

07
© 1992 г.ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫЙ КЛИНОВИДНЫЙ ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОР
С ДВУМЕРНЫМ ПОЛЕМ

II. ДИСПЕРГИРУЮЩИЕ И ФОКУСИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА

Л. Г. Гликман, Ю. В. Голоскоков, З. Д. Исакова

Исследованы диспергирующие и фокусирующие свойства энергоанализаторов с трехэлектродным клиновидным зеркалом, описанных в первой части работы. Определены условия, при выполнении которых в энергоанализаторах наряду с абберациями второго порядка в направлении дисперсии отсутствует и сферическая абберация третьего порядка, связанная с углом расходимости пучка в средней плоскости поля зеркала. Приведены примеры энергоанализаторов со стигматичной фокусировкой и полностью устраненной геометрической абберацией второго порядка.

Данная работа является продолжением работы [1], в которой найдены условия устранения сферической абберации второго порядка в трехэлектродных клиновидных энергоанализаторах с двумерным полем, создающих стигматичное изображение предмета. Сохраняются принятые в [1] обозначения. Для анализаторов, исследованных в [1], рассчитаны дисперсия по энергии, все коэффициенты геометрических аббераций второго порядка в направлении дисперсии и в направлении, перпендикулярном средней плоскости, а также коэффициенты сферической абберации третьего порядка в направлении дисперсии. Результаты представлены в виде графических двузначных зависимостей от r_1 на рис. 1—5. Как и в [1], графики даны для угла падения $\vartheta_0 = 24^\circ$, кривые 1—4 соответствуют значениям двугранного угла α , равным 10, 20, 30, 45° , а цифры I и II — ветвям кривых, соответствующих при фиксированном r_1 меньшему и большему r_2 . Штриховыми линиями показаны участки кривых I, для которых источник и приемник находятся в поле зеркала. За характерный размер принят радиус R стенки-замыкающей цилиндрической поверхности третьего электрода.

Рис. 1 характеризует диспергирующие свойства энергоанализаторов. При фиксированных α и r_1 абсолютная величина отношения дисперсии D к радиусу R всегда больше у энергоанализаторов, соответствующих ветвям II. Для ветвей I при заданном r_1 с ростом α всегда растет и $|D/R|$. Прямолинейные участки ветвей I лежат на прямых, проходящих через начало координат. Эти участки соответствуют открытому клину, в котором стенка не влияет на электронно-оптические свойства зеркала.

Влияние на разрешение энергоанализатора абберации второго порядка, связанной с высотой выходной щели источника, иллюстрирует рис. 2. Как на ветвях I, так и на ветвях II абсолютная величина $|(K_6 R^2)/D|$ быстро возрастает при $r_1 \rightarrow 0$. При этом для энергоанализаторов, соответствующих ветвям I, если фиксированы значения α и $r_1 < r_{1i}$ (стенка не влияет на электронно-оптические свойства зеркала), практически постоянной остается величина

$$\frac{K_6 R^2}{D} r_2 = \frac{K_6 R_1^2}{D} .$$

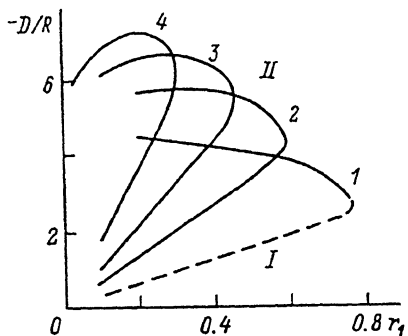


Рис. 1. График для определения линейной дисперсии трехэлектродного энергоанализатора.

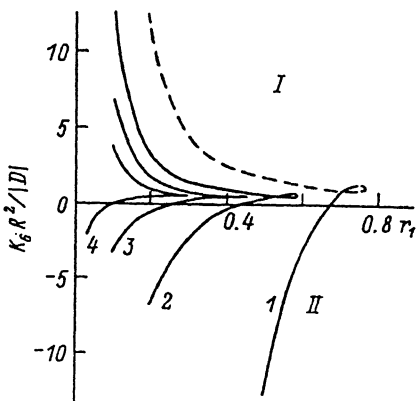


Рис. 2. График для определения коэффициента K_6 .

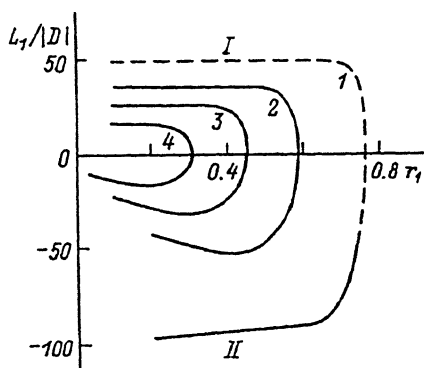


Рис. 3. Зависимость $L_1 / |D|$ от r_1 .

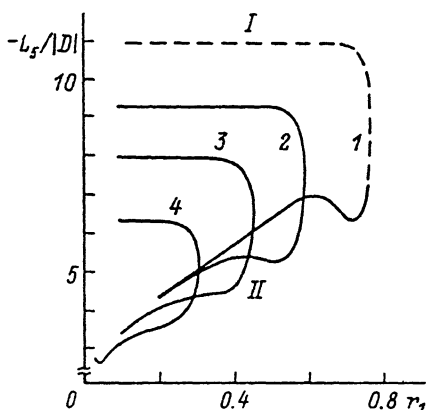


Рис. 4. Зависимость $L_5 / |D|$ от r_1 .

При $r_1 > r_{1i}$ на ветвях *I* величина $K_6 R^2 / |D|$ медленно убывает с ростом r_1 , достигая наименьшего значения, когда r_1 близко к r_{1n} . На ветвях *II* при любом α существует значение r_1 , убывающее с ростом α , для которого K_6 обращается в нуль. При таких значениях r_1 все коэффициенты геометрических aberrаций второго порядка в направлении диспергирующего действия анализатора равны нулю. После обращения K_6 в нуль он становится отрицательным и с убыванием r_1 возрастает по абсолютной величине.

Влияние сферической aberrации третьего порядка на разрешение энергоанализатора характеризуют графики, представленные на рис. 3 и 4. На прямолинейных участках ветвей *I*, соответствующих открытому клину, безразмерные величины L_1 / D и L_5 / D постоянны, причем абсолютная величина этих постоянных убывает с ростом α — увеличивается удельная дисперсия, связанная со сферической aberrацией третьего порядка. При r_1 , близких к r_{1n} , для любого из рассматриваемых значений α коэффициент L_1 обращается в нуль. Максимальные значения $|L_1 / D|$ на ветвях *II* также убывают с ростом α . Величина этого значения для $\alpha = 45^\circ$ практически совпадает со значением на прямолинейном участке ветви *I*, а для меньших значений α она больше, чем на прямолинейных участках ветви *I*, причем разность максимальных значений $|L_1 / D|$ на ветвях *I*

Таблица 1

α , град	ϑ_0 , град	$-\frac{L_1}{ D }$	$-\frac{L_2}{ D }$	M_4R
10	22	74	4.8	-2.0
20	20	40	2.7	-0.85
30	18	22	1.4	0.41
45	16	9.2	0.67	4.0

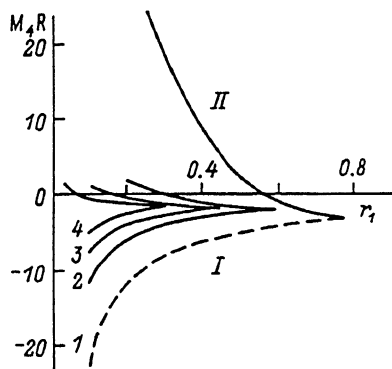
Таблица 2

Ветвь	r_1	r_2	$\frac{x_m}{R}$	$-\frac{x_6}{R}$	$\frac{\varphi_2}{\varphi_1}$	$\frac{\varphi_3}{\varphi_1}$	$-\frac{D}{R}$	$-\frac{K_6R^2}{ D }$	$\frac{L_1}{ D }$	$-\frac{L_5}{ D }$	$-M_4R$
I	0.200	0.2975	0.289	0.085	0.2983	0.1445	1.27	1.5	60	21	4.0
	0.500	0.7433	0.723	0.212	0.2986	0.1463	3.17	0.24	59	21	1.6
	0.612	0.8957	0.917	0.303	0.3179	0.2038	4.17	0.12	6.4	17	1.3
II	0.200	0.7947	0.955	0.618	0.6018	0.2249	5.12	2.3	-69	10	0.01
	0.500	0.8571	0.961	0.556	0.4048	0.2305	5.20	0.11	-80	11	1.0
	0.612	0.8972	0.929	0.319	0.3241	0.2108	4.28	0.10	-4.7	16	1.2

и II растет с уменьшением α . Ветви II на рис. 4, соответствующие различным α , пересекаются друг с другом, а для фиксированного α величина $|L_5/D|$ при заданном r_1 всегда меньше на ветви II, чем на ветви I.

Перейдем к рассмотрению геометрических aberrаций второго порядка в направлении, перпендикулярном средней плоскости зеркала. Для исследуемых энергоанализаторов с нулевыми значениями коэффициентов K_1, K_4, K_5 и с одинаковой координатой x_6 источника и приемника M_1, M_2 и M_3 равны нулю.

Графические зависимости коэффициента M_4 от r_1 даны на рис. 5. Бросается в глаза их сходство с зависимостями для $(K_6R^2)/|D|$, представленными на рис. 2. На ветвях I при фиксированном r_1 абсолютная величина M_4 тем меньше, чем больше α . При $r_1 \rightarrow 0$ на этих ветвях M_4R стремится к бесконечности, а величина $M_4Rr_1 = M_4R_1$ для $r_1 < r_{1i}$ остается практически постоянной. На ветвях II для каждого α есть

Рис. 5. График для определения коэффициента M_4 .

такое значение r_1 , при котором $M_4 = 0$. Величина этого значения r_1 убывает с ростом α . Интересно отметить, что энергоанализаторы, у которых $M_4 = 0$, а следовательно, равны нулю все коэффициенты геометрических aberrаций второго порядка в направлении, перпендикулярном средней плоскости, представляют собой в этом направлении телескопические системы. Действительно, из простейшей аналитической формулы для M_4 , полученной в [2], следует, что для зеркал с двумерным полем

$$M_4 = \frac{\operatorname{tg} \vartheta_0}{f},$$

где f — фокусное расстояние зеркала в направлении, перпендикулярном средней плоскости. $M_4 = 0$, когда $|f| = \infty$. Для найденных систем с $M_4 = 0$ источник и

приемник находится на конечном расстоянии от границы поля $x = x_d$ в отличие от двухэлектродных клиновидных энергоанализаторов, у которых при этом $x_g = -\infty$ [3]. При конечной величине x_g в телескопических системах условие стигматичности изображения сохраняется и при различном удалении источника и приемника от границы поля (координаты x источника и приемника различны). В этих случаях коэффициенты K_1, M_2, M_4 , как следует из [2], остаются равными нулю.

Таким образом, исследованы электронно-оптические свойства широкого класса трехэлектродных клиновидных энергоанализаторов с двумерным электростатическим полем для заданного угла падения пучка заряженных частиц на зеркало $\vartheta_0 = 24^\circ$. Для каждой конкретной задачи при заданных требованиях к разрешению, расстоянию от источника и приемника до границы поля, базе анализатора, высоте выходной щели источника, угловым расходимостям пучка в двух взаимно перпендикулярных плоскостях может быть выбран оптимальный вариант энергоанализатора. Такому анализатору соответствует наибольший угол α , для которого удается удовлетворить перечисленным условиям. Если основное ограничение на разрешение накладывает высота выходной щели источника, то целесообразно выбирать анализатор с $K_6 = 0$, соответствующий одной из ветвей II. Если требуется большая светосила при сравнительно небольшой высоте щели источника, то выбирается энергоанализатор с $L_1 = 0$.

Из результатов расчета следует, что с уменьшением угла падения ϑ_0 при фиксированных α, r_1 и типе ветви для энергоанализаторов с указанными выше свойствами (стигмат, $M_g = 1, K_1 = K_4 = K_5 = 0$) источник и приемник приближаются к границе области, занятой полем, и, начиная с некоторого ϑ_0 , попадают в поле, причем ветвь II попадает в поле при меньших значениях ϑ_0 , чем ветвь I. В работе [4] были найдены для указанных выше значений α электронно-оптические параметры энергоанализаторов, принадлежащих ветвям II, у которых при $K_1 = K_4 = K_5 = K_6 = 0$ источник и приемник находятся близко к границе области, занятой полем зеркала, а значения относительной дисперсии по энергии D_0 близки к максимально возможным при положении источника и приемника вне поля ($\alpha = 45^\circ, D_0 = 6.33$). Ветви I для указанных в [4] значений α и ϑ_0 соответствуют энергоанализаторам с источником и приемником, находящимися в поле. В табл. 1 для энергоанализаторов, исследованных в [4], приведены значения коэффициентов L_1, L_5 и M_4 (в [4] они не определялись). Из табл. 1 и рис. 2 и 3 видно, что у энергоанализаторов с $K_6 = 0$ величины $|L_1/D|$ при заданном α меньше для меньшего ϑ_0 . Еще более значительно при убывании ϑ_0 уменьшается величина $|L_5/D|$ (табл. 1, рис. 2 и 4). Интересно отметить, что для систем с $\alpha = 20$ и 30° , представленных в табл. 1, коэффициент M_4 имеет разные знаки, а следовательно, при $\alpha = \alpha_k$ ($20^\circ < \alpha_k < 30^\circ$) может быть найден энергоанализатор с источником и приемником, расположенным близко к границе поля, представляющий собой телескопическую систему в направлении, перпендикулярном средней плоскости. При этом оказываются равными нулю все коэффициенты геометрических аберраций второго порядка. Как следует из табл. 1 и рис. 2 и 5, телескопические системы в направлении, перпендикулярном средней плоскости, с $K_6 = 0$ могут быть найдены и для любого $\alpha > \alpha_k$ подбором угла падения ϑ_0 . При этом с ростом α будет расти и ϑ_0 , вследствие чего источник и приемник будут удаляться от границы области, занятой полем зеркала. Для примера приведем параметры энергоанализатора с $\alpha = 30^\circ$, у которого отсутствуют геометрические аберрации второго порядка как в направлении дисперсии, так и в направлении, перпендикулярном средней плоскости: $\vartheta_0 = 19.0^\circ, r_1 = 0.2278, r_2 = 0.7288, x_m/R = 0.902, x_g/R = -0.093, \varphi_2/\varphi_1 = 0.3319, \varphi_3/\varphi_1 = 0.0745, D/R = -7.93, L_1/|D| = -23, L_5/|D| = -1.7$.

Изменение электронно-оптических свойств исследуемых энергоанализаторов

при увеличении угла падения ϑ_0 иллюстрирует табл. 2, в которой для двугранного угла α , равного 20° , и $\vartheta_0 = 30^\circ$ приведены параметры энергоанализаторов, принадлежащих ветвям I и II. Значения $r_2(r_1)$ при $\vartheta_0 = 24$ и 30° отличаются незначительно, причем на ветви I при фиксированном r_1 большему ϑ_0 соответствует меньшее значение r_2 , а на ветви II — большее. Величина r_{1n} с возрастанием ϑ_0 увеличилась. Характер зависимости $x_m(r_1)$ изменился примерно так же, как и зависимости $r_2(r_1)$. Так как энергия частиц в точке поворота осевой траектории с ростом ϑ_0 увеличивается, то вырастают и значения φ_2/φ_1 и φ_3/φ_1 . Расстояние от источника и приемника до границы поля при $\vartheta_0 = 30^\circ$ значительно увеличилось, а величина D/R осталась практически неизменной. Коэффициент K_6 стал отрицательным на обеих ветвях, а величина $|(K_6 R^2)/D|$ на промежутке изменения r_1 ($0.5-0.612$) значительно меньше, чем при $\vartheta_0 = 24^\circ$. Значения $|L_1/D|$, $|L_5/D|$ на ветвях I и II для фиксированного r_1 при $\vartheta_0 = 30^\circ$ возросли. Коэффициент L_1 по-прежнему вблизи $r_1 = r_{1n}$ проходит через нуль, изменяя знак. Условие телескопичности в направлении, перпендикулярном средней плоскости, для $\vartheta_0 = 30^\circ$ выполняется, если $r_1 \approx 0.2$, т. е. при меньшем значении r_1 , чем для $\vartheta_0 = 24^\circ$. Интерполируя данные, приведенные на рисунках и в табл. 2, можно прийти к выводу, что при $\alpha = 20^\circ$ и $\vartheta_0 \approx 28^\circ$ коэффициент K_6 будет близок к нулю на широком интервале изменения r_1 , включающем значение r_{1n} . Расчеты показали, что могут быть найдены условия, при которых одновременно равны нулю все геометрические аберрации второго порядка в направлении диспергирующего действия анализатора и сферическая аберрация третьего порядка, связанная с углом расходимости пучка в средней плоскости. Приведем пример такого энергоанализатора для $\alpha = 20^\circ$: $\vartheta_0 = 27.5^\circ$, $r_1 = 0.6043$, $r_2 = 0.8904$, $x_m/R = 0.917$; $x_g/R = -0.129$, $\varphi_2/\varphi_1 = 0.2858$, $\varphi_3/\varphi_1 = 0.1679$, $D/R = -4.22$, $L_5/|D| = -12$; $M_4 R = -1.5$. Энергоанализаторы с таким качеством фокусировки до сих пор не были известны.

Сравнивая данные, полученные в работах [1,4] и настоящей работе, с данными для лучших из известных энергоанализаторов (см., например, [5—12]), можно сделать вывод о том, что практическое использование трехэлектродных клиновидных энергоанализаторов с двуречным полем открывает новые возможности улучшения фокусирующих и диспергирующих свойств энерго- и масс-анализаторов самого различного назначения.

Список литературы

- [1] Гликман Л. Г., Голоскоков Ю. В., Исакова З. Д. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 1. С. 111—116.
- [2] Гликман Л. Г., Голоскоков Ю. В. // Деп. в КазНИИНТИ. № 3163. Алма-ата, 1990. 26 с.
- [3] Гликман Л. Г., Голоскоков Ю. В. // Деп. в КазНИИНТИ. № 3213. Алма-Ата, 1990. 40 с.
- [4] Гликман Л. Г., Голоскоков Ю. В., Исакова З. Д. и др. // ДАН СССР. 1990. Т. 312. № 4. С. 869—872.
- [5] Кельман В. М., Карецкая С. П., Сайченко Н. Ю., Федулina Л. В. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 11. С. 2140—2145.
- [6] Карецкая С. П., Сайченко Н. Ю. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 98—103.
- [7] Голицов Ю. К., Иванов В. Г., Коломенков В. Ю., Матышев А. А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 5. С. 1010—1012.
- [8] Баранова Л. А., Дьякова Г. Н., Явор С. Я. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 6. С. 1109—1113.
- [9] Фишкова Т. Я. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 7. С. 1358—1364.
- [10] Фишкова Т. Я. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 5. С. 925—929.
- [11] Фишкова Т. Я. // А. С. № 1597967. БИ. 1990. № 37.
- [12] Franzen W., Taaffe J. // J. Phys. E. 1980. Vol. 13. N 7. P. 719—723.