

Общие свойства матрицы переноса симметричных ионно-оптических систем / В.Д. Саченко, С.М. Шиморин // Научное приборостроение. — 1991. — Т. 1. — № 2. — С. 43-49.

Исследуются общие свойства конечной матрицы и вопросы взаимосвязи дисперсионных, фокусирующих и времяпролетных свойств симметричных ионно-оптических систем на основании соотношений между элементами матриц переноса, описывающих параметры траектории и время пролета в симметричных ионно-оптических системах. Библ. — 6 назв. Ил. — 1.

## ЛИТЕРАТУРА

Баранова Л.А., Бубляев Р.А., Явор С.Я. Приближенный метод расчета параксиальной оптики скрещенных линз // ЖТФ. — 1987. — Т. 57. — № 3. — С. 430–432.

Рукопись поступила 03.12.90

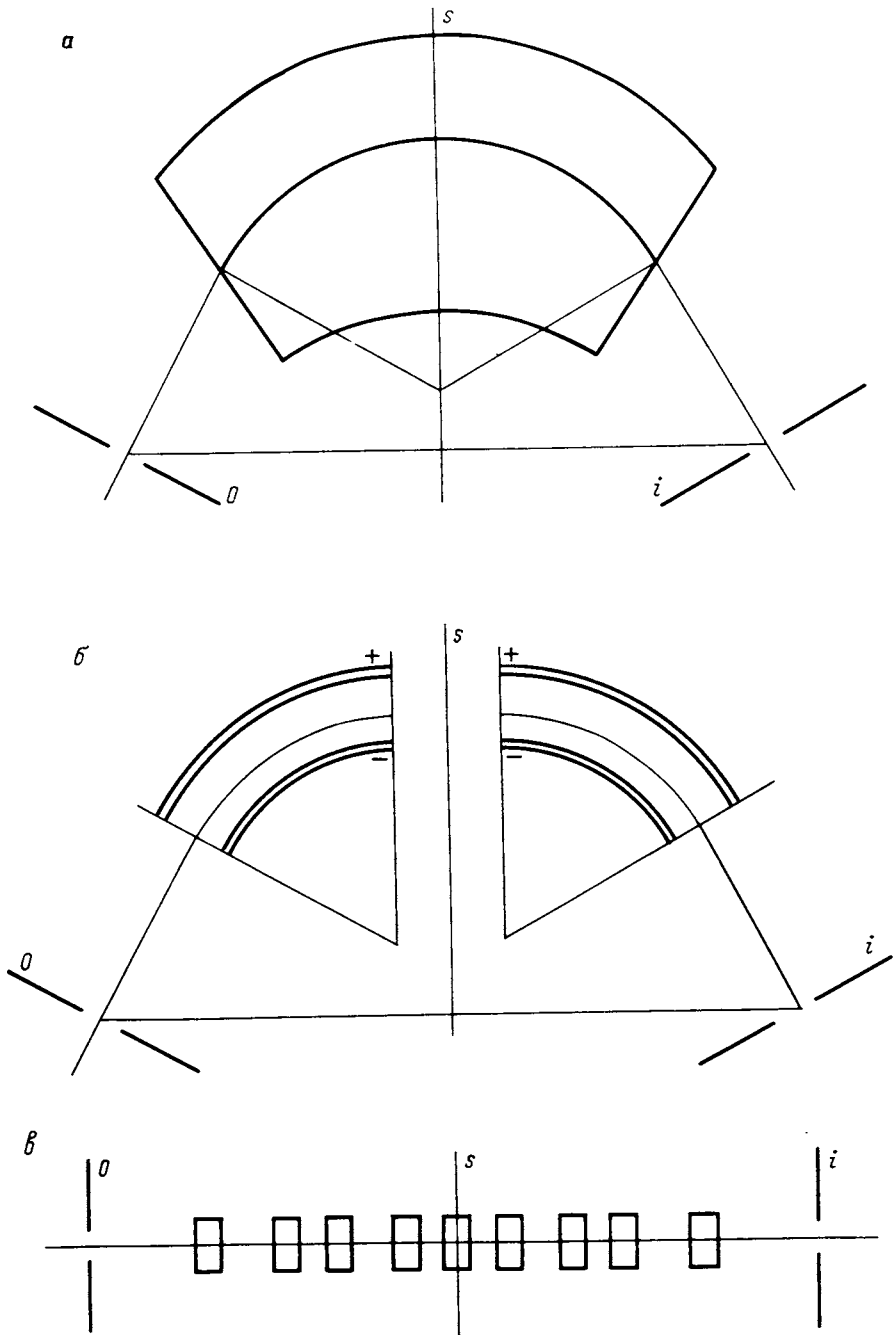
В.Д. Саченко, С.М. Шиморин

(Институт аналитического приборостроения АН СССР,  
Ленинград)

**ОБЩИЕ СВОЙСТВА МАТРИЦЫ ПЕРЕНОСА  
СИММЕТРИЧНЫХ ИОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ**

Среди ионно-оптических систем (ИОС), применяемых для транспортировки, фокусировки и разделения заряженных частиц, можно выделить класс систем, обладающих двумя взаимно-перпендикулярными плоскостями симметрии, одна из которых является средней плоскостью, содержащей оптическую ось, а другая ортогональна к оптической оси и расположена между объектом и его изображением (рисунок). К указанному типу ИОС относятся симметричные магнитные и электростатические масс- и энергоанализаторы, симметричные электронные линзы и линзовые системы и др. [1, 2]. Наличие плоскости симметрии позволяет получить достаточно компактные инженерные формулы для расчета таких ИОС [3] и упростить анализ их оптических и дисперсионных свойств. Одним из инвариантов симметричных ИОС является коэффициент линейного оптического увеличения изображения; как известно, абсолютная величина этого коэффициента в симметричных ИОС равна единице. Для целей масс- и энергоанализа заряженных частиц большой практический интерес представляет связь между фокусирующими и диспергирующими свойствами ИОС, а также вопросы пространственно-временной фокусировки и дисперсии. Нахождению и исследованию указанных взаимосвязей, вытекающих из структуры матрицы переноса, применительно к симметричным ИОС и посвящена настоящая статья.

В соответствии со сложившимися представлениями [4] траектория заряженной частицы характеризуется шестимерным вектором параметров  $\alpha = \{\alpha_j\}_1^6$ :  $\alpha_1, \alpha_2$  — тангенсы углов горизонтальной и вертикальной проекций траектории с оптической осью;  $\alpha_3, \alpha_4$  — относительные отклонения от оптической оси, соответственно, горизонтальной и вертикальной проекций траектории;  $\alpha_5, \alpha_6$  — относительные значения массы и энергии



Симметричные ионно-оптические системы: а — магнитный анализатор; б — электростатический анализатор; в — симметричная линзовая система

частицы. Для анализа временных характеристик движения введем дополнительно к указанному набору параметров величину  $\alpha_7$ , определяющую относительное время движения частицы вдоль траектории. Все отмеченные параметры будем снабжать верхним индексом, указывающим на плоскость, к которой они относятся. При этом индексом „0“ пометим объектную плоскость, индексом „S“ — промежуточную плоскость (плоскость симметрии) и индексом „i“ — конечную плоскость изображения. Матрицы переноса, описывающие преобразование семимерного вектора  $\alpha$ , будем обозначать буквой  $T$  с соответствующим верхним индексом (например,  $T^{(0-S)}$  обозначает матрицу, определяющую параметры вектора  $\alpha^0$  через параметры вектора  $\alpha^S$ ). Для удобства дальнейших преобразований матрицу  $T$  соотнесем с базисом  $\alpha^*$ , отличающимся от  $\alpha$  перестановкой элементов:

$$\alpha_1^* = \alpha_5, \alpha_2^* = \alpha_6, \alpha_3^* = \alpha_1, \alpha_4^* = \alpha_3, \alpha_5^* = \alpha_7, \\ \alpha_6^* = \alpha_2, \alpha_7^* = \alpha_4.$$

В базисе  $\alpha^*$  матрица переноса будет иметь следующую четырехблочную структуру:

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ N_1 & N_2 & N_3 & N_4 & 0 & 0 & 0 \\ \Delta_1 & \Delta_2 & \Delta_3 & \Delta_4 & 0 & 0 & 0 \\ A_1 & A_2 & A_3 & A_4 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & N_6 & N_7 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Delta_6 & \Delta_7 \end{pmatrix} = \left[ \begin{array}{c|c} T_{1-5} & 0 \\ \hline 0 & T_{6,7} \end{array} \right].$$

где  $T_{1-5}$  — матрица переменных  $\alpha_1^*$  —  $\alpha_5^*$ ;  $T_{6,7}$  — матрица преобразования переменных  $\alpha_6^*$ ,  $\alpha_7^*$ . Приведенная структура матрицы обусловлена разделением радиальных и аксиальных переменных в парааксиальном уравнении траектории (предполагается, что оптическая ось лежит в медианной плоскости ИОС). Из симметрии ИОС следует, что матрицы  $T^{(S-i)}$  и  $T^{(S-0)}$  совпадают. Исходя из принципа обратимости движения матрицу  $T^{(S-0)}$  можно выразить через матрицу  $T^{(0-S)}$ . Запишем соответствующую связь в виде следующего матричного уравнения:

$$T^{(S-0)} = E (T^{(0-S)})^{-1} E, \quad (1)$$

где  $E$  — диагональная матрица вида

$$E^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

изменяющая направление движения на противоположное. Используя очевидное соотношение  $T^{(0-i)} = T^{(s-i)} T^{(0-s)}$ , уравнение (1) и отмеченное выше равенство матриц  $T^{(s-i)}$  и  $T^{(0-s)}$ , в итоге приходим к следующему уравнению:

$$T^{(0-i)} = E^{-1} (T^{(0-s)})^{-1} E^{-1} T^{(0-s)}. \quad (2)$$

Полученное уравнение связывает матрицу переноса всей ИОС с матрицей переноса, определяющей вектор  $\alpha^*$  в плоскости симметрии „S“. Заметим, что уравнение (2) останется справедливым и по отношению к блокам (1-5) и (6, 7). Рассмотрим матрицу  $T_{1-5}^{(0-s)}$ , представив ее следующей нижнетреугольной структурой:

$$T_{1-5}^{(0-s)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ \hline N_1^S & N_2^S & N_3^S & N_4^S & 0 \\ \Delta_1^S & \Delta_2^S & \Delta_3^S & \Delta_4^S & 0 \\ \hline A_1^S & A_2^S & A_3^S & A_4^S & 1 \end{pmatrix}.$$

Из свойства инвариантности фазового объема следует, что определитель матрицы  $T$ , а следовательно и определитель матрицы

$\begin{pmatrix} N_3^S & N_4^S \\ \Delta_3^S & \Delta_4^S \end{pmatrix}$  равен единице, т.е.

$$N_3^S \Delta_4^S - N_4^S \Delta_3^S = 1. \quad (3)$$

Вычисляя обратную матрицу  $(T_{1-5}^{(0-s)})^{-1}$  с учетом этого обстоятельства и подставляя ее в (2), записанное для блока (1-5), в итоге найдем:

$$N_1^i = 2N_1^S \Delta_4^S, \quad N_2^i = 2N_2^S \Delta_4^S. \quad (4)$$

$$\Delta_1^i = 2N_1^S \Delta_3^S, \quad \Delta_2^i = 2N_2^S \Delta_3^S. \quad (5)$$

$$N_3^i = 2N_4^S \Delta_3^S + 1, \quad N_4^i = 2N_4^S \Delta_4^S, \quad (6)$$

$$\Delta_3^i = 2N_3^S \Delta_3^S, \quad \Delta_4^i = 2N_4^S \Delta_3^S + 1, \quad (7)$$

$$A_1^i = 2A_1^S - 2N_1^S (A_3^S \Delta_4^S - A_4^S \Delta_3^S), \quad (8)$$

$$A_2^i = 2A_2^S - 2N_2^S (A_3^S \Delta_4^S - A_4^S \Delta_3^S),$$

$$A_3^i = 2\Delta_3^S (A_4^S N_3^S - A_3^S N_4^S), \quad A_4^i = 2\Delta_4^S (A_4^S N_3^S - A_3^S N_4^S) \quad (9)$$

Перейдем к анализу полученных результатов. Из соотношений (6) и (7) видим, что  $N_3^i = \Delta_4^i$ , что означает равенство коэффициентов линейного и углового оптических увеличений в медианной плоскости. Условие фокусировки по направлению  $\Delta_3^i = 0$  выполняется в двух случаях:

$$\Delta_3^S = 0 \quad (10)$$

или

$$N_3^S = 0. \quad (11)$$

Равенство (10) означает, что в поперечной плоскости симметрии осуществляется промежуточная фокусировка по направлению. В этом варианте ИОС будет обладать следующими свойствами, вытекающими из уравнений (4)–(9):

коэффициенты углового и линейного оптических увеличений равны единице (в случае (11) равны -1);

коэффициенты пространственной дисперсии по энергии  $\Delta_1^i$  и массе  $\Delta_2^i$  равны нулю;

коэффициент временной дисперсии по направлению  $A_3^i$  равен нулю.

Последние два свойства важны для времяпролетного способа разделения заряженных частиц. Отметим, что равенство нулю временной дисперсии по направлению (временная фокусировка по направлению) следует непосредственно из второго свойства [5]. В симметричных статических масс-анализаторах с промежуточной фокусировкой в плоскости симметрии разрешающая по массе щель должна быть установлена в промежуточном фокусе. В этом случае щель приемника устанавливается в плоскости нулевой дисперсии по массе (в плоскости конечного фокуса по

направлению). Комбинацией указанных щелей удастся значительно снизить фон рассеянных ионов и улучшить форму масс-спектральной линии [6].

Равенство (11) означает, что объектная плоскость и плоскость изображения являются фокальными для обращенных к ним симметричных частей рабочего поля ИОС. Ввиду инварианта (4) в этом случае величина  $\Delta_3^S$  с необходимостью отлична от нуля. Отсюда следует в соответствии с уравнениями (4), (5), что пространственная дисперсия по энергии может быть равна нулю лишь одновременно с угловой, причем это будет иметь место в том и только в том случае, если будет равен нулю коэффициент  $N_1^S$  угловой дисперсии по энергии в плоскости симметрии ИОС. На основании работы [5] заключаем, что в условиях (11) и равенства нулю коэффициента  $N_1^S$  будет иметь место временная фокусировка по направлению в объектной плоскости, т.е.  $A_3^i = 0$ . Кроме того, в силу (9) в указанных условиях будет равен нулю и коэффициент  $A_4^i$  временной дисперсии, обусловленной линейным размером пакета частиц в объектной плоскости.

Подытоживая отмеченные следствия, заключаем, что в условиях (11) и равенства нулю угловой дисперсии по энергии в плоскости симметрии время пролета частиц от объектной плоскости до плоскости изображения в симметричных ИОС не зависит (в первом приближении) ни от начальной координаты вылета частиц, ни от направления их движения. Временная дисперсия по энергии в указанных условиях будет равна нулю в том и только в том случае, если она будет равна нулю в плоскости симметрии ИОС (этот результат следует из уравнения (8)).

При отличном от нуля коэффициенте  $N_1^S$  в условиях (11) пространственная дисперсия по энергии, как следует из уравнения (5), равна нулю быть не может. Следовательно, на основании [5] не может в этом случае иметь место и временная фокусировка по направлению. Второе равенство в (9) показывает, что временная фокусировка по координате будет иметь место в том и только в том случае, если плоскость „S“ будет фокальной для симметричных частей ИОС, т.е.  $\Delta_4^S = 0$ . В соответствии с уравнением (4) в этом случае угловая дисперсия по энергии и по массе в плоскости „i“ будет равна нулю.

Отмеченные свойства матрицы переноса вытекают из рассмотрения матрицы  $T_{1-5}^{(0-i)}$ , описывающей движения частиц в медианной плоскости ИОС. Движение в ортогональном к медианной плоскости направлении описывается матрицей  $T_{6,7}^{(0-i)}$ . Прделав необходимые операции можно получить соотношения, аналогичные (6), (7):

$$N_6^i = 2N_7^S \Delta_6^S + 1, \quad N_7^i = 2N_1^S \Delta_1^S, \quad (12)$$

$$\Delta_6^i = 2N_6^S \Delta_6^S, \quad \Delta_7^i = 2N_7^S \Delta_6^S + 1. \quad (13)$$

Из уравнений (12), (13) следует равенство коэффициентов углового и линейного увеличений изображения и два варианта фокусировки по вертикальному углу расходимости:

$$\Delta_6^S = 0 \quad (14)$$

и

$$N_6^S = 0. \quad (15)$$

Оба варианта могут быть практически осуществлены, однако второй из них является более мягким условием и поэтому проще реализуем на практике. Как и в медианной плоскости абсолютные величины коэффициентов вертикального углового и линейного увеличений равны единице, что с очевидностью следует из (12) и (13) при условиях (14, 15).

Полученные выше общие свойства симметричных ИОС могут быть приняты во внимание при конструировании корпускулярно-оптических систем, предназначенных для транспортировки, фокусировки и разделения заряженных частиц. При наличии вложенных симметрий, т. е., когда плоскостью симметрии обладают части ИОС, полученные выше формулы могут быть положены в основу при построении экономичных алгоритмов расчета.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Wollnik H. Optics of Charged Particles Acad. Press. — 1987. — P. 272.
2. Кельман В.М., Родникова И.В., Секунова Л.М. Статические масс-спектрометры. — Алма-Ата: Наука, 1985. — 264 с.
3. Трубочев Г.М. // Электрофизическая аппаратура. — М., 1976. — Вып. 14. — С. 158-165.
4. Сысоев А.А., Чупахин М.С. Введение в масс-спектрометрию. — М.: Атомиздат, 1977. — С. 304.
5. Саченко В.Д., Шиморин С.М. // ЖТФ. — 1990. — Т. 60, № 9. — С. 88-94.
6. А.с. 1171871 (СССР).

Рукопись поступила 11.11.90