

01;10

Трансаксиальное зеркало с совмещенными статическими электрическим и магнитным полями

© Л.Г. Гликман, Ю.В. Голоскоков

Институт ядерной физики Национального ядерного центра Республики Казахстан
480082 Алма-Ата, Казахстан
e-mail: lev.glikman@hotmail.com

(Поступило в Редакцию 13 ноября 2000 г. В окончательной редакции 14 февраля 2001 г.)

Исследованы комбинированные трансаксиальные зеркала, поля которых в области движения заряженных частиц симметричны относительно оси и средней плоскости, являющейся плоскостью симметрии электрического и антисимметрии магнитного полей. Выведено уравнение изображения и получены простые связи между линейной и угловой дисперсиями по массе и энергии. Рассмотрены абберрационные свойства зеркал в направлении, параллельном средней плоскости. Найдены выражения для коэффициентов геометрической абберрации третьего порядка, соответствующего углу расходимости пучка в средней плоскости. Эти выражения становятся особенно простыми, когда предмет и изображение находятся в главных плоскостях зеркала. Тогда все перечисленные коэффициенты выражаются через параметры, характеризующие зеркало в приближении первого порядка.

Теоретические исследования фокусирующих и диспергирующих свойств электростатических трансаксиальных систем для случая криволинейной осевой траектории пучка заряженных частиц были проведены ранее (см., например, [1–3]). Настоящая работа посвящена исследованию трансаксиальных зеркал с совмещенными статическими электрическим и магнитным полями. В цилиндрической системе координат R, Ψ, Y эти поля описываются скалярным потенциалом $\varphi(R, Y)$ и векторным потенциалом \mathbf{A} с единственной отличной от нуля составляющей $A_\Psi(R, Y)$. Ось Y совпадает с осью симметрии поля, а плоскость $Y = 0$ — со средней плоскостью. Последняя является плоскостью симметрии для электрического и антисимметрии для магнитного полей. Осевая траектория пучка заряженных частиц, движущихся вблизи средней плоскости, лежит в этой плоскости.

Приведем пример трансаксиального зеркала с совмещенными электрическим и магнитным полями (рис. 1). Оно представляет собой вогнутое двухэлектродное трансаксиальное зеркало с двухпластинными электродами, в котором пластины первого электрода 1 являются одновременно экраном магнита, а пластины второго электрода 2 — полюсами магнита. Цифрой 3 отмечена осевая траектория, φ_1 и φ_2 — электростатические потенциалы первого и второго электродов соответственно. Полезадающие поверхности, обращенные к средней плоскости, параллельны этой плоскости. Пластины соседних электродов (экрана и полюсов) разделены кривыми щелями, проекции которых на среднюю плоскость представляют собой части концентрических окружностей с центром на оси симметрии поля. При проведении расчетов распределений напряженности магнитного поля удобно пользоваться скалярным магнитостатическим потенциалом. Этот потенциал равен нулю на экране магнита и в средней плоскости. Верхняя и нижняя пластины второго электрода (полюса магнита) находятся

под постоянными магнитостатическими потенциалами C и $-C$ соответственно. Напряженности электрического и магнитного полей быстро убывают при удалении от границы между электродами (экраном и полюсами) в сторону оси симметрии. В области $R_1 - R > 3d$ траектории частиц практически можно считать прямолинейными. Здесь R_1 — радиус середины щели, разделяющей пластины электродов (экран и полюса); δ — ширина щели; $d/2$ — расстояние полезадающих поверхностей от средней плоскости. Одно из основных достоинств предлагаемого зеркала заключается в том, что в нем отсутствуют сетки или отверстия в электродах по пути движения пучка заряженных частиц. Благодаря этому количество вторичных и рассеянных частиц, искажающих спектр, незначительно.

Рассмотрим электронно-оптические свойства трансаксиального зеркала с совмещенными электрическим и магнитным полями, воспользовавшись постоянством

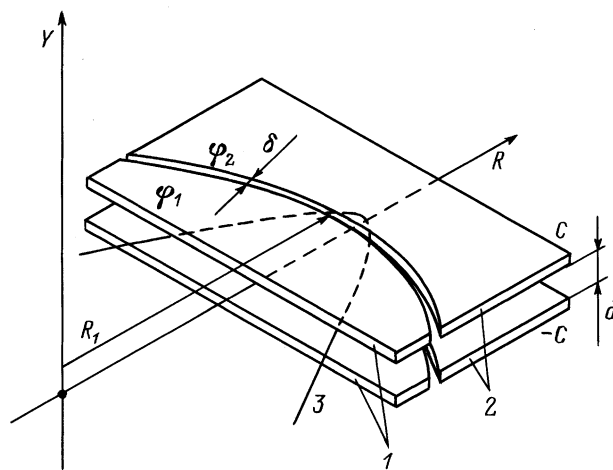


Рис. 1. Трансаксиальное зеркало с совмещенными электрическим и магнитным полями.

полной энергии заряженной частицы и обобщенного импульса P_Ψ , соответствующего циклической координате Ψ ,

$$P_\Psi = mR^2\dot{\Psi} + \frac{e}{c}RA_\Psi = \text{const.} \quad (1)$$

Здесь m — масса частицы, e — ее заряд, c — скорость света в вакууме. Будем использовать криволинейную ортогональную систему координат x, y, s , ось s которой совпадает с осевой траекторией пучка заряженных частиц, ось y — с осью Y , а ось x расположена в средней плоскости перпендикулярно касательной к осевой траектории пучка.

Воспользуемся разложениями переменных x и y в ряды по значениям этих переменных и их первых производных по s в предметной плоскости, а также по ε_0 — относительному разбросу в пучке по энергии и по γ — относительному разбросу и по массе [3]. Индексом 0 отмечаются значения переменных в предметной плоскости. Штрихами обозначается дифференцирование по s . В разложениях учтем слагаемые до второго порядка малости включительно. В разложении x учтем также сферическую абберацию третьего порядка относительно угла расходимости пучка в средней плоскости α .

Величины RA_Ψ в предметном пространстве и пространстве изображений за пределами области, занятой полем зеркала, одинаковы. Они связаны с потоком N напряженности магнитного поля через поверхность расположенного в средней плоскости круга с радиусом R и с центром в начале цилиндрической системы координат равенством (см., например, [4])

$$RA_\Psi = \frac{N}{2\pi}. \quad (2)$$

Учитывая это, из (1) в приближении первого порядка найдем, что в пространстве изображений зеркала

$$x' = \frac{x_1 + b_0x'_0 - x_0}{b_1}. \quad (3)$$

Индексом 1 отмечены значения переменных в плоскости гауссова изображения, где $K_\alpha = 0$. Введено обозначение $b = r \cos \sigma$, $r = r(s)$ — координата R основной частицы, движущейся по осевой траектории; σ — угол между радиусом-вектором \mathbf{r} и касательной к осевой траектории, отсчитываемый от радиус-вектора против часовой стрелки. Так как в приближении первого порядка

$$x_1 = x_0K_x + K_\varepsilon\varepsilon_0 + K_\gamma\gamma, \quad (4)$$

то из (3) следует

$$x' = \frac{b_0x'_0 + (K_x - 1)x_0 + K_\varepsilon\varepsilon_0 + K_\gamma\gamma}{b_1}. \quad (5)$$

Здесь K_x — линейное увеличение в x -направлении фокусировки, K_ε и K_γ — линейные дисперсии по энергии и

массе соответственно. Равенство (5) может быть записано также в виде

$$x' = x'_0\Gamma_x - \frac{x_0}{f_x} + K'_\varepsilon\varepsilon_0 + K'_\gamma\gamma, \quad (6)$$

где Γ_x — угловое увеличение, $f_x = -1/K'_x$ — фокусное расстояние зеркала, K'_ε и K'_γ — угловые дисперсии по энергии и массе.

Приравнявая коэффициенты при x_0, x'_0, ε_0 и γ в правых частях равенств (5) и (6), найдем, что

$$\Gamma_x = \frac{b_0}{b_1}, \quad K_\varepsilon = K'_\varepsilon b_1, \quad K_\gamma = K'_\gamma b_1, \quad (7)$$

и уравнение изображения имеет вид

$$\frac{1}{b_1} - \frac{1}{b_0} = \frac{1}{f_x}. \quad (8)$$

Из приведенных соотношений (7) и (8) видно, что уравнение изображения и простое соотношение между линейной и угловой дисперсиями по энергии, полученные ранее для электростатического трансаксиального зеркала (см., например, [2]), остаются справедливыми и для трансаксиального зеркала с совмещенными электрическим и магнитным полями. Новым является простое соотношение между линейной и угловой дисперсиями по массе, полученное в данной работе для трансаксиального зеркала с совмещенными электрическим и магнитным полями.

Из формул (7), связывающих линейную и угловую дисперсии, следует, что если какая-либо из угловых дисперсий равна нулю, то соответствующая ей линейная дисперсия будет равна нулю в любой плоскости пространства изображений.

Большой интерес представляет случай, когда объект находится в главной плоскости трансаксиального зеркала H_{x_0} , соответствующей x -направлению фокусировки, и выполняются условия стигматичной фокусировки ($K_\alpha = M_\beta = 0$). Тогда стигматичное изображение будет расположено в другой главной плоскости H_{x_1} . Этому случаю соответствует $\sigma_0 = \sigma_1 = 90^\circ$, $b_0 = b_1 = 0$ (рис. 2). На рисунке в проекции на среднюю плоскость

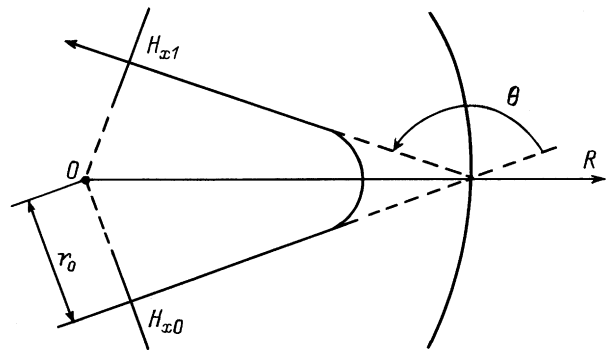


Рис. 2. Трансаксиальное зеркало с единичным увеличением в средней плоскости.

показаны эффективная отражающая поверхность, осевая траектория, угол отклонения пучка в поле зеркала θ и главные плоскости H_{x_0} и H_{x_1} вогнутого трансаксиального зеркала. Последние в любом трансаксиальном зеркале проходят через ось симметрии поля 0 перпендикулярно к падающему и отраженному лучам. Случай вогнутого зеркала особенно интересен тем, что предмет и изображение могут быть действительными и располагаться вне поля зеркала. В рассматриваемом случае линейное увеличение в средней плоскости K_x равно +1, а линейное увеличение в направлении, перпендикулярном средней плоскости, M_y равно +1 или -1. Линейные дисперсии по массе и по энергии будут равны нулю при любых значениях угловых дисперсий (см. (7)). Простые выражения для коэффициентов геометрических и хроматических aberrаций второго порядка в плоскости H_{x_1} для трансаксиального зеркала с совмещенными электрическим и магнитным полями имеют тот же самый вид, что и для электростатического трансаксиального зеркала [1–3]. Сферическая aberrация второго порядка в плоскости H_{x_1} для обоих направлений фокусировки отсутствует ($K_{\alpha\alpha} = K_{\beta\beta} = M_{\beta\alpha} = 0$), остальные коэффициенты второго порядка для x -направления фокусировки записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} K_{\alpha x} &= -r_0 K'_x, & K_{xx} &= -\frac{1}{2} r_0 K_x'^2, & K_{\beta y} &= -M_y r_0 M'_y, \\ K_{yy} &= -\frac{1}{2} r_0 M_y'^2, & K_{\alpha\varepsilon} &= -r_0 K'_\varepsilon, & K_{x\varepsilon} &= -r_0 K'_x K'_\varepsilon, \\ K_{\varepsilon\varepsilon} &= -\frac{1}{2} r_0 K_\varepsilon'^2. \end{aligned} \quad (9)$$

Найдем еще простое выражение для коэффициента $K_{\alpha\alpha\alpha}$ сферической aberrации третьего порядка, соответствующей углу расходимости пучка в средней плоскости α . Для этого воспользуемся формулой

$$K_{\alpha\alpha\alpha} = -r_0 K'_{\alpha\alpha}, \quad (10)$$

полученной в [1], и равенством

$$K'_{\alpha\alpha} = -\frac{r_0}{2f_x} \quad (11)$$

из работы [3]. Здесь $K'_{\alpha\alpha}$ — угловая сферическая aberrация второго порядка. Из соотношений (10) и (11) следует, что

$$K_{\alpha\alpha\alpha} = \frac{r_0^2}{2f_x}. \quad (12)$$

Если равна нулю угловая дисперсия по энергии, то для выбранной системы ($b_0 = b_1 = 0$) отсутствуют и коэффициенты хроматической aberrации второго порядка в x -направлении фокусировки (см. (9)). В случае, когда система является телескопической в обоих направлениях фокусировки ($K'_x = M'_y = 0$), в x -направлении фокусировки отсутствуют все геометрические aberrации второго порядка и сферическая aberrация третьего порядка, связанная с углом α .

Более детальное исследование свойств рассматриваемого трансаксиального зеркала с совмещенными электрическим и магнитным полями целесообразно проводить для конкретных электронно- и ионно-оптических систем, обладающих высоким качеством фокусировки. Так, в масс-спектрометрии значительный интерес представляет компактное комбинированное зеркало, в котором $K'_\varepsilon = 0$. В этом случае в любой плоскости пространства изображений достигается фокусировка первого порядка по энергии. Подбирая электрические, магнитные и геометрические параметры, можно обеспечить условия фокусировки, сформулированные в данной работе, при большой величине дисперсии по массе. В магнитном трансаксиальном зеркале можно существовать бездисперсионное отклонение пучка с хорошим качеством фокусировки, что весьма существенно в системах транспортировки пучка.

Список литературы

- [1] Карецкая С.П., Федулina Л.В. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 735–739.
- [2] Karetskaya S.P., Glickman L.G., Beizina L.G., Goloskokov Yu.V. Mirror-Bank Energy Analyzers. Academic Press series "Advances in Electronics and Electron Physics". 1994. N 89: 391-480.
- [3] Гликман Л.Г., Голоскоков Ю.В., Карецкая С.П. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 7. С. 189–193.
- [4] Кельман В.М., Явор С.Я. Электронная оптика. Л.: Наука, 1968. 488 с.