

УДК 537.533

Электромагнитное трансаксиальное зеркало с криволинейной осевой траекторией

С. Б. Бимурзаев, Е. М. Якушев

Исследованы фокусирующие свойства трансаксиального электронного зеркала с криволинейной осевой траекторией, образованного комбинированным (электрическим и магнитным) полем вращательной симметрии с общей средней плоскостью, которая является плоскостью симметрии для электрического поля и плоскостью антисимметрии для магнитного. Получены выражения, определяющие положение эффективной плоскости поворота пучков заряженных частиц, условия их фокусировки во взаимно перпендикулярных плоскостях и стигматичной фокусировки, а также коэффициенты аберраций.

PAGS: 41.20.Cv

Ключевые слова: электромагнитное трансаксиальное зеркало, бета-спектрометрия, масс-спектрометрия, фокусировка пучков заряженных частиц, коэффициенты аберраций.

Введение

Работа посвящена исследованию фокусировки пучков заряженных частиц с криволинейной осевой траекторией в комбинированном электромагнитном поле вращательной симметрии. Комбинированное поле имеет общую среднюю плоскость, являющуюся плоскостью симметрии для электрического поля и плоскостью антисимметрии для магнитного. Движение частиц рассматривается в окрестности средней плоскости комбинированного поля, перпендикулярной его оси симметрии. Будем называть такое комбинированное поле электромагнитным трансаксиальным зеркалом. Такие зеркала способны обеспечивать высококачественную фокусировку в одном направлении.

Чисто магнитные поля такого типа, известные как магнитные призмы с круглыми полюсными наконечниками (*axially symmetric magnetic prisms*) [1, 2], находят многочисленные применения в качестве отклоняющих систем различного рода электронных приборов бета- и масс-спектрометров [3—6]. Электростатические поля такого типа, известные как электростатические трансаксиальные электронные зеркала [7—10], также находят достаточно широкое применение. В частности, в последнее время трансаксиальные ионные зеркала используются во времяпролетных масс-

спектрометрах [11] для достижения предельно высокого разрешения путем реализации многократного отражения пучков анализируемых ионов в поле зеркала.

В настоящей работе развита теория фокусировки пучков с криволинейной осевой траекторией в комбинированных электрических и магнитных полях вращательной симметрии. Можно ожидать, что исследование комбинированных полей расширит возможности использования трансаксиальных зеркал в электронных и ионных приборах.

Отметим, что одна из пространственных координат комбинированного электромагнитного поля является циклической. Это позволяет задачу расчета фокусировки пучков с криволинейной осевой траекторией путем введения эффективных потенциалов свести к задаче расчета пучков с прямой оптической осью.

Уравнения движения

Введем цилиндрическую систему координат r, ψ, z , где z — ось симметрии электромагнитного поля, а r и ψ — радиальная и азимутальная координаты. В этой системе координат поле зеркала вращательной симметрии не зависит от ψ . Электрическое поле описывается скалярным потенциалом $\varphi = \varphi(r, z)$, а магнитное — векторным потенциалом $\mathbf{A}$ с составляющими $A_r = A_z = 0$, $A_\psi = A_\psi(r, z)$. Потенциал φ нормирован так, что он равен нулю в том месте пространства, где равна нулю скорость некоторой выбранной частицы. Величина A_ψ принята равной нулю на оси симметрии.

Уравнения движения частицы заряда e массы m в таком поле имеют вид:

Бимурзаев Сенткерим Бимурзаевич, профессор.

Алматинский университет энергетики и связи.

Казахстан, Алматы.

E-mail: bimirzaev@mail.ru

Якушев Евгений Михайлович, ведущий научный сотрудник.

Институт ядерной физики, национальный ядерный центр.

Казахстан, Алматы.

Статья поступила в редакцию 22 сентября 2011 г.

© Бимурзаев С. Б., Якушев Е. М., 2012

$$\ddot{z} = -\frac{e}{m} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} - r \dot{\psi} \frac{\partial A_{\psi}}{\partial z} \right); \quad (1)$$

$$\dot{r}^2 + \dot{z}^2 + r^2 \dot{\psi}^2 = -\frac{2e}{m} (\varphi + \varepsilon); \quad (2)$$

$$r^2 \dot{\psi} + \frac{e}{m} r A_{\psi} = C, \quad (3)$$

где ε — начальный разброс по энергии; C — константа, которая может быть определена из начальных условий, а точки обозначают, как обычно, дифференцирование по времени.

Пусть плоскость $r\psi$ является плоскостью симметрии электрического поля и плоскостью антисимметрии магнитного (средняя плоскость). Для определенности примем, что средняя плоскость расположена горизонтально. В качестве оптической оси зеркала примем ось r . Обозначим угол между направлением скорости частицы и средней плоскостью через γ , а угол между проекцией скорости на нее и осью r через θ . Тогда имеет место равенство

$$r_0^2 \dot{\psi}_0 = r_0 \sqrt{-\frac{2e}{m} (\varphi_0 + \varepsilon)} \sin \theta_0 \cos \gamma_0. \quad (4)$$

Здесь и далее нижним индексом "0" отмечены значения величин в начальной (предметной) плоскости $r = r_0$.

Введем осевую траекторию пучка так, что для нее $\theta = \vartheta$ и $\gamma = 0$. Для любой другой траектории — $\theta = \vartheta + \Delta\vartheta$, где $\Delta\vartheta$ — угловой разброс.

Разлагая (4) по малым параметрам ε , γ , $\Delta\vartheta$ и ограничиваясь величинами не выше первого порядка малости, перепишем (1)–(3) в виде:

$$\ddot{z} = -\frac{e}{m} \frac{\partial Q^*}{\partial z}; \quad (5)$$

$$\dot{r}^2 + \dot{z}^2 = -\frac{2e}{m} (Q^* + \varepsilon^*); \quad (6)$$

$$\dot{\psi} = \frac{\psi_0}{r^2} (\Omega + r_0 \delta \sin \vartheta_0). \quad (7)$$

Здесь

$$Q^* = \varphi - \varphi_0 \left(\frac{\Omega}{r} \right)^2 — \quad (8)$$

эффективный потенциал;

$$\varepsilon^* = \varepsilon + \alpha \delta \frac{\Omega}{r^2} — \quad (9)$$

разброс по энергии в единицах эффективного потенциала, где

$$\alpha = -2\varphi_0 r_0 \sin \vartheta_0; \quad (10)$$

$$\Omega = r_0 \sin \vartheta_0 + \frac{e}{m \psi_0} (r_0 A_{\psi 0} - r A_{\psi}); \quad (11)$$

$$\delta = \frac{\varepsilon}{2\varphi_0} + \Delta\vartheta_0 \operatorname{ctg} \vartheta_0, \quad (12)$$

$$\text{а } v_0 = \sqrt{-\frac{2e}{m} \varphi_0} — \text{ начальная скорость частицы.}$$

Уравнения траекторий

Для исключения времени из уравнений (5)–(7) воспользуемся подстановкой [12]:

$$\dot{\rho} = \sigma \sqrt{-\frac{2e}{m} Q}; \quad (13)$$

$$r = \rho + \eta, \quad (14)$$

где ρ — описывает положение центральной (движущейся по осевой траектории с $\varepsilon = 0$) частицы;

$\eta = \eta(\rho)$ — малая величина, описывающая продольное смещение любой другой частицы от центральной;

$Q = Q(\rho)$ — такая же функция аргумента ρ , что $Q(r) = Q^*(r, 0)$ — функция распределения эффективного потенциала вдоль оси r ;

σ — знаковый множитель, характеризующий направление движения частицы вдоль оптической оси зеркала.

Используя также разложения вблизи средней плоскости:

$$\varphi(r, z) = \Phi(r) - \Phi_2(r) z^2 + \frac{1}{2} \Phi_4(r) z^4 + \dots; \quad (15)$$

$$A_{\psi}(r, z) = A(r) - A_2(r) z^2 + \frac{1}{2} A_4(r) z^4 + \dots, \quad (16)$$

где $\Phi(r) = \varphi(r, 0)$ и $A(r) = A_{\psi}(r, 0)$ — распределения вдоль оси r электростатического потенциала и ψ — составляющей векторного потенциала магнитного поля, соответственно, а

$$\Phi_2(r) = \frac{1}{2} \left(\Phi''(r) + \frac{\Phi'(r)}{r} \right); \quad (17)$$

$$\Phi_4(r) = \frac{1}{6} \left(\Phi_2''(r) + \frac{\Phi_2'(r)}{r} \right); \quad (18)$$

$$A_2(r) = \frac{1}{2} \left(A''(r) + \left(\frac{A(r)}{r} \right)' \right); \quad (19)$$

$$A_4(r) = \frac{1}{6} \left(A_2''(r) + \left(\frac{A_2(r)}{r} \right)' \right), \quad (20)$$

и разложения типа

$$f(r) = f(\rho + \eta) = f(\rho) + \eta f'(\rho) + \dots, \quad (21)$$

можно записать уравнения (5)–(7) в виде

$$Q z'' + \frac{1}{2} Q' z' + Q_2 z = Q_4 z^3 - Q_2' z \eta; \quad (22)$$

$$2Q\eta' - Q'\eta = \varepsilon^* - (Qz'^2 + Q_2z^2); \quad (23)$$

$$\psi' = \frac{1}{\cos \vartheta_0} \sqrt{\frac{Q_0}{Q}} [S(\rho) + \eta S'(\rho)]. \quad (24)$$

Здесь

$$Q_2 = \Phi_2(\rho) - v_0 A_2(\rho) \left(\frac{\Omega(\rho)}{\rho} \right); \quad (25)$$

$$Q_4 = \Phi_4(\rho) - v_0 \left\{ A_4(\rho) \left(\frac{\Omega(\rho)}{\rho} \right) - \frac{e}{mv_0} A_2^2(\rho) \right\}; \quad (26)$$

$$S(\rho) = \frac{1}{\rho^2} [\Omega(\rho) + r_0 \delta \sin \vartheta_0]. \quad (27)$$

Здесь и далее независимой переменной является ρ , а штрихи обозначают дифференцирование по ρ .

Уравнения траекторий в вертикальной плоскости zr

Уравнения траекторий в вертикальной плоскости определим, решая систему уравнений (22), (23). Как видно, правые части этих уравнений представляют малые величины. В частности, малость величины $\sqrt{Q}z'$ обеспечивается либо малостью Q в окрестности особой точки $\rho = r_u$, где $Q(r_u) = 0$ и $Q'(r_u) \neq 0$, либо малостью z' в удаленных от особой точки областях. Это позволяет решать систему этих уравнений методом последовательных приближений.

Положив правую часть уравнения (22) равным нулю, найдем величину Z , определяющую z в первом приближении. Подставив Z в правую часть уравнения (23), определим η . Далее подставив Z и η в правую часть уравнения (22), найдем его частное решение $\chi = \chi(\rho)$, а общим решением этого уравнения будет

$$z = Z + \chi. \quad (28)$$

Определение Z

При равенстве нулю правой части уравнения (22) имеем:

$$QZ'' + \frac{1}{2}Q'Z' + Q_2Z = 0. \quad (29)$$

Уравнение (29) представляет собой линейное однородное дифференциальное уравнение второго порядка с регулярной особой точкой $\rho = r_u$. Поэтому его общее представим в виде

$$Z = ap \pm bg, \quad (30)$$

где a и b — произвольные постоянные, а $p = p(\rho)$ и $g = g(\rho)$ — линейно независимые частные решения

уравнения (29), причем p является аналитической функцией, а g может быть представлено в виде

$$g = \sqrt{Q}q, \quad (31)$$

где $q = q(\rho)$ — также аналитическая функция, определяемая уравнением

$$Qq'' + \frac{3}{2}Q'q' + \left(\frac{1}{2}Q'' + Q_2 \right)q = 0, \quad (32)$$

следующим из (29). Здесь и далее знак "+" в двойном знаке " $\pm$ " относится к величинам для прямой ветви траектории ($\sigma = 1$), а знак "-" — для обратной ветви ($\sigma = -1$).

Зададим начальные условия в точке $\rho = r_u$ следующим образом:

$$p_u = q_u = 1, \quad p'_u = -\frac{2Q_{2u}}{Q'_u}, \quad q'_u = \frac{1}{3} \left(p'_u - \frac{Q''_u}{Q'_u} \right). \quad (33)$$

При этом инвариант Вронского равен

$$W = \sqrt{Q}(pg' - p'g) = \frac{Q'_u}{2}. \quad (34)$$

Здесь и далее нижним индексом " u " отмечены значения величин в точке $\rho = r_u$.

Определение η

С учетом (9) и (30) решение уравнения (23) можно представить в виде

$$\eta = \varepsilon_u^* \eta_\varepsilon + \alpha \delta \eta_\delta + a^2 \eta_1 \pm ab \eta_2 + b^2 \eta_3, \quad (35)$$

где η_ε , η_δ , η_1 , η_2 , η_3 — решения линейных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$2Q\eta'_m - Q'\eta_m = -f_m, \quad (m = \varepsilon, \delta, 1, 2, 3), \quad (36)$$

где

$$f_\varepsilon = -1; \quad (37)$$

$$f_\delta = \frac{\Omega}{\rho^2} - \frac{\Omega_u}{r_u^2}; \quad (38)$$

$$f_1 = Qp'^2 + Q_2p^2; \quad (39)$$

$$f_2 = 2(Qp'g' + Q_2pg); \quad (40)$$

$$f_3 = Qg'^2 + Q_2g^2. \quad (41)$$

Решая уравнения (36), найдем:

$$\eta_\varepsilon = -\frac{1}{Q'_u} \left[1 + \frac{\sqrt{Q}}{2} \int_{r_u}^{\rho} (Q' - Q'_u) \frac{d\rho}{Q\sqrt{Q}} \right]; \quad (42)$$

$$\eta_\delta = \frac{\sqrt{Q}}{2} \int_{r_u}^{\rho} \left(\frac{\Omega}{\rho^2} - \frac{\Omega_u}{r_u^2} \right) \frac{d\rho}{Q\sqrt{Q}}; \quad (43)$$

$$\eta_1 = -\frac{pp'}{2} + \sqrt{Q} \int_{r_u}^p \frac{pp''}{\sqrt{Q}} d\rho; \quad (44)$$

$$\eta_2 = \sqrt{Q} \left[(p'_u - qp') + 2 \int_{r_u}^p qp'' d\rho \right]; \quad (45)$$

$$\eta_3 = -\frac{Qqq'}{2} + \frac{q^2 Q'}{4} + \sqrt{Q} \int_{r_u}^p \sqrt{Q} qq'' d\rho. \quad (46)$$

Как видно из этих выражений, величины η_ϵ , η_δ , η_1 , η_2 , η_3 и их производные остаются конечными всюду, включая особую точку.

Определение χ

С учетом (30) и (35) частное решение χ уравнения (22) можно представить в виде

$$\chi = \epsilon_u^* (a\chi_1 \pm b\chi_2) + \alpha\delta(a\chi_3 \pm b\chi_4) + a^3\chi_5 \pm a^2b\chi_6 + ab^2\chi_7 \pm b^3\chi_8, \quad (47)$$

где χ_k ($k=1,2,\dots,8$) — решения уравнений:

$$\chi_k = -\frac{2}{Q'_u} \left(p \int_{r_u}^p \frac{gS_k}{\sqrt{Q}} d\rho - g \int_{r_u}^p \frac{pS_k}{\sqrt{Q}} d\rho \right). \quad (48)$$

Здесь

$$S_1 = -Q'_2 p \eta_\epsilon; \quad (49)$$

$$S_2 = -Q'_2 g \eta_\epsilon; \quad (50)$$

$$S_3 = -Q'_2 p \eta_\delta; \quad (51)$$

$$S_4 = -Q'_2 g \eta_\delta; \quad (52)$$

$$S_5 = Q_4 p^3 - Q'_2 p \eta_1; \quad (53)$$

$$S_6 = Q_4 p^2 g - Q'_2 (p \eta_2 + g \eta_1); \quad (54)$$

$$S_7 = Q_4 p g^2 - Q'_2 (p \eta_3 + g \eta_2); \quad (55)$$

$$S_8 = Q_4 g^3 - Q'_2 g \eta_3. \quad (56)$$

Определение z с учетом величин до третьего порядка малости

Таким образом, общее решение уравнения (22) с учетом (28), (30) и (47) имеет вид:

$$z = ap \pm bg + \epsilon_u^* (a\chi_1 \pm b\chi_2) + \alpha\delta(a\chi_3 \pm b\chi_4) + a^3\chi_5 \pm a^2b\chi_6 + ab^2\chi_7 \pm b^3\chi_8. \quad (57)$$

Соотношение (57) совместно с (14) и (35) определяет проекцию траектории на вертикальную плоскость zr на всем ее протяжении, включая и особую точку. Чтобы получить явную зависимость z от r необходимо определить зависимость $\rho = \rho(r)$ из равенств (14) и (35). Для определения конкрет-

ной траектории необходимо выразить произвольные постоянные a и b через значения координаты z_0 и наклона траектории z'_0 к оси r .

Выполнив указанные действия, уравнения траекторий в вертикальной плоскости можно записать в виде

$$z = Z + \Delta z, \quad (58)$$

где

$$Z = -\frac{2\sqrt{Q_0}}{Q'_u} [z'_0 (p_0 g + p g_0) - z_0 (p'_0 g + p g'_0)] - \quad (59)$$

уравнение параксиальной траектории, а

$$\Delta z = \frac{\epsilon}{\Phi_0} (K_1 z'_0 + K_2 z_0) + \Delta \Phi_0 (K_3 z'_0 + K_4 z_0) + K_5 z_0^3 + K_6 z_0^2 z_0 + K_7 z'_0 z_0^2 + K_8 z_0^3 - \quad (60)$$

суммарная пространственная абберация до третьего порядка в произвольной плоскости $r = \text{const}$, а $K_1, K_2, \dots, K_8$ — коэффициенты аббераций.

Электронно-оптические свойства

Как видно из (59), положение плоскости гауссова изображения (условие пространственной фокусировки) определяется равенством

$$p_0 g + p g_0 = 0. \quad (61)$$

Откуда

$$\frac{p}{p_0} = -\frac{g}{g_0} = \frac{Z}{z_0} = M, \quad (62)$$

где M — линейное увеличение зеркала.

Если предмет и его изображение находятся вне поля зеркала, то функции p и g можно записать так:

$$p = (r - r_c) p', \quad g = (r - r_b) g', \quad (63)$$

где r_c и r_b — координаты z центра и вершины зеркала.

Из (61)–(63) следует уравнение изображения, характерное для светооптических зеркал

$$\frac{1}{r_0 - r_c} + \frac{1}{r - r_c} = \frac{2}{R}, \quad (64)$$

где $R = r_b - r_c$ — радиус зеркала.

В задачах пространственной фокусировки наибольший интерес представляют значения коэффициентов аббераций второго порядка ($K_1 - K_4$) и коэффициента сферической абберации третьего порядка K_5 в гауссовой плоскости изображения. В этом случае эти коэффициенты определяются соотношениями:

$$K_1 = -M (Z_B^2 C_1 + Z_C^2 C_2); \quad (65)$$

$$K_2 = M (Z_B C_1 + Z_C C_2); \quad (66)$$

$$K_3 = -M \left(Z_B^2 C_3 + Z_C^2 C_4 \right); \quad (67)$$

$$K_4 = M \left(Z_B C_3 + Z_C C_4 \right); \quad (68)$$

$$K_5 = M \left(Z_B^4 J_5 + 6 Z_B^2 Z_C^2 J_6 + Z_C^4 J_7 - \frac{Z_B Z_C^3}{R^3} \right). \quad (69)$$

Здесь $Z_B = r_0 - r_b$, $Z_C = r_0 - r_c$, а

$$C_1 = \frac{1}{\cos^2 \vartheta_0} \left[J_1 - r_0 \sin \vartheta_0 \left(\frac{\Omega_u}{r_u^2} J_1 + J_3 \right) \right]; \quad (70)$$

$$C_2 = \frac{1}{\cos^2 \vartheta_0} \left[J_2 - r_0 \sin \vartheta_0 \left(\frac{\Omega_u}{r_u^2} J_2 + J_4 \right) \right]; \quad (71)$$

$$C_3 = -\frac{2r_0}{\cos \vartheta_0} \left(\frac{\Omega_u}{r_u^2} J_1 + J_3 \right); \quad (72)$$

$$C_4 = -\frac{2r_0}{\cos \vartheta_0} \left(\frac{\Omega_u}{r_u^2} J_2 + J_4 \right); \quad (73)$$

$$J_1 = \frac{2\sqrt{Q_0}}{R^2 p_0'^2} \int_{r_u}^r \frac{pp''}{\sqrt{Q}} d\rho; \quad (74)$$

$$J_2 = \frac{2\sqrt{Q_0}}{R^2 g_0'^2} \int_{r_u}^r \sqrt{Q} q q'' d\rho; \quad (75)$$

$$J_3 = -\frac{2\sqrt{Q_0}}{R^2 p_0'^2} \int_{r_u}^r \frac{f_1}{Q\sqrt{Q}} \left(\frac{\Omega}{\rho^2} - \frac{\Omega_u}{r_u^2} \right) d\rho; \quad (76)$$

$$J_4 = -\frac{2\sqrt{Q_0}}{R^2 g_0'^2} \int_{r_u}^r \frac{f_3}{Q\sqrt{Q}} \left(\frac{\Omega}{\rho^2} - \frac{\Omega_u}{r_u^2} \right) d\rho; \quad (77)$$

$$J_5 = \frac{2}{R^4 p_0'^4 \sqrt{Q_0}} \int_{r_u}^r \frac{p}{\sqrt{Q}} \times \quad (78)$$

$$\times \left[p^2 \left(Q_4 p + \frac{1}{2} Q_2' p' \right) + p'' f_1 \right] d\rho;$$

$$J_6 = \frac{2}{R^4 (p_0' g_0')^2 \sqrt{Q_0}} \int_{r_u}^r \frac{1}{\sqrt{Q}} \times \quad (79)$$

$$\times \left[p g^2 \left(Q_4 p + \frac{1}{2} Q_2' p' \right) + \frac{1}{3} p'' (g f_2 + p f_3) \right] d\rho;$$

$$J_7 = \frac{2}{R^4 g_0'^4 \sqrt{Q_0}} \int_{r_u}^r \frac{g}{\sqrt{\Phi}} \times \quad (80)$$

$$\times \left[g^2 \left(Q_2 g + \frac{1}{2} Q' g' - \frac{Q' \Phi' g}{2\Phi} \right) + \sqrt{\Phi} q'' f_3 \right] d\rho,$$

где f_1, f_2, f_3 — по-прежнему определяются равенствами (39)—(41).

Уравнения траекторий в средней плоскости $r\psi$

Интегрируя уравнение (24) и переходя затем к зависимости ψ от r с учетом (14) и (35), можно записать уравнения траекторий в средней плоскости в виде

$$\psi = \Psi + \Delta\psi, \quad (81)$$

где

$$\Psi = \psi_0 + r_0 \operatorname{tg} \vartheta_0 \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_0} - \frac{2}{r_\psi} \right) — \quad (82)$$

уравнение параксиальной траектории, а

$$\Delta\psi = L_1 \Delta\vartheta_0 + L_2 \frac{\varepsilon}{\varphi_0} — \quad (83)$$

суммарная абберация первого порядка, где

$$L_1 = \frac{1}{3} r_0^3 \operatorname{tg}^2 \vartheta_0 \left(\frac{1}{r^3} + \frac{c}{r} + d \right) — \quad (84)$$

коэффициент сферической абберации;

$$L_2 = \frac{1}{6} r_0^3 \operatorname{tg}^3 \vartheta_0 \left(\frac{1}{r^3} + \frac{c^*}{r} + d^* \right) — \quad (85)$$

коэффициент осевой хроматической абберации.

Здесь

$$\frac{1}{r_\psi} = \frac{1}{r_u} + J_8 + J_9; \quad (86)$$

$$c = \frac{3}{r_0^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta_0}; \quad (87)$$

$$c^* = -\frac{3}{r_0^2}; \quad (88)$$

$$d = \frac{1}{r_0^3} + \frac{c}{r_0} - 2 \left[\frac{1}{r_u^3} + 3J_{10} + c \left(\frac{1}{r_u} + J_{11} \right) \right] + \quad (89)$$

$$+ \frac{6}{r_0^2 \sin^2 \vartheta_0} \left\{ J_{12} + \frac{\Omega_u}{r_u^2} \left[2J_{13} - \frac{\Omega_u}{r_u^2} \left(\frac{3Q_0}{Q_u'} + J_{14} \right) \right] \right\};$$

$$d^* = d - \frac{3}{r_0^2 \sin^2 \vartheta_0} \left\{ \frac{1}{r_0} - 2 \left(\frac{1}{r_u} + J_9 \right) - \right. \quad (90)$$

$$\left. - \frac{2}{r_0 \sin \vartheta_0} \left[J_{13} - \frac{\Omega_u}{r_u^2} \left(\frac{3Q_0}{Q_u'} + J_{14} \right) \right] \right\},$$

где

$$J_8 = \int_{r_u}^r \frac{\Omega}{\Omega_0} \left(\sqrt{\frac{Q_0}{Q}} - 1 \right) \frac{d\rho}{\rho^2}; \quad (91)$$

$$J_9 = \int_{r_u}^r \left(\frac{\Omega}{\Omega_0} - 1 \right) \frac{d\rho}{\rho^2}; \quad (92)$$

$$J_{10} = \int_{r_u}^r \left(\frac{\Omega^2}{\Omega_0^2} - 1 \right) \frac{d\rho}{\rho^4}; \quad (93)$$

$$J_{11} = \int_{r_u}^r \left(\sqrt{\frac{Q_0}{Q}} - 1 \right) \frac{d\rho}{\rho^2}; \quad (94)$$

$$J_{12} = \int_{r_u}^r \left(\frac{\Omega}{\rho^2} - \frac{\Omega_u}{r_u^2} \right)^2 \left(\frac{Q_0}{Q} \sqrt{\frac{Q_0}{Q}} - 1 \right) d\rho; \quad (95)$$

$$J_{13} = \int_{r_u}^r \left(\frac{\Omega}{\rho^2} - \frac{\Omega_u}{r_u^2} \right) \left(\frac{Q_0}{Q} \sqrt{\frac{Q_0}{Q}} - 1 \right) d\rho; \quad (96)$$

$$J_{14} = \int_{r_u}^r \left(\frac{Q'}{Q_u'} - 1 \right) \left(\frac{Q_0}{Q} \sqrt{\frac{Q_0}{Q}} - 1 \right) d\rho. \quad (97)$$

Электронно-оптические свойства

Как видно из уравнения (82), величина r_ψ имеет смысл положения эффективной плоскости поворота, т. е. плоскости пересечения асимптот траекторий частиц до падения в отклоняющую систему и после нее. Значение этой величины позволяет построить ход траекторий в средней плоскости.

Положение плоскости гауссова изображения (условие пространственной фокусировки) определяется из условия независимости $\Delta\psi$ от углового разброса $\Delta\vartheta_0$, т. е. из условия равенства нулю коэффициента L_1 :

$$\frac{1}{r^3} + \frac{c}{r} + d = 0. \quad (98)$$

Условие ахроматизации (условие устранения хроматической аберрации) определяется из равенства нулю коэффициента L_2 :

$$\frac{1}{r^3} + \frac{c^*}{r} + d^* = 0. \quad (99)$$

Как видно из уравнений (87), (88), c — существенно положительная величина, а c^* — существенно отрицательная. Следовательно, уравнения (98) и (99) будут иметь, соответственно, один или три действительных корня согласно решению Кардано [13].

Уравнения (64) и (98) определяют условия пространственной фокусировки в вертикальной и средней плоскостях, соответственно. При одновременном выполнении этих условий может быть

достигнута стигматичная фокусировка пучков заряженных частиц.

Заключение

Построена система уравнений, описывающая криволинейные траектории пучков заряженных частиц в окрестности средней плоскости электромагнитного трансаксиального зеркала. Средняя плоскость зеркала представляет собой плоскость симметрии для электрического поля и плоскость антисимметрии для магнитного. Ось симметрии электромагнитного поля направлена перпендикулярно его средней плоскости.

Путем использования эффективных потенциалов электронно-оптическая задача расчета пучков с криволинейной осевой траекторией упрощена и сведена к задаче с прямой оптической осью.

Получены уравнения фокусировки и выражения, определяющие в плоскости гауссова изображения коэффициенты пространственных угловых и хроматических аберраций второго порядка и сферической аберрации третьего порядка для косых пучков.

Результаты исследований могут быть использованы при разработке новых схем масс-спектрометров и электронных микроскопов с повышенными значениями разрешающей способности.

Литература

1. Siday R. E. // Proc. Phys. Soc. 1947. V. 59. No. 336. P. 905.
2. Jennings J. C. E. // Proc. Phys. Soc. 1952. V. 65. No. 4. P. 256.
3. Siday R. E., Silverston D. A. // Proc. Phys. Soc. 1952. No. 5. P. 328.
4. Корсунский М. И. // ЖЭТФ. 1944. Т. 14. С. 459.
5. Ефимов Ю. Е., Кельман В. М. // ПТЭ. 1957. № 1. С. 23.
6. Кельман В. М., Князьков Л. Г., Краснова Е. К. // ЖТФ. 1960. Т. 30. С. 1193. Там же. 1964. Т. 34. С. 1688.
7. Кельман В. М., Карецкая С. П., Манабаев Х. Х., Федуллина Л. В., Якушев Е. М. // ЖТФ. 1978. Т. 43. С. 2238.
8. Бобыкин Б. В., Карецкая С. П., Кельман В. М., Федуллина Л. В. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 917.
9. Бейзина Л. Г., Карецкая С. П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. С. 870.
10. Bimurzaev S. B., Bimurzaeva R. S., Aldiyarov N. // Physics Procedia. 2008. P. 291.
11. Shchepunov V., Berdnikov A., Izumi H., Giles R., Gall N. // Proc. of the 58th ASMS Conference, Salt Lake City, UT, USA, 2010.
12. Yakushev E. M., Sekunova L. M. // Adv. Electron. Electron. Phys. 1986. V. 68. P. 337.
13. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1968.

Electromagnetic transaxial mirror with a curvilinear axial trajectory

S. B. Bimurzaev

Almaty University of Power Engineering and Telecommunication, Almaty, Kazakhstan

E mail: bimurzaev@mail.ru

E. M. Yakushev

Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Kazakhstan

This article has investigated the focusing properties of transaxial electron mirror with curvilinear axial trajectory formed by the combined (electric and magnetic) fields of rotational symmetry with a common median plane, which are a symmetry plane for the electric field and the antisymmetry plane for the magnetic field. Expressions defining the position of the effective returning plane of charged particles, the conditions of their focusing in mutually perpendicular planes and stigmatic focusing and aberration coefficients were obtained.

PAGS: 41.20.Cv

Keywords: electromagnetic transaxial mirror, beta-spectrometry, mass-spectrometry, charged particle beams focusing, aberration coefficients.

Bibliography — 13 references.

Received September 22, 2011