разработаны недавно [6] и находятся в стадии изучения. К настоящему времени исследованы в линейном приближении однокаскадные и многокаскадные масс-анализаторы, масс-сепараторы с ахроматической фокусировкой и анализирующие системы с фокусировкой по направлению и скорости. Исследования выполнены в предположении, что центральная траектория ионов на входе в магнитную призму и на выходе из нее перпендикулярна к ее границам [6,7]. Безусловно, практический интерес для приборостроителей представляют ионно-оптические свойства перечисленных выше систем при наклонных границах призмы. В этом случае угол входа ионного пучка в призму и угол выхода из нее являются дополнительными независимыми параметрами масс-анализатора, которые позволяют не только улучшить его отдельные характеристики, но и расширить возможности их оптимизации.

Цель данной работы — установить в первом приближении фокусирующие свойства в радиальной плоскости и определить основные характеристики масс-анализатора, состоящего из электростатической линзы и магнитной призмы с неоднородным полем r^{-1} , при

условии, что центральная траектория ионов пересекает границы магнитного поля с углами, отличными от прямых. Схема ионно-оптической системы масс-анализатора представлена на рисунке. Она состоит из источника ионов 1, электростатической линзы 2, магнитной призмы 3, в которую ионный пучок входит под углом ε' и выходит под углом ε'' , и приемника ионов 4.

Траектории ионов в такой системе описываются линейными дифференциальными уравнениями, поэтому ее можно представить как устройство, преобразующее начальные параметры траектории в конечные, и описать это преобразование методом матричной алгебры [8–10]. При этом электростатическую линзу будем считать тонкой ввиду малой протяженности ее поля по сравнению с величиной фокусного расстояния. Учет магнитных полей рассеяния призмы произведем путем замены реального магнитного поля идеальным полем, эквивалентным по углу поворота, поскольку в пределах точности проводимых исследований поправками на рассеянное поле можно пренебречь.

Траекторию ионов в рассматриваемой ионно-оптической системе можно разделить на следующие участки: участок свободного пролета от источника ионов до линзы, участок траектории в области линзы, участок свободного пролета от линзы до входной границы призмы, участок траектории на входе в призму, участок траектории в магнитном поле призмы, участок траектории на выходе из призмы и участок свободного пролета от выходной границы призмы до приемника ионов. Тогда трехмерное матричное преобразование, описывающее связь между конечными и начальными параметрами траектории, можно представить в виде

$$\begin{pmatrix} y_7 \\ y_7' \\ \mu_7 \end{pmatrix} = M_7 M_6 M_5 M_4 M_3 M_2 M_1 \begin{pmatrix} y_0 \\ y_0' \\ \mu_0 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} y_0 \\ y_0' \\ \mu_0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где y_0 , y_0' , μ_0 — начальные условия движения иона на выходе из источника ионов: начальное смещение, выраженное в единицах радиуса центральной траектории ионов, направление и относительное изменение импульса соответственно; M_i — матрица переноса для

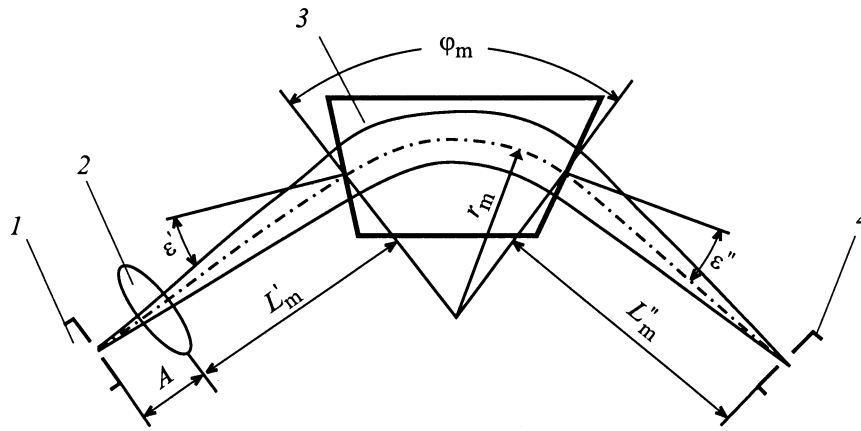


Схема ионно-оптической системы масс-анализатора. 1 — источник ионов, 2 — электростатическая линза, 3 — магнитная призма, 4 — приемник ионов.

соответствующего участка траектории иона; y_7, y'_7, μ_7 — параметры траектории иона у приемной щели.

Матрицы преобразования параметров траекторий иона на входной и выходной границах магнитной призмы имеют вид [10]

$$M_4 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \text{tg } \varepsilon' & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad M_6 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \text{tg } \varepsilon'' & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (2)$$

Остальные матрицы, входящие в уравнение (1), определены в [6] и здесь не приводятся.

Полную матрицу переноса первого порядка в радиальной плоскости получим путем последовательного перемножения матриц соответствующих участков траектории

$$M = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix}, \quad (3)$$

где значения матричных элементов первой строки, определяющих уширение ионного пучка в плоскости приемной щели, таковы:

$$\begin{aligned} a_{11} &= \left(1 - \frac{l'_m}{f_{xy}}\right) \left[1 + \varphi_m \text{tg } \varepsilon' + l''_m \text{tg } \varepsilon''\right. \\ &\quad \left.+ l'_m \text{tg } \varepsilon'(1 + \varphi_m \text{tg } \varepsilon)\right] - \frac{\varphi_m}{f_{xy}} - \frac{l'_m}{f_{xy}}(1 + \varphi_m \text{tg } \varepsilon''), \\ a_{12} &= \left[a \left(1 - \frac{l'_m}{f_{xy}}\right) + l''_m\right] \left[1 + \varphi_m \text{tg } \varepsilon' + l''_m \text{tg } \varepsilon''\right. \\ &\quad \left.+ l'_m \text{tg } \varepsilon'(1 + \varphi_m \text{tg } \varepsilon'')\right] + \left(1 - \frac{a}{f_{xy}}\right) \\ &\quad \times \left[\varphi_m + l''_m(1 + \varphi_m \text{tg } \varepsilon'')\right], \\ a_{13} &= \frac{\varphi_m^2}{2} + l'_m \left(\varphi_m + \frac{\varphi_m^2}{2} \text{tg } \varepsilon''\right), \quad f_{xy} = \frac{F_{xy}}{r_m}, \\ a &= \frac{A}{r_m}, \quad l'_m = \frac{L'_m}{r_m}, \quad l''_m = \frac{L''_m}{r_m}. \end{aligned}$$

Здесь f_{xy} — радиальное фокусное расстояние линзы, выраженное в единицах радиуса центральной траектории ионов; l'_m, l''_m, a — геометрические параметры масс-анализатора (см. рисунок). Величина отклонения иона с произвольными начальными условиями от центральной траектории у приемной щели в соответствии с (1) и (2) запишется в виде

$$y_7 = a_{11}y_0 + a_{12}y'_0 + a_{13}\mu_0. \quad (4)$$

Условие фокусировки ионов по направлению получим, если коэффициент a_{12} в (4) будет равен нулю, т. е.

$$\begin{aligned} &\left[a \left(1 - \frac{l'_m}{f_{xy}}\right) + l''_m\right] \left[1 + \varphi_m \text{tg } \varepsilon' + l''_m \text{tg } \varepsilon''\right. \\ &\quad \left.+ l'_m \text{tg } \varepsilon'(1 + \varphi_m \text{tg } \varepsilon'')\right] + \left(1 - \frac{a}{f_{xy}}\right) \\ &\quad \times \left[\varphi_m + l''_m(1 + \varphi_m \text{tg } \varepsilon'')\right] = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Соотношение (5) связывает оптическую силу линзы с геометрическими параметрами масс-анализатора. Дисперсия масс-анализатора равна

$$D_m = \frac{1}{2} a_{13} r_m.$$

С учетом того, что $l''_m = L''_m/r_m$, имеем

$$D_m = r_m \frac{\varphi_m^2}{4} + \frac{L''_m}{2} \left(\varphi_m + \frac{\varphi_m^2}{2} \text{tg } \varepsilon''\right). \quad (6)$$

Дисперсия не зависит от угла входа ионного пучка в магнитном поле призмы. По сравнению с призмным масс-анализатором с прямыми границами дисперсия масс-анализатора с наклонными границами больше на величину

$$\Delta D_m = \frac{L''_m \varphi_m^2}{4} \text{tg } \varepsilon''.$$

Это позволяет повысить разрешающую способность масс-спектрометра без увеличения габаритов его ионно-оптической системы.

С точки зрения практического использования может представлять интерес вариант масс-анализатора, у которого $l'_m = 0$, $\varepsilon' = 0$, $a = f_{xy}$ (линза формирует параллельный ионный пучок на входе в призму). Условие фокусировки ионов по направлению и дисперсия масс-анализатора в этом случае определяются следующими выражениями:

$$\operatorname{tg} \varepsilon'' = -\frac{r_m}{L_m}, \quad D_m = \frac{L_m'' \varphi_m}{2}. \quad (7), (8)$$

Геометрическое увеличение рассматриваемого масс-анализатора определяется коэффициентом a_{11} . Для его численной оценки из условия фокусировки ионов по направлению находят величину фокусного расстояния линзы и после этого вычисляют геометрическое увеличение.

Поскольку r_m и L_m'' — величины положительные, то для обеспечения фокусировки ионов по направлению угол выхода ионов из магнитного поля призмы должен быть отрицательным, т.е. наклон выходной границы к центральной траектории должен быть таким, чтобы центральная траектория и центр ее кривизны лежали по разные стороны от нормали к границе поля.

Результаты выполненных исследований показывают, что электрическая фокусировка ионов по направлению к секторной магнитной призме с наклонными границами обеспечивает возможность выбора различных геометрических параметров масс-анализатора, позволяет получить большую дисперсию, уменьшить влияние полей рассеяния и пространственного заряда ионного пучка на аналитические параметры приборов, в которых такие устройства используются.

Список литературы

- [1] Шеховцев Н.А. Магнитные масс-спектрометры. М.: Атомиздат, 1971. 232 с.
- [2] Шеховцев Н.А., Шкурдода В.Ф., Кузема А.С., Колосков А.С. // Атомная энергия. 1964. Т. 22. С. 506–509.
- [3] Малов А.Ф., Суздаев В.А., Федосеев Е.П. // ЖТФ. 1965. Т. 35. Вып. 5. С. 914–926.
- [4] Федосеев Е.П. // ЖТФ. 1968. Т. 38. Вып. 8. С. 1320–1329.
- [5] Федосеев Е.П. // ЖТФ. 1968. Т. 38. Вып. 8. С. 1330–1335.
- [6] Кузема С.А., Шабля В.Т. // УФЖ. 1997. Т. 42. № 1. С. 124–128.
- [7] Кузема А.С., Зинченко Н.С., Савин О.Р. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 11. С. 2368–2371.
- [8] Кузема А.С., Савин О.Р., Чертков И.Я. Анализирующие системы магнитных масс-спектрометров. Киев: Наукова думка, 1987. 288 с.
- [9] Penner S. // Rev. Sci. Instr. 1961. Vol. 32. N 2. P. 150–160.
- [10] Кельман В.М., Родникова И.В., Секунова Л.М. Статические масс-спектрометры. Алма-Ата: Наука, 1985. 264 с.