10; 12

ИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФИЛЬТРОВ ВИНА С НЕОДНОРОДНЫМИ ПОЛЯМИ

Ю. К. Голиков, А. А. Матышев, К. В. Соловьев

Изложена общая теория фильтров Вина с неоднородными полями. Получены условия стигматичной фокусировки, выражения для дисперсии, аберрационные коэффициенты стигматично сфокусированного пучка.

Введение

Исследование ионно-оптических свойств систем комбинированных электро- и магнитостатических полей, обеспечивающих прямолинейную осевую траекторию пучка заряженных частиц, является весьма важным для создания новых элементов масс- и энергоанализирующих устройств, систем ионной имплантации, приборов для анализа твердых тел и их поверхностей. Простейшая комбинация полей, обладающая указанным свойством, представляет собой скрещенные однородные электрическое и магнитное поля и достаточно хорошо изучена [1, 2], давно и широко применяется [1, 3–7]. Характерным свойством классического фильтра Вина является обеспечение им астигматичной (только в плоскости, перпендикулярной вектору магнитного поля) фокусировки пучка при наличии прямолинейной осевой траектории. В ряде случаев астигматичность фокусировки является существенным недостатком.

Возможность использования неоднородности одного из полей для обеспечения стигматичности фокусировки пучка была показана в работе [8] и экспериментально подтверждена работой [9]. В работе [10] исследована возможность применения неоднородных как электрического, так и магнитного полей для достижения стигматичности фокусировки пучка и улучшения качества фокусировки по одному из направлений, однако при этом рассмотрение проведено лишь для одного конкретного вида полей.

В данной работе рассматриваются как общие условия достижения стигматичности фокусировки пучка в произвольных двумерных скрещенных электрическом и магнитном полях, обеспечивающих прямолинейную осевую траекторию (условия прямолинейности осевой пучка в произвольных комбинированных полях получены ранее в работе [11]), так и аберрации стигматично сфокусированных пучков в указанных полях.

В декартовой системе координат (X, Y, Z) при выборе оси $0Z$ в качестве основной прямолинейной траектории движения частицы электрическое и магнитное поля можно представить в виде функций только переменных X и Y. Для удобства дальнейшего рассмотрения используется безразмерная система переменных, вводимая соотношениями

$$\mathbf{r} = R\boldsymbol{\rho},\ \mathbf{E} = E_0\boldsymbol{\varepsilon},\ \mathbf{B} = B_0\boldsymbol{\beta},\ \Phi = \Phi_0\varphi,$$
$$t = T\tau,\ m = m_0\mu, \tag{1}$$

где R, E_0, B_0, Φ_0, T, m_0 — единицы длины, напряженности электрического поля, индукции магнитного поля, потенциала электрического поля, времени и массы соответственно; $\boldsymbol{\rho}=(x, y, z)$, $\boldsymbol{\varepsilon} = -\mathrm{grad}\ \varphi$.

В качестве единиц удобно выбрать характерные значения соответствующих величин. Так, в качестве единицы длины можно взять один из приемлемых геометрических размеров системы, в качестве единицы потенциала поля — максимальное значение потенциала в системе и т. п. Введение безразмерных переменных позволяет свести рассмотрение целого комплекса физически подобных систем к исследованию единой абстрактной математической модели.

Система уравнений движения частицы в скрещенных полях с использованием безразмерных переменных может быть записана в виде

$$\ddot{x} = -K\varphi_x/\mu + L\dot{z}a_x/\mu,$$
$$\ddot{y} = -K\varphi_y/\mu + L\dot{z}a_y/\mu,$$
$$\ddot{z} = -L(\dot{x}a_x + \dot{y}a_y)/\mu, \tag{2}$$

где $K=qE_0T^2/(Rm_0)$, $L=qB_0T/m_0$, q — заряд частицы, a—z — компонента векторного потенциала магнитного поля, точка обозначает дифференцирование по τ.

Ввиду того что единица времени T не связана с характерными параметрами системы и может выбираться достаточно произвольно, существует и некоторый произвол в определении коэффициентов K и L. Так, можно положить $K=1$, тогда L будет иметь некоторое фиксированное значение, причем L будет малым параметром, если магнитное поле по сравнению с электрическим слабо влияет на движение частицы. Если же, наоборот, на фоне сильного влияния магнитного поля имеется поле электрическое в виде малой добавки, то разумно считать $L=1$, тогда K будет малым параметром. В нашем случае существенно влияние обоих полей. Поэтому удобно положить $K=L$ и за счет выбора единицы времени $T=B_0R/E_0$ привести оба коэффициента к единице.

Договоримся, что функции $\varphi\,(x, y)$ и $a\,(x, y)$ имеют в точке $(0, 0)$ нулевое значение. Интеграл энергии в безразмерных переменных будет иметь следующий вид:

$$\mu\,(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)/2 = w - \varphi\,(x,\ y),$$

где $w=\mu V_0^2/2$ — безразмерная полная энергия частицы.

Использование интеграла энергии дает возможность геометризовать систему (1), перейдя к переменной z в качестве независимой,

$$x'' = -\varphi_x\cdot(1 + x'^2 + y'^2)/(2\,(w-\varphi)) +$$
$$+ (a_x\cdot x'^2 + a_y\cdot x'y' + a_x)\sqrt{(1 + x'^2 + y'^2)/(2\mu\,(w-\varphi))}\,,$$
$$y'' = -\varphi_y\cdot(1 + x'^2 + y'^2)/(2\,(w-\varphi)) + (a_x\cdot x'y' + a_y\cdot y'^2 + a_y)\times$$
$$\times\sqrt{(1 + x'^2 + y'^2)/(2\mu\,(w-\varphi))}\,, \tag{3}$$

где $a=a\,(x,\ y)$, $\varphi=\varphi\,(x,\ y)$.

Далее можно провести разложение уравнений (3) в ряд по малым величинам x, y и их производным по z в предположении существования прямолинейной осевой траектории и малой апертуры пучка. Полученные в результате разложения уравнения можно записать в виде

$$x'' = A_1 + S_{11}x + S_{12}y + M_{11}x'^2 + M_{12}x'y' + M_{13}y'^2 + M_{14}x^2 + M_{15}xy + M_{16}y^2,$$
$$y'' = A_2 + S_{21}x + S_{22}y + M_{21}x'^2 + M_{22}x'y' + M_{23}y'^2 + M_{24}x^2 + M_{25}xy + M_{26}y^2, \tag{4}$$

где

$$A_1 = -\varphi_x/(2w) + a_x/\sqrt{2w\mu}\,,\quad A_2 = -\varphi_y/(2w) + a_y/\sqrt{2w\mu}\,,$$
$$S_{11} = -\varphi_{xx}/(2w) - \varphi_x^2/(2w^2) + a_{xx}/\sqrt{2w\mu} + a_x\varphi_x/\sqrt{8w^3\mu}\,,$$
$$S_{12} = -\varphi_{xy}/(2w) - \varphi_x\varphi_y/(2w^2) + a_{xy}/\sqrt{2w\mu} + a_x\varphi_y/\sqrt{8w^3\mu}\,,$$
$$S_{21} = -\varphi_{yx}/(2w) - \varphi_x\varphi_y/(2w^2) + a_{yx}/\sqrt{2w\mu} + a_y\varphi_x/\sqrt{8w^3\mu}\,,$$
$$S_{22} = -\varphi_{yy}/(2w) - \varphi_y^2/(2w^2) + a_{yy}/\sqrt{2w\mu} + a_y\varphi_y/\sqrt{8w^3\mu}\,,$$

$$M_{11} = -\varphi_x/(2w) + 3a_x/\sqrt{8w\mu}, \quad M_{12} = a_y/\sqrt{2w\mu}, \quad M_{13} = -\varphi_x/(2w) + a_x/\sqrt{8w\mu},$$

$$M_{14} = -\varphi_{xxx}/(4w) - 3\varphi_x\varphi_{xx}/(4w^2) - \varphi_x^3/(2w^3) +$$
$$+ (a_{xxx} + (a_{xx}\varphi_x + \varphi_{xx}a_x/2)/w + 3\varphi_x^2 a_x/(4w^2))/\sqrt{8w\mu},$$

$$M_{15} = -\varphi_{xxy}/(2w) - (2\varphi_{xy}\varphi_x + \varphi_{xx}\varphi_y)/(2w^2) - \varphi_x^2\varphi_y/w^3 + a_{xxy}/\sqrt{2w\mu} +$$
$$+ (\varphi_x a_{xy} + \varphi_y a_{xx} + \varphi_{xy} a_x)/\sqrt{8w^3\mu} + 3\varphi_x\varphi_y a_x/(4\sqrt{2w^5\mu}),$$

$$M_{16} = -\varphi_{xyy}/(4w) - (\varphi_{xy}\varphi_y + \varphi_{yy}\varphi_x/2)/(2w^2) - \varphi_y^2\varphi_x/(2w^3) +$$
$$+ (a_{xyy} + (\varphi_y a_{xy} + \varphi_{yy} a_x/2)/w + 3\varphi_y^2 a_x/(4w^2))/\sqrt{8w\mu},$$

$$M_{21} = -\varphi_y/(2w) + a_y/\sqrt{8w\mu}; \quad M_{22} = a_x/\sqrt{2w\mu}, \quad M_{23} = -\varphi_y/(2w) + 3a_y/\sqrt{8w\mu},$$

$$M_{24} = -\varphi_{yxx}/(4w) - (\varphi_{yx}\varphi_x + \varphi_{xx}\varphi_y/2)/(2w^2) - \varphi_x^2\varphi_y/(2w^3) +$$
$$+ (a_{yxx} + (\varphi_x a_{yx} + \varphi_{xx} a_y/2)/w + 3\varphi_x^2 a_y/(4w^2))/\sqrt{8w\mu},$$

$$M_{25} = -\varphi_{yyx}/(2w) - (2\varphi_{yx}\varphi_y + \varphi_{yy}\varphi_x)/(2w^2) - \varphi_x\varphi_y^2/w^3 + a_{yyx}/\sqrt{2w\mu} +$$
$$+ (a_{yy}\varphi_x + a_{yx}\varphi_y + \varphi_{xy} a_y)/\sqrt{8w^3\mu} + 3\varphi_x\varphi_y a_y/(4\sqrt{2w^5\mu}),$$

$$M_{26} = -\varphi_{yyy}/(4w) - 3\varphi_{yy}\varphi_y/(4w^2) - \varphi_y^3/(2w^3) +$$
$$+ (a_{yyy} + (a_{yy}\varphi_y + a_y\varphi_{yy}/2)/w + 3\varphi_y^2 a_y/(4w^2))/\sqrt{2w\mu}. \tag{5}$$

Заметим, что в выражения (5) входят уже численные значения производных функций φ, a в точке (0, 0). Требование прямолинейности основной траектории пучка приводит к условию $A_1 = A_2 = 0$.

Стигматичность фокусировки

Уравнения (4) с точностью до членов 1-го порядка являются линейными дифференциальными уравнениями с постоянными коэффициентами, причем коэффициенты S_{12} и S_{21} равны. Следовательно, матрица (S_{ij}) коэффициентов симметрична и поворотом системы координат может быть приведена к диагональному виду. Решения уравнений могут иметь либо экспоненциально возрастающий, либо колебательный характер в зависимости от знака диагональных элементов (S_{ij}). Фокусирующая система, очевидно, должна обеспечивать колебательный характер решений, причем для обеспечения стигматичности фокусировки частота колебаний по обеим координатам должна совпадать, что физически соответствует одинаковости силового воздействия на пучок (в линейном приближении) по обоим направлениям. Таким образом, математически достаточное условие стигматичной фокусировки может быть выражено простым требованием к матрице (S_{ij})

$$S_{ij} = -\gamma^2\delta_{ij}, \tag{6}$$

где δ_{ij} — символ Кронекера, $\gamma \in R$.

С учетом вида функций S_{ij}, а также условия $A_1 = A_2 = 0$ соотношение (6) приводится к следующей системе:

$$\begin{gathered} a_x^2 + a_y^2 = 2(\gamma\mu V_0)^2, \\ -\varphi_{xx} + V_0 a_{xx} - (a_x^2 - a_y^2)/(2\mu) = 0, \\ -\varphi_{xy} + V_0 a_{xy} - a_x a_y/\mu = 0, \end{gathered} \tag{7}$$

которая является совокупностью алгебраических уравнений, связывающих значения производных функций φ и a в точке (0, 0). Уравнение пучка (4) в параксиальном приближении с учетом (6) можно записать в виде

$$\eta'' + \gamma^2\eta = 0, \quad \eta \in \{x, y\}. \tag{8}$$

Решение (8) имеет вид

$$\eta = \eta_0 \cdot \cos\gamma z + (\eta_0' \cdot \sin\gamma z)/\gamma, \ \eta \in \{x, y\}. \tag{9}$$

Если точечный источник находится на расстоянии l_1 от фильтра, а приемник — на расстоянии l_2, то при пренебрежении краевыми полями можно записать следующую связь между l_1, l_2 и длиной фильтра z, обеспечивающую параксиальную фокусировку пучка на приемнике,

$$\operatorname{tg}\gamma z = (\gamma l_1 + \gamma l_2)/(\gamma l_1 \cdot \gamma l_2 - 1). \tag{10}$$

В случае $l_1 = l_2 = 0$ (источник и приемник находятся на границах поля)

$$\operatorname{tg}\gamma z = 0,$$

откуда

$$z = \pi k/\gamma, \ k \in N. \tag{11}$$

Дисперсия

Вернемся к уравнениям (4) и рассмотрим зависимость величин A_1 и A_2 от энергии и массы

$$A_i = -\varphi_\eta/(2w) + a_\eta/\sqrt{2w\mu}, \tag{12}$$

где $i=1$ соответствует $\eta=x$ и $i=2$ соответствует $\eta=y$.

Предположим, что w_0 и μ_0 — энергия и масса, для которых $A_i=0$. Если энергия и масса частицы отличаются от w_0 и μ_0 на Δw и $\Delta\mu$ соответственно, то уравнения (4) в параксиальном приближении можно будет записать следующим образом:

$$\eta'' + \gamma^2\eta = A_{iw}\Delta w + A_{i\mu}\Delta\mu, \tag{13}$$

где $\eta=x$ для $i=1$ и $\eta=y$ для $i=2$.

Решение уравнений (13) позволяет легко определить дисперсии по энергии D_w и по массе D_μ (по координате η)

$$D_w = -D_\mu = a_\eta \cdot (1 - \cos\gamma z + l_2\gamma\cos\gamma z)/\left(2\gamma^2\sqrt{2w\mu}\right), \tag{14}$$

где $\eta \in \{x, y\}$, l_2 — расстояние от системы до детектора.

В случае, когда источник и приемник находятся на границах поля, фокусировка осуществляется согласно (11). Тогда

$$D_w = -D_\mu = a_\eta (1 - (-1)^k)/\left(2\gamma^2\sqrt{2w\mu}\right), \tag{15}$$

т. е. при $k=2n$, $n \in N$ фокусировка является бездисперсионной. Поскольку дисперсия определяется через значения производных первого порядка функции a в точке (0, 0), фиксируемые условиями стигматичной фокусировки (7), то возможности изменения дисперсии, которая оказывается связанной с положением точки фокусировки, ограничены. Так, для случая расположения источника и приемника на границах поля и ориентации β вдоль оси OX имеем

$$\beta = a_y = 2\gamma\sqrt{w\mu},$$

в точках фокусировки, где дисперсия не равна нулю,

$$D_w = -D_\mu = \sqrt{2}/\gamma$$

для $k=1$. При этом точка фокусировки определяется равенством $z=\pi/\gamma$ и

$$D_w = -D_\mu = \sqrt{2}\, z/\pi.$$

Заметим, что в случае классического фильтра Вина соответствующая связь имеет вид

$$D_w = -D_\mu = z/\pi,$$

что вызвано необходимостью там задания в $\sqrt{2}$ раз меньшего магнитного поля для обеспечения того же положения координаты фокусировки.

Геометрические аберрации

Достаточно простой вид параксиальных уравнений позволяет легко определить в аналитическом виде аберрационные коэффициенты до любого порядка. Укажем здесь коэффициенты геометрических аберраций второго порядка. Если аберрационное уширение выражается следующими соотношениями:

$$\Delta x = \sum_{j,\,k=1}^{4} C_{1jk} a_j a_k, \quad \Delta y = \sum_{j,\,k=1}^{4} C_{2jk} a_j a_k, \tag{16}$$

где $\{a_i\}_{i=1}^{4} = \{x_0, x_0', y_0, y_0'\}$, то для величин C_{ijk} в результате решения для них системы линейных неоднородных дифференциальных уравнений можно привести следующие выражения (в предположении справедливости условия 6)):

$$C_{ijk} = (A_{ijk} + B_{ijk})/2 + ((A_{ijk} - B_{ijk}) \cos 2\gamma z)/6 - ((2A_{ijk} + B_{ijk}) \cos \gamma z)/3 \tag{17}$$

при $i \in \{1, 2\}$, $(j, k) \in \{(1, 1), (1, 3), (2, 2), (2, 4), (3, 3), (4, 4)\}$,

$$C_{ijk} = (E_{ijk} - F_{ijk}) (\sin 2\gamma z - 2 \sin \gamma z)/6 \tag{18}$$

при $i \in \{1, 2\}$, $(j, k) \in \{(1, 2), (1, 4), (2, 1), (2, 3), (3, 4), (4, 3)\}$,

$$C_{ijk} = 0 \tag{19}$$

при $i \in \{1, 2\}$, $(j, k) \in \{(3, 1), (3, 2), (4, 1), (4, 2)\}$.

Коэффициенты A_{ijk}, B_{ijk}, E_{ijk}, F_{ijk} связаны с M_{lm} соотношениями

$$\begin{gathered}
A_{i11} = \gamma F_{i12} = \gamma F_{i21} = \gamma^2 A_{i22} = M_{i1}, \\
A_{i13} = \gamma F_{i14} = \gamma F_{i23} = \gamma^2 A_{i24} = M_{i2}, \\
A_{i33} = \gamma F_{i34} = \gamma F_{i43} = \gamma^2 A_{i44} = M_{i3}, \\
B_{i11} = \gamma E_{i12} = \gamma E_{i21} = \gamma^2 B_{i22} = M_{i4}/\gamma^2, \\
B_{i13} = \gamma E_{i14} = \gamma E_{i23} = \gamma^2 B_{i24} = M_{i5}/\gamma^2, \\
B_{i33} = \gamma E_{i34} = \gamma E_{i43} = \gamma^2 B_{i44} = M_{i6}/\gamma^2,
\end{gathered} \tag{20}$$

где $i \in \{1, 2\}$; M_{lm} выражаются через производные функций φ и a в точке (0, 0) формулами (5).

Поскольку в выражения для Δx, Δy войдут производные указанных функций и более высокого порядка, чем фигурируют в (7), то имеется некоторая независимость в задании конкретного вида функций $\Delta x = \Delta x\,(a_1, \ldots, a_4)$ и $\Delta y = \Delta y\,(a_1, \ldots, a_4)$ даже при выполнении условия стигматичной фокусировки пучка.

Коэффициенты аберраций более высокого порядка, необходимость в которых может возникнуть либо при использовании пучков с достаточно большой апертурой, либо при унулении Δx или Δy, могут быть также легко получены выделением членов более высокого порядка в разложении x и y по малым начальным данным с использованием уравнений (4).

Синтез полей по заранее заданным требованиям

Условия прямолинейности осевой траектории пучка ($A_i = 0$), стигматичности фокусировки ($S_{ij} = -\gamma^2 \delta_{ij}$), а также возможные требования, предъявляемые к виду функций Δx и Δy, позволяют, с одной стороны, ставить задачу анализа любой предложенной комбинации полей на возможность реализации на ее основе требуемой системы и, с другой стороны, задачу синтеза полей по требуемым условиям.

Для решения задачи синтеза представляется целесообразным рассмотреть разложение в ряд по степеням x и y в окрестности точки (0, 0) функций a и φ

$$a(x,\ y) = a_x \cdot x + a_y \cdot y + (a_{xx} \cdot x^2 + 2a_{xy} \cdot xy + a_{yy} \cdot y^2)/2 + \ldots,$$
$$\varphi(x,\ y) = \varphi_x \cdot x + \varphi_y \cdot y + (\varphi_{xx} \cdot x^2 + 2\varphi_{xy} \cdot xy + \varphi_{yy} \cdot y^2)/2 + \ldots . \qquad (21)$$

Указанные выше условия дадут связь коэффициентов разложений до определенного порядка и позволят найти некоторые из коэффициентов низшего порядка. Коэффициенты высшего порядка оказываются либо неопределенными, либо частично определенными. Поскольку гармоническую функцию полностью идентифицирует лишь полный (бесконечный) набор значений ее производных в некоторой точке, то в данном случае функции φ и a оказываются не вполне заданными. Это по существу означает, что для реализации той или иной задачи синтеза мы обладаем многообразием функций, имеющих несколько общих начальных членов разложения и различные остатки рядов. Указанное свойство предоставляет большие возможности для создания систем, обладающих как высокими ионно-оптическими характеристиками, так и хорошей технологичностью.

Рассмотрим далее пример построения простейшей системы полей, обеспечивающей улучшенную фокусировку стигматичного пучка по одному из направлений. Для простоты остановимся на случае, когда источник и приемник частиц находятся на границах поля, источник точечный, а вектор β сонаправлен с осью OX. Последнее условие сразу приводит к соотношениям

$$a_x = 0,\ a_y = \beta,\ \varphi_x = 0,\ \varphi_y = -\varepsilon. \qquad (22)$$

Из системы (7) также находим

$$a_y = \sqrt{2}\,\gamma\mu V_0, \qquad (23)$$

что дает возможность, используя связь $A_2=0$, записать φ_y в виде

$$\varphi_y = 2\sqrt{2}\,\gamma w. \qquad (24)$$

При выполнении условия сонаправленности вектора магнитного поля с осью диспергирование частиц по энергии и массе происходит вдоль оси OY. Следовательно, если рассматриваемая система будет использоваться как масс- или энергоанализатор, то целесообразно потребовать выполнения условия $\Delta y=0$. Так как источник точечный, то выражение для Δy имеет вид

$$\Delta y = [(-\varphi_{yxx} + V_0 a_{yxx} - \sqrt{2}\,\gamma V_0 a_{xx} - 3\sqrt{2}\,\gamma^3 w)\,x_0'^2 + 2\,((-\varphi_{yyx} + V_0 a_{yyx}) -$$
$$- 4\sqrt{2}\,V_0 \gamma a_{xy})\,x_0' y_0' + (-\varphi_{yyy} + V_0 a_{yyy} + 3\sqrt{2}\,\gamma V_0 a_{xx} - 9\sqrt{2}\,\gamma^3 w)\,y_0'^2]/(3\gamma^4 w) \qquad (25)$$

и условие $\Delta y=0$ эквивалентно системе

$$-\varphi_{yxx} + V_0 a_{yxx} - \sqrt{2}\,\gamma V_0 a_{xx} - 3\sqrt{2}\,\gamma^3 w = 0,$$
$$2(-\varphi_{yyx} + V_0 a_{yyx}) - 4\sqrt{2}\,V_0 \gamma a_{xy} = 0,$$
$$-\varphi_{yyy} + V_0 a_{yyy} + 3\sqrt{2}\,\gamma V_0 a_{xx} - 9\sqrt{2}\,\gamma^3 w = 0. \qquad (26)$$

Система (26) с учетом гармоничности производных функций φ и a по координатам позволяет определить значение величины a_{xx}

$$a_{xx} = 6w\gamma^2/V_0 = -a_{yy}. \qquad (27)$$

С использованием системы (7) также получаем

$$\varphi_{xx} = 8w\gamma^2 = -\varphi_{yy}. \qquad (28)$$

Таким образом, для построения искомых полей имеем значения коэффициентов (22)—(24), (27), (28) и связи между коэффициентами, следующие из (7) и (26),

$$\varphi_{xy} = V_0 a_{xy},$$
$$\varphi_{xxy} = V_0 a_{xxy} - 9\sqrt{2}\, w\gamma^3,$$
$$\varphi_{yyx} = V_0 a_{yyx} - 2\sqrt{2}\, V_0 a_{xy}. \qquad (29)$$

Полагая для простоты значения величин a_{xy}, φ_{xy}, a_{yyx}, φ_{yyx}, a_{xxy}, а также значения всех производных функций φ и a в точке (0, 0) более высокого порядка равными нулю, можем записать следующие выражения для полей, удовлетворяющих представленным требованиям:

$$a(x, y) = w\left(2\sqrt{2}\,\gamma y + 3\gamma^2 (x^2 - y^2)\right)/V_0,$$
$$\varphi(x, y) = w\left(2\sqrt{2}\,\gamma y + 4\gamma^2 (x^2 - y^2) + 3\sqrt{2}\,\gamma^3 (y^3 - 3x^2 y)/2\right). \qquad (30)$$

Приведем также выражение для дисперсии в этом случае. Согласно (15) и (23), в точках ненулевой дисперсии

$$D_w = -D_\mu = \sqrt{2}/\gamma. \qquad (31)$$

Данная система полей может непосредственно послужить основой создания новой энерго- или масс-анализирующей системы.

Выводы

1. Получены общие условия стигматичной фокусировки пучка с прямолинейной осевой траекторией в произвольных двумерных неоднородных скрещенных электрических, магнитных полях.
2. Получены выражения для дисперсии в рассматриваемых полях.
3. Найдены коэффициенты геометрических аберраций второго порядка системы скрещенных полей, обладающих стигматичными фокусирующими свойствами.
4. Показана возможность синтеза на основе разработанной теории систем полей, обладающих требуемыми ионно-оптическими свойствами.

Список литературы

[1] *Andersen W. H. J.* // Brit. J. Appl. Phys. 1967. Vol. 18. P. 1573—1579.
[2] *Соловьев А. В., Толстогузов А. Б.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5. С. 953—959.
[3] *Jordan E. B.* // Phys. Rev. 1940. Vol. 57. N 11. P. 1072.
[4] *Трубачеев Г. М.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 1. С. 201—202.
[5] *Wilson R. G., Jamba D. M.* // Nucl. Instr. Meth. 1971. Vol. 91. P. 285—288.
[6] *Wahlin L.* // Nucl. Instr. Meth. 1965. Vol. 38. P. 133—139.
[7] *Волков С. С., Гутенко В. Т., Коблев Н. И., Толстогузов А. Б.* // Электронная пром-сть. 1988. Вып. 4. С. 46—49.
[8] *Seliger R. L.* // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 2352—2357.
[9] *Leal-Quiros E., Prelas M.* // Rev. Sci. Instr. 1989. Vol. 60. P. 350—357.
[10] *Ioannoviciu D.* // Int. J. Mass. Spectr. Ion Phys. 1973. N 11. P. 169—184.
[11] *Голиков Ю. К., Матышев А. А.* // Тез. докл. Всесоюз. конф. по масс-спектрометрии. Сумы, 1986. С. 27—28.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию
10 января 1990 г.