

УДК 537.533.32:621.384.8

Галль Л.Н., Саченко В.Д. Исследование вопросов объемной фокусировки в двухкаскадных масс-анализаторах типа Маттауха-Герцога // Научное приборостроение. - Л.: Наука, 1987.

В работе рассмотрены вопросы объемной (стигматической) фокусировки в секторных двухкаскадных масс-анализаторах типа Маттауха-Герцога с двойной фокусировкой с аксиально симметричными полями. Подробно исследованы масс-анализаторы типа Маттауха-Герцога со сферическим электростатическим каскадом. Получены соотношения между геометрическими параметрами ионно-оптической системы, при которых тройная фокусировка достигается при одинаковых оптических увеличениях объектной щели в радиальном и аксиальном направлениях. Дан краткий обзор. Библиогр. 8 назв. Ил. 2.

Л.Н.Галль, В.Д.Саченко

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОПРОСОВ ОБЪЕМНОЙ ФОКУСИРОВКИ В ДВУХКАСКАДНЫХ
МАСС-АНАЛИЗАТОРАХ ТИПА МАТТАУХА-ГЕРЦОГА

Ионно-оптические системы (ИОС) типа Маттауха-Герцога, впервые рассмотренные в работе [1], представляют собой двухкаскадные масс-анализаторы с последовательно расположенными аксиально-симметричными электростатическим и магнитным каскадами (рис.1), осуществляющими одновременную фокусировку пучка в

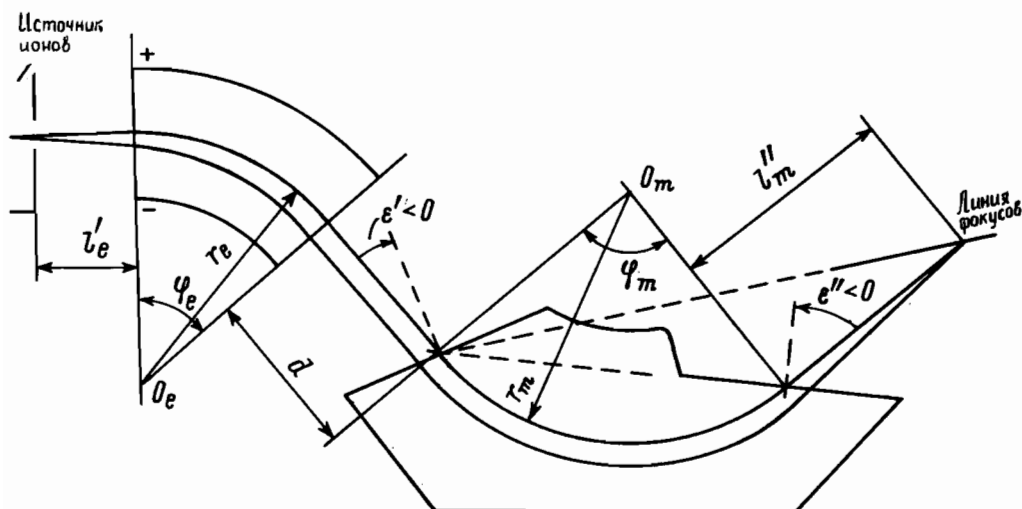


Рис.1. Схема масс-анализатора типа Маттауха-Герцога.

средней плоскости по направлениям и энергиям. Замечательной особенностью такого типа анализаторов, оправдывающей их выделение из множества всех возможных комбинаций электрического и магнитного полей, является то, что двойная фокусировка достигается для ионов всех масс анализируемого вещества, причем фокальная поверхность представляет собой плоскость. Благодаря этому обстоятельству анализаторы типа Маттауха-Герцога широко применяются в масс-спектрографах, предназначенных для элементного анализа вещества. Геометрические размеры ИОС в таких анализаторах связаны соотношениями:

$$\epsilon'' = \frac{1}{2} \gamma_m - \frac{\pi}{2}; \quad \operatorname{tg} \epsilon' = \frac{\sqrt{2} \sin(\sqrt{2} \gamma_e) - \sin \gamma_m}{1 - \cos \gamma_m};$$

$$l'_e = r_e \operatorname{ctg}(\sqrt{2} \gamma_e) / \sqrt{2}; \quad l''_m = \frac{r_m \operatorname{ctg}(\gamma_m - \epsilon')}{1 + \operatorname{ctg}(\gamma_m / 2) \operatorname{ctg}(\gamma_m - \epsilon')},$$

выражающими условия двойной фокусировки в случае, когда изображение, осуществляемое электрическим полем, расположено в бесконечности; геометрический смысл используемых обозначений ясен из рис.1. При выполнении выписанных выше соотно-

шений линия фокусов прямолинейные входная и выходная границы магнитного поля пересекаются о центральной осью в точке входа пучка в магнитное поле (положительному значению углов ε' и ε'' соответствует фокусировка пучка в аксиальном направлении).

В получившем широкое распространение варианте ИОС типа Маттауха-Герцога, где в качестве электростатического каскада использовался цилиндрический конденсатор и угол отклонения в магнитном поле φ_m был выбран равным 90° [1], условие двойной фокусировки на выходную границу магнитного поля достигается лишь в том случае, если входная граница магнитного поля ортогональна к центральной оси ($\varepsilon' = 0$), выходная граница магнитного поля оставляет с нормалью к центральной оси угол $\varepsilon'' = -45^\circ$ (что соответствует дефокусировке в аксиальном направлении [2]), угол поворота в электрическом поле $\varphi_e = \pi/(4\sqrt{2}) = 31^\circ 40'$, а радиус r_e осевой окружности в электрическом поле связан со входным плечом соотношением $r_e = \sqrt{2} l_e'$.

Более общий случай ИОС типа Маттауха-Герцога, когда линия фокусов не совпадает с выходной границей магнитного поля, был исследован в работе [3], где была рассмотрена проблема двойной фокусировки с учетом аберраций. Отметим, однако, что несмотря на фундаментальность проведенных исследований, авторами был оставлен без внимания такой важный вопрос, как фокусировка пучка в аксиальном направлении, имеющий большое значение при решении проблемы повышения чувствительности прибора.

В работах [4, 5] с целью получения стигматической фокусировки пучка на фокальную линию цилиндрический конденсатор в ИОС типа Маттауха-Герцога был заменен тороидальным. Это позволило существенно поднять и разрешающую способность масс-спектрографа (до 25 000), и его чувствительность. Однако авторы, предложив довольно сложную конструкцию конденсатора с криволинейными торцами тороидальных электродов, не использовали фокусирующих возможностей краевых магнитных полей, поскольку в принятой ими геометрии анализатора был выбран бесплечевой вариант магнитного каскада с нормальным вхождением пучка в магнитное поле.

Впервые краевая фокусировка магнитного поля с целью достижения стигматической фокусировки в системах типа Маттауха-Герцога была реализована Герцогом [6, 7]. При этом автор использовал вместо цилиндрического конденсатора сферический, что позволило значительно увеличить чувствительность и разрешающую способность масс-спектрографа без существенного усложнения его конструкции. Герцог, однако, использовал эффект краевой фокусировки лишь на входной границе магнитного поля.

В настоящей работе проблема стигматической фокусировки в ИОС типа Маттауха-Герцога с двойной фокусировкой рассмотрена в общей постановке с произвольным значением параметра неоднородности электрического поля и произвольными углами наклона обеих границ магнитного поля к центральной оси. В работе исследуется также проблема получения правильного электронно-оптического изображения объектной цели в условиях тройной фокусировки, т.е. когда наряду с тройной фокусировкой достигается и равенство между собой коэффициентов оптических увеличений в радиальном и аксиальном направлениях.

Для описания тройной фокусировки в ИОС типа Маттауха-Герцога будем использовать обозначения и аналитические формулы для ионно-оптических коэффициентов, приведенные в работе [8]. В этих обозначениях условия угловой фокусировки в радиальном и аксиальном направлениях описываются соответственно коэффициентами

Δ_1 и Δ_2 , фокусировка по энергиям — коэффициентом Δ_5 , оптические увеличения объектной щели в радиальном и аксиальном направлениях — соответственно коэффициентами Δ_3 и Δ_4 , дисперсия по массам — коэффициентом Δ_6 . Индексами e и m будем помечать величины, относящиеся соответственно к электрическому и магнитному каскадам; тильдой ($\sim$) пометим коэффициенты Δ , описывающие суммарное действие электрического и магнитного каскадов.

Тройная фокусировка в принятых обозначениях описывается следующей системой равенств:

$$\widetilde{\Delta}_1 = 0; \quad (1)$$

$$\widetilde{\Delta}_5 = 0; \quad (2)$$

$$\widetilde{\Delta}_2 = 0. \quad (3)$$

Раскроем левые части написанных уравнений:

$$\widetilde{\Delta}_1 = \Delta_{1a}^m L_1 + \Delta_3^m (k_1 r_e + L_1 d) / r_m; \quad (4)$$

$$\widetilde{\Delta}_5 = \Delta_{5a}^m L_5 + \Delta_5^m (k_5 r_e + L_5 d) / r_m - \Delta_5^m; \quad (5)$$

$$\widetilde{\Delta}_2 = \Delta_{2a}^m L_2 + \Delta_4^m (k_2 r_e + L_2 d) / r_m. \quad (6)$$

Здесь d — межкаскадное расстояние; r_e , r_m — радиусы осевых окружностей электростатического и магнитного каскадов; k , L — составляющие коэффициентов Δ^e .

При наличии промежуточной угловой фокусировки между каскадами на расстоянии ℓ_e'' от электрического и ℓ_m' от магнитного полей

$$d = \ell_e'' + \ell_m'; \quad (7)$$

плечи обоих каскадов при этом связаны соотношениями:

$$\gamma_m + F_m' + F_m'' = \pi; \quad (8)$$

$$\omega_e \gamma_e + F_e' + F_e'' = \pi, \quad (9)$$

в которых

$$\begin{aligned} \gamma_m F_m' &= \ell_m' / (r_m + \ell_m' \operatorname{tg} \varepsilon'); \quad \gamma_m F_m'' = \ell_m'' / (r_m + \ell_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'); \\ \gamma_e F_e' &= \omega_e \ell_e' / r_e; \quad \gamma_e F_e'' = \omega_e \ell_e'' / r_e, \end{aligned} \quad (10)$$

где ω_e — параметр, характеризующий неоднородность электрического поля, связанный с радиусами радиальной r_e и аксиальной R_e кривизнами нулевой эквипотенциальной поверхности поля конденсатора соотношением

$$\omega_e = \sqrt{2 - r_e / R_e}. \quad (11)$$

Для ИОС типа Маттауха-Герцога ($\ell_e'' = \infty$, $\ell_m' = \infty$) из (10) следует:

$$F_m' = \frac{\pi}{2} - \varepsilon', \quad F_e' = \frac{\pi}{2},$$

вследствие чего из (8), (9) получаем:

$$\gamma_m + F_m'' - \varepsilon' = \pi/2; \quad (12)$$

$$\omega_e \gamma_e + F_e'' = \pi/2, \quad (13)$$

или в тригонометрической форме:

$$1/\lambda_m'' = \operatorname{tg}(\gamma_m - \varepsilon') - \operatorname{tg} \varepsilon'; \quad (14)$$

$$\lambda_e' = \operatorname{ctg}(\omega_e \gamma_e) / \omega_e, \quad (15)$$

где $\lambda_e' = \ell_e' / r_e$, $\lambda_m'' = \ell_m'' / r_m$.

При выполнении этих равенств коэффициенты Δ_3, L_1 обращаются в нуль и условие угловой фокусировки (1), (4) выполняется автоматически.

Раскроем коэффициенты Δ^m , входящие в (4), (5). С учетом (12) их можно преобразовать к виду:

$$\Delta_{1a}^m = (1 + \lambda_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'') \cos \varepsilon' / \cos F_m'; \quad (16)$$

$$\Delta_5^m = \frac{1}{2} (1 + \lambda_m'' \operatorname{tg} \varepsilon'') (\cos F_m'' + \sin \varepsilon') / \cos F_m''. \quad (17)$$

Приравняв правую часть (5) к нулю и проведя преобразования с учетом равенства $\Delta_5^m = 0$ и соотношений (16), (17), получим следующую связь между параметрами ИОС, обеспечивающую фокусировку пучка по энергиям:

$$\operatorname{tg} \varepsilon' = \frac{2 \sin(\omega_e \varphi_e) / \omega_e - \sin \varphi_m}{1 - \cos \varphi_m}. \quad (18)$$

Полученное уравнение в точности совпадает с условием фокусировки по энергиям, приведенным в работе [5].

Уравнение (18) показывает, что условие фокусировки по энергиям связывает между собой лишь угловые геометрические параметры ИОС и величину параметра неоднородности электрического поля. Отметим также, что в (18) не входит угол ε'' наклона выходной границы магнитного поля, чем воспользуемся ниже при разрешении уравнения (3), выражающего условие угловой фокусировки в вертикальном направлении.

Исследуем условие угловой фокусировки в вертикальном (аксиальном) направлении (3). С этой целью раскроем и преобразуем с учетом (14) коэффициенты Δ^m , входящие в правую часть (6):

$$\Delta_{2a}^m = \lambda_m'' [\varphi_m \operatorname{tg}(\varphi_m - \varepsilon') - 2 \varphi_m \operatorname{tg} \varepsilon'' + 1];$$

$$\Delta_4^m = \lambda_m'' [\operatorname{tg}(\varphi_m - \varepsilon') (1 - \varphi_m \operatorname{tg} \varepsilon') - 2 \operatorname{tg} \varepsilon'' (1 - \varphi_m \operatorname{tg} \varepsilon') - \operatorname{tg} \varepsilon'].$$

Подставляя эти результаты в (6) и разрешая полученное уравнение относительно $\operatorname{tg} \varepsilon''$, приходим к следующему условию вертикальной угловой фокусировки:

$$\operatorname{tg} \varepsilon'' = \frac{[1 + \varphi_m \operatorname{tg}(\varphi_m - \varepsilon')] L_2 r_m + [\operatorname{tg}(\varphi_m - \varepsilon') (1 - \varphi_m \operatorname{tg} \varepsilon') - \operatorname{tg} \varepsilon'] (k_2 r_e + L_2 d)}{2(1 - \varphi_m \operatorname{tg} \varepsilon') (k_2 r_e + L_2 d) + 2 \varphi_m L_2 r_m}, \quad (19)$$

где k_2 , L_2 определяются равенствами [8]:

$$\left. \begin{aligned} k_2 &= \frac{\sin(\Omega_e \varphi_e)}{\Omega_e} + \frac{\ell_e'}{r_e} \cos(\Omega_e \varphi_e); \\ L_2 &= \cos(\Omega_e \varphi_e) - \frac{\ell_e'}{r_e} \Omega_e \sin(\Omega_e \varphi_e); \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

причем $\Omega_e = \sqrt{r_e / R_e}$.

(21)

На основании полученных результатов можно сделать следующий вывод: одновременная фокусировка пучка по двум ортогональным направлениям и энергиям в масс-анализаторах типа Маттауха-Герцога возможна в том и только в том случае, если геометрические параметры ИОС связаны следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \ell_e' &= r_e \operatorname{ctg}(\omega_e \varphi_e) / \omega_e; \\ \varepsilon' &= \arctg \left[\frac{2 \sin(\omega_e \varphi_e) / \omega_e - \sin \varphi_m}{1 - \cos \varphi_m} \right]; \\ \varepsilon'' &= \arctg \left[\frac{[\varphi_m \operatorname{tg}(\varphi_m - \varepsilon') + 1] r_m L_2 + [\operatorname{tg}(\varphi_m - \varepsilon') - \operatorname{tg} \varepsilon' (\varphi_m \operatorname{tg}(\varphi_m - \varepsilon') + 1)] (k_2 r_e + L_2 d)}{2(1 - \varphi_m \operatorname{tg} \varepsilon') (k_2 r_e + L_2 d) + 2 \varphi_m L_2 r_m} \right]; \\ \ell_m'' &= \frac{r_m}{\operatorname{tg}(\varphi_m - \varepsilon') - \operatorname{tg} \varepsilon''}, \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

в которых k_2 , L_2 определяются формулами (20).

Из уравнений (22) видим, что пять параметров ИОС могут быть заданы произвольно: Y_e , r_e , r_e/r_m , d , Y_m ; параметр ω_e вычисляется на основании формулы (11).

Выражения для ионно-оптических коэффициентов $\tilde{\Delta}_3$ и $\tilde{\Delta}_6$ при выполнении (22) можно преобразовать к виду:

$$\tilde{\Delta}_3 = - \frac{\ell_m'' \cos \varepsilon' \omega_e \sin(\omega_e Y_e)}{r_e \cos(Y_m - \varepsilon')}; \quad (23)$$

$$\tilde{\Delta}_6 = - \frac{\ell_m'' \cos \varepsilon' \sin(\omega_e Y_e)}{r_m \cos(Y_m - \varepsilon') \omega_e}. \quad (24)$$

Сравнивая между собой (23) и (24), отмечаем следующую связь:

$$\tilde{\Delta}_6 / \tilde{\Delta}_3 = 1 / \omega_e^2 \cdot (r_e / r_m). \quad (25)$$

В левой части (25) стоит величина, называемая приведенной дисперсией масс-анализатора. Таким образом, на основании (25) можем заключить, что приведенная дисперсия масс-анализаторов типа Маттауха-Герцога с двойной фокусировкой прямо пропорциональна отношению радиусов осевых окружностей электрического и магнитного каскадов и обратно пропорциональна параметру неоднородности электрического поля. Отметим, что этот вывод относится ко всем масс-анализаторам типа Маттауха-Герцога с двойной фокусировкой, поскольку соотношение (22), связывающее параметры ИОС условием вертикальной угловой фокусировки, при выводе (23) и (24) не использовалось.

Соотношение (25) позволяет получить формулу для оценки предельной разрешающей способности R_s :

$$R_s = \frac{r_e}{2s \cdot \omega_e^2}, \quad (26)$$

где s — ширина объектной щели (ширина приемной щели выбрана равной ширине изображения).

На основании (26) заключаем, что предельная разрешающая способность масс-анализаторов типа Маттауха-Герцога с двойной фокусировкой определяется только параметрами электростатического каскада; при этом она тем выше, чем меньше значение параметра электрического поля ω_e и чем больше радиус осевой окружности r_e . Отсюда, в частности, следует, что применение сферического электростатического поля ($\omega_e = 1$) вместо цилиндрического ($\omega_e^2 = 2$) при одних и тех же значениях r_e и s даст выигрыш по величине предельной разрешающей способности в два раза. Учитывая это обстоятельство, а также простоту реализации сферического электрического поля, проведем дальнейшее исследование только масс-анализаторов со сферическим электростатическим каскадом.

При $\omega_e = 1$ условия тройной фокусировки (22) примут вид:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_e' &= d g Y_e; & (\lambda_e' &= \ell_e' / r_e); \\ \varepsilon' &= \arctg[(2 \sin Y_e - \sin Y_m) / (1 - \cos Y_m)]; \\ \varepsilon'' &= \arctg \frac{1}{2} \left[\lg(Y_m - \varepsilon') - \frac{\lg \varepsilon}{1 - Y_m \lg \varepsilon'} \right]; \\ \lambda_m'' &= [\lg(Y_m - \varepsilon') - \lg \varepsilon'']^{-1}; & (\lambda_m'' &= \ell_m'' / r_m). \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Из уравнений (27) видно, что условия тройной фокусировки в вариантах со сферическим электрическим полем не зависят ни от радиусов осевых окружностей в электрическом (r_e) и магнитном (r_m) каскадах, ни от межкаскадного расстояния

д. Таким образом, указанные величины могут быть выбраны независимо от условий (27), например, из условия коррекции аберраций изображения.

Анализ соотношений (27) показывает, что варианты с тройной фокусировкой, имеющие физический смысл ($\ell_e' \geq 0$, $\ell_m'' \geq 0$) и представляющие практический интерес ($\varphi_e \geq 30^\circ$, $\varphi_m \geq 60^\circ$), лежат в трех характерных областях I, II, III, изображенных на рис.2, а, б, где указанные области представлены соответственно в координатах ε' , φ_m (рис.2, а) и φ_e , φ_m (рис.2, б); все три области соприкасаются между собой в одной точке при $\varphi_m = 116,23^\circ$.

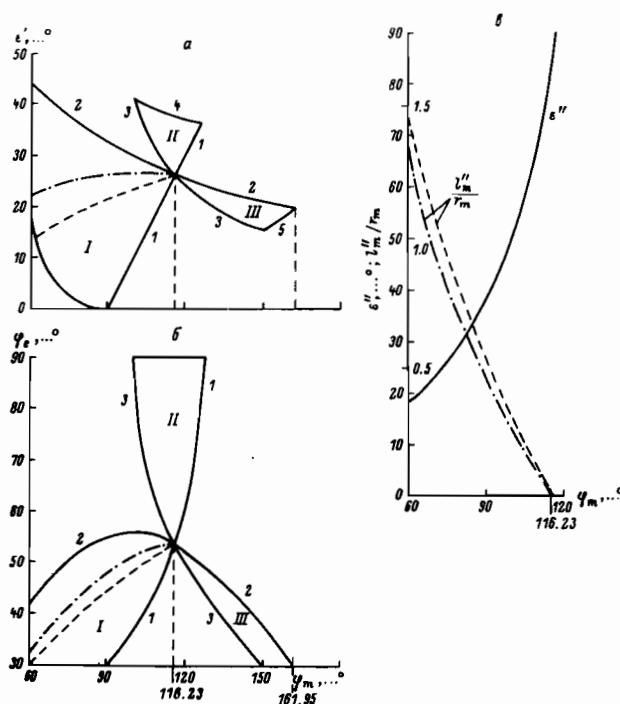


Рис.2. Области возможных значений ε' (а), угла сектора электростатического каскада φ_e (б) и $\lambda_m'' = \ell_m''/r_m$ (в), при которых может быть достигнута тройная фокусировка пучка.

Пунктир - варианты с правильным электроно-оптическим изображением (значения ε' , φ_m , φ_e , λ_m'' и ε''); штрихпунктир - $\varepsilon'' = 0$.

Кривые 1, 2 на рис.2, а, б соответствуют бесплечевым вариантам ($\ell_m'' = 0$), кривые 3 - ситуации $\ell_m'' = \infty$ (магнитный каскад - призма); кривая 5 на рис.2, а соответствует вариантам с $\ell_e' = 0$ ($\varphi_e = 90^\circ$), а кривая 4 - значению $\varphi_e = 30^\circ$. Из рис.2, б видно, что тройная фокусировка для вариантов с $\varphi_e \geq 30^\circ$ возможна только при положительных значениях ε' (равенство нулю ε' при $\varphi_e \geq 30^\circ$ возможна только для углов $\varphi_e = 30^\circ$ и $\varphi_m = 90^\circ$, но в этом случае $\tan \varepsilon'' = \infty$).

Интересно отметить, что одна из точек штрихпунктирных кривых рис.2 (при $\varphi_m = 106^\circ$) соответствует варианту, реализованному Герцогом [6]. Параметры этого варианта удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} \varphi_m &= 2\varphi_e = 4\varepsilon'; \quad \varepsilon'' = 0; \quad \ell_e' = r_e \operatorname{ctg} \varphi_e; \quad \ell_m'' = r_m \operatorname{ctg} 3\varepsilon'; \\ \tilde{\Delta}_4 &= \tilde{\Delta}_3(1 + 2\cos \varphi_e); \quad \tilde{\Delta}_6 = \tilde{\Delta}_3(r_e/r_m). \end{aligned} \quad (28)$$

Из соотношений (28) видно, в частности, что коэффициент оптического увеличения в аксиальном направлении в варианте Герцога ($\varphi_e = 53^\circ$) приблизительно в два раза больше коэффициента оптического увеличения в радиальном направлении.

Найдем условие равенства коэффициентов оптического увеличения в радиальном и аксиальном направлениях. Коэффициент $\tilde{\Delta}_4$ определяется равенством [8]

$$\tilde{\Delta}_4 = \Delta_{2a}^m L_4 r_m + \Delta_4^m (k_4 r_e + L_4 d) / r_e.$$

При наложении требований тройной фокусировки (27) это равенство можно преобразовать к виду

$$\tilde{\Delta}_4 = - \frac{\ell_m'' \sin \varphi_e}{r_e (1 - \varphi_m \operatorname{tg} \varepsilon')} \quad (29)$$

Приравнивая правые части (29) и (23), получаем следующую связь:

$$\cos(\varphi_m - \varepsilon') / \cos \varepsilon' = 1 - \varphi_m \operatorname{tg} \varepsilon';$$

откуда находим

$$\varepsilon' = \operatorname{arctg} \left(\frac{1 - \cos \varphi_m}{\varphi_m + \sin \varphi_m} \right). \quad (30)$$

Исключая из (30) и (27) параметр ε' , получаем

$$\varphi_e = \arcsin \left[\frac{1}{2} \sin \varphi_m \left(1 + \frac{1 - \cos \varphi_m}{\varphi_m + \sin \varphi_m} \right) \right]. \quad (31)$$

Преобразуем (27) с учетом (30), приходим еще к двум связям:

$$\varepsilon'' = \operatorname{arctg} \left(\frac{\varphi_m / 2}{\varphi_m \operatorname{ctg} \varphi_m + 1} \right); \quad (32)$$

$$\ell_m'' = \frac{r_m (\varphi_m \operatorname{ctg} \varphi_m + 1)}{\varphi_m / 2 + \operatorname{tg}(\varphi_m / 2)}. \quad (33)$$

Найденные зависимости (30) - (33), при которых достигается равенство коэффициентов оптического увеличения в радиальном и аксиальном направлениях, изображены на рис.2 пунктирными кривыми.

Вычленим моно-оптические коэффициенты при выполнении соотношений (30) - (33):

$$\tilde{\Delta}_5 = \tilde{\Delta}_4 = - \frac{r_m}{r_e}; \quad \tilde{\Delta}_6 = -1. \quad (34)$$

Видим, что указанные коэффициенты во всех вариантах ИОС, удовлетворяющих равенствам (30) - (33), одни и те же. С геометрической точки зрения это означает, что пятимерная кривая, заданная в пространстве переменных φ_m , φ_e , ε' , ε'' , ℓ_m'' уравнениями (30) - (33), принадлежит пересечению трех поверхностей уровня, соответствующих значениям величины Δ_5 (r_e/r_m), Δ_4 (r_e/r_m) и Δ_6 , равным единице.

Отметим еще один интересный результат. Анализ формул (27) показывает, что равенство (33) наряду с уже отмеченным выше эффектом определяет одновременно и максимально возможные значения выходного плеча магнитного каскада в вариантах с тройной фокусировкой для каждого из значений угла поворота частиц в магнитном поле. Из рис.2, в, где зависимость (33) изображена пунктирной кривой, видно, что диапазоном допустимых значений ℓ_m'' в вариантах с тройной фокусировкой с ростом φ_m уменьшается и обращается в нуль при $\varphi_m = 116.23^\circ$; для $\varphi_m = 90^\circ$ максимально возможное значение ℓ_m'' составляет приблизительно $0.56 r_m$.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что среди многообразия масс-анализаторов типа Маттауха-Герцога можно выделить множество вариантов моно-оптических систем, в которых наряду с одновременной фокусировкой пучка ионов по

двум направлениям и энергиям может быть получено правильное электронно-оптическое изображение объектной цели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mattauch J., Herzog R. // Z. Phys., 1934. Bd 89, S.786.
2. Хургин Я.Л.// ЖТФ. 1939. № 7. С.824.
3. Хинтенбергер Г., Кениг Л.А.// Успехи масс-спектрометрии. М., 1963. С.26.
4. Ewald H., Liebl H. // Z. Naturforsch. 1955. Bd 10a, S.872.
5. Эвальд Г., Зауэрман Дж., Либль Г.// Успехи масс-спектрометрии. М., 1963. С.20.
6. Herzog R.// Z. Naturforsch. 1953. Bd 8a, S. 191.
7. Герцог Р.// Масс-спектрометрический метод определения следов. М., 1975. С.65.
8. Алекоандров М.Л., Галль Л.Н., Саченко В.Д.// Научные приборы. 1976. № 12. С.26.

Г.В.Лебедев

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ КОРОБЧАТЫЕ ЛИНЗЫ КАК ТРАНСПОРТИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ СТАТИЧЕСКИХ МАСС-СПЕКТРОМЕТРОВ

Впервые о конструкции электростатических линз с прямоугольным поперечным сечением электродов было упомянуто О.Клемперером [1]. Численное исследование оптических свойств коробчатых линз с прямыми разрезами между электродами [2] показало, что при определенных отношениях между подаваемыми на электроды потенциалами они обладают преимущественно свойствами осесимметричных, цилиндрических или квадрупольных линз. Широкий диапазон оптических свойств коробчатых линз, обусловленный вариацией только потенциалов электродов, делает целесообразным дальнейшее их изучение с учетом специфических требований к транспортирующим системам статических масс-спектрометров.

Включение транспортирующих систем в оптическую схему масс-спектрометра вызвано потребностью увеличить чувствительность прибора и расширить его аналитические возможности за счет поддержания оптимальной транспортировки пучка независимо от режима ионизации и отбора ионов в используемых типах источников ионов. Повышение пропускания пучка, кроме того, приводит к снижению фона рассеянных на стенках ионов и замедлению образования на них заряженных диэлектрических пленок и, следовательно, к увеличению точности и стабильности работы прибора.

В режиме средней разрешающей способности, когда размер объектной целевой диафрагмы в горизонтальной плоскости анализатора (S_u) составляет 20-80 мк, основная потеря интенсивности пучка вдоль оптического тракта прибора вызвана коллимацией его вертикальной составляющей. Критерии оптимальной транспортировки пучка в вертикальной плоскости анализатора в рамках линейной модели преобразования фазовых координат пучка рассмотрены в работе [3].

В режиме высокой разрешающей способности, когда $S_u = 3-20$ мк, основным коллимирующим элементом является сама объектная диафрагма. В этом случае линзовые транспортирующие системы наряду с заданной транспортировкой пучка в вер-