

01;10

©1994 г.

## КОНУСОВИДНАЯ АХРОМАТИЧНАЯ ПРИЗМА С ДВУМЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

*Л.Г.Гликман, И.Ф.Спивак-Лавров*

Актюбинский педагогический институт,  
463014, Актюбинск, Россия  
(Поступило в Редакцию 14 марта 1994 г.)

С использованием приближенных методов расчета проведен подбор параметров различных вариантов ахроматичной конусовидной призмы. Показано, что введение дополнительного электрода позволяет почти вдвое уменьшить энергию ионов в области магнитного поля призмы. Рассмотрены диспергирующие и фокусирующие свойства и aberrации призм, а также их пропускание.

Конусовидная ахроматичная призма была предложена в [1] в качестве диспергирующей системы призмленного масс-спектрометра [2], аналогичного по своей схеме призмленному светооптическому спектрометру, содержащему призму и коллиматорную и фокусирующую линзы. Конусовидной призмой мы называем такую конусовидную отклоняющую систему [3], для которой в направлении, перпендикулярном средней плоскости (в аксиальном направлении), выполняется условие телескопичности. При этом после прохождения поля призмы сохраняется параллельность объемного параллельного моноэнергетического пучка заряженных частиц, движущихся вблизи средней плоскости призмы и имеющих одинаковый удельный заряд. Напомним, что конусовидные отклоняющие системы осуществляют безабберационное отклонение параллельных плоских моноэнергетических и мономассовых пучков заряженных частиц, движущихся непосредственно в самой средней плоскости. Если параметры конусовидной отклоняющей системы подобраны таким образом, что для нее оказываются выполненными одновременно и условие телескопичности, и условие ахроматичности, сводящееся к равенству нулю угловой дисперсии по энергии  $D_{xp}$ , то такая система и является конусовидной ахроматичной призмой.

Один из вариантов конусовидной ахроматичной призмы был рассчитан в [4]. Согласно расчетам, эта призма обладает большой угловой дисперсией по массе  $D_m = 47.8$  рад на 100% изменения массы, что подтверждено экспериментальной проверкой, выполненной на макете

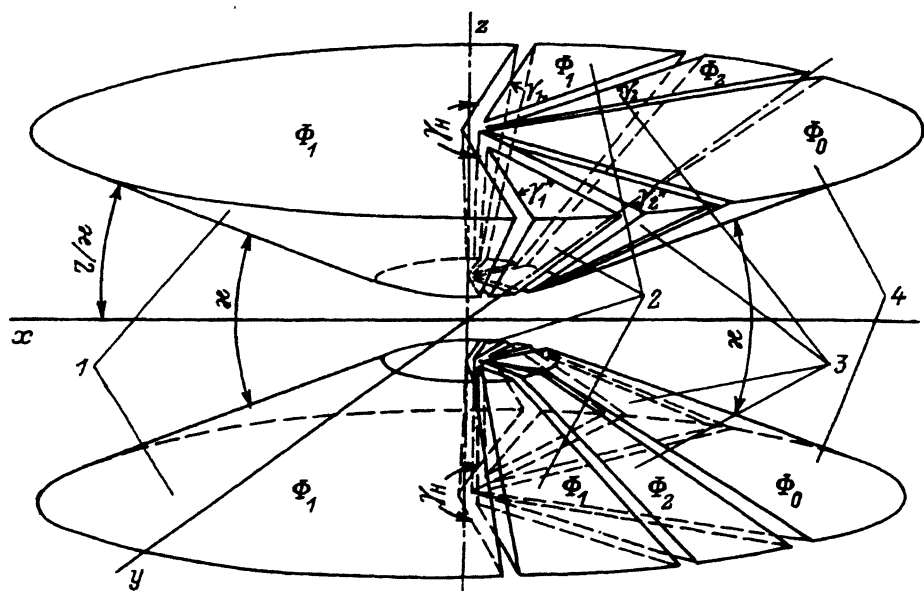


Рис. 1. Конусовидная призма с двумя дополнительными электродами. 1 — магнитные полюса, 2-4 — электроды, являющиеся одновременно магнитными экранами.

[5]. В аксиальном направлении она представляет собой телескопическую систему с тремя промежуточными линейными фокусами. Призма обладает небольшими угловыми геометрическими и хроматическими aberrациями [4,6], однако одновременное выполнение условий ахроматичности и телескопичности в ней достигается при почти семнадцатикратном увеличении энергии ионов в области магнитного поля, что существенно ограничивает величину максимальной анализируемой массы.

В настоящей работе рассчитаны некоторые варианты конусовидной ахроматичной призмы, отличающейся от призмы, рассмотренной в [4], наличием двух дополнительных электродов. Такая призма схематически представлена на рис. 1. Обращенные к средней плоскости поверхности полюсов магнита 1 и электродов 2-4, выполняющих одновременно роль магнитных экранов, совпадают с боковой поверхностью одного и того же прямого кругового конуса. Угол между образующей этого конуса и средней плоскостью обозначен через  $\kappa/2$ . На рис. 2 представлена проекция призмы на среднюю плоскость, совпадающую с плоскостью  $xy$  декартовой системы координат  $x, y, z$ , начало которой совмещено с полюсом 0 конической поверхности магнитных полюсов 1 и электродов 2-4. На рис. 2 показана также лежащая в средней плоскости призмы осевая траектория 5 пучка заряженных частиц. Магнитные полюса и электроды, а также осевая траектория симметричны относительно плоскости  $xz$ . На рисунках введены также обозначения для двугранных углов:  $\gamma_H$  — между перпендикулярными к средней плоскости плоскостями, проходящими через границы магнитных полюсов;  $\gamma_1$  — проходящими через границы магнитных полюсов и электродов 2;  $\gamma_2$  — проходящими через границы электродов 2, 3.  $\Psi_{a0}, \Psi_{cb}$  — углы ме-

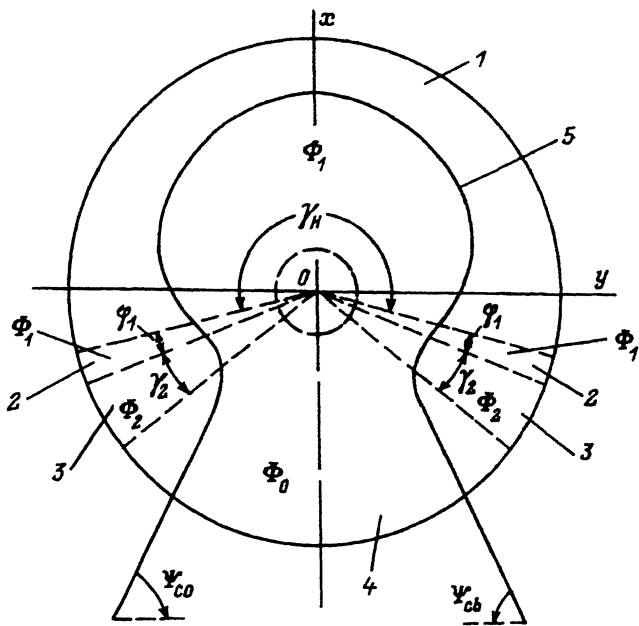


Рис. 2. Проекция конусовидной призмы на среднюю плоскость. 1 — магнитные полюса, 2-4 — электроды, являющиеся одновременно магнитными экранами, 5 — осевая траектория.

жду касательной к осевой траектории и осью  $y$  на входе в поле призмы и на выходе из него соответственно. Магнитные полюса 1 и электроды 2 находятся под потенциалом  $\Phi_1$ , дополнительные электроды 3 — под потенциалом  $\Phi_2$ , входной и выходной электроды 4 — под потенциалом  $\Phi_0$ .

Конусовидная ахроматичная призма, рассчитанная в [4], имеет следующие значения параметров:  $\kappa = 5^\circ$ ,  $\gamma_H = 208^\circ$ ,  $\gamma_1 = 43.38^\circ$ ,  $\gamma_2 = 0$ ,  $\Psi_{co} = -\Psi_{cb} = 81.76^\circ$ ,  $\Phi_2 = \Phi_1$ ,  $\Phi_1/\Phi_0 = 16.69$ ,  $k_H = 1.248$ , где  $k_H$  — кривизна осевой траектории в точке ее пересечения с осью  $x$ . Здесь и в дальнейшем при проведении численных расчетов зазоры между электродами и между магнитными полюсами и экранами считались бесконечно узкими и использовалась нормировка потенциала, при которой он равен нулю там, где равна нулю скорость частиц, движущихся по осевой траектории, а за единицу длины принято расстояние от полюса 0 до той точки осевой траектории, в которой она пересекает ось  $x$ .

В работе [7] получены простые формулы, позволяющие приближенно рассчитать параметры осевой траектории и дисперсионные свойства призмы, рассмотренной в [4]. Используя подход, развитый в [7], для конусовидной отклоняющей системы с двумя дополнительными электродами, учитывая симметрию поля и осевой траектории, получим следующие приближенные формулы для расчета ее угловых дисперсий по энергии и массе:

$$D_{xp} = \operatorname{tg} \sigma_b \left[ 1 - \frac{\Phi_0}{\Phi_2} (1 + \operatorname{ctg} \sigma_{2b}) D_1 \right], \quad (1)$$

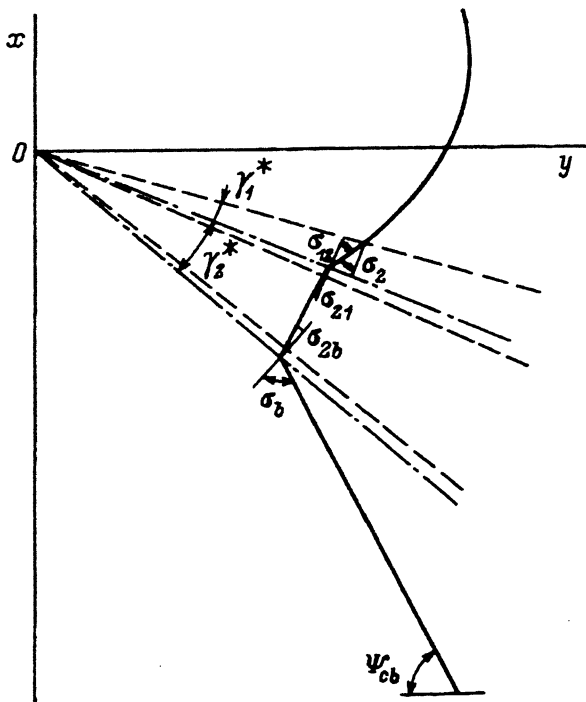


Рис. 3. Схема участка осевой траектории.

$$D_m = \operatorname{tg} \sigma_b \operatorname{ctg} \sigma_{2b} \operatorname{tg} \sigma_{21} \operatorname{ctg} \sigma_{12} D_{mH}. \quad (2)$$

Здесь

$$D_1 = \operatorname{tg} \sigma_{21} \left[ 1 - \frac{\Phi_2}{\Phi_1} (1 + \operatorname{ctg} \sigma_{12}) D_{mH} \right] \quad (3)$$

— угловая дисперсия по энергии системы без дополнительной пары электродов при условии, что  $\Phi_2 = \Phi_0$ ;  $D_{mH}$  — угловая дисперсия по массе только магнитного поля системы. На рис. 3 схематически в приближении закона Снеллиуса представлена часть осевой траектории, где обозначены углы  $\sigma_2, \sigma_{12}, \sigma_{21}, \sigma_{2b}, \sigma_b$ , а также углы  $\gamma_1^*$  и  $\gamma_2^*$ , определяющие положение эффективных преломляющих граней, соответствующих проекциям границ электродов, задаваемых углами  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ . Последние показаны на рис. 3 штриховыми линиями, так же как и граница магнитных полюсов, а эффективные преломляющие грани — штрихпунктиром. Через  $\sigma$  обозначается угол между касательной к осевой траектории и перпендикуляром к лучу, проведенному из полюса 0 в точку касания, а индексы при  $\sigma$  указывают на то, в каких точках осевой траектории берутся значения этого угла. Значение  $\sigma > 0$ , если осевая траектория удаляется от полюса 0, и  $\sigma < 0$  в противоположном случае.

На эффективных преломляющих гранях считается выполненным закон Снеллиуса

$$\frac{\sin \sigma_{21}}{\sin \sigma_{12}} = \sqrt{\frac{\Phi_1}{\Phi_2}}, \quad \frac{\sin \sigma_b}{\sin \sigma_{2b}} = \sqrt{\frac{\Phi_2}{\Phi_0}}. \quad (4)$$

В промежутках между эффективными преломляющими гранями участки осевой траектории предполагаются прямолинейными, поэтому

$$\sigma_{12} = \sigma_2 + \gamma_1^*, \quad \sigma_{2b} = \sigma_{21} + \gamma_2^*. \quad (5)$$

Используя соотношения (1) и (3)-(5), условие ахроматичности  $D_{xp}^* = 0$  запишем в виде

$$\frac{\sin(\sigma_2 + \gamma_1^*)}{\sqrt{\frac{\Phi_2}{\Phi_1} - \sin^2(\sigma_2 + \gamma_1^*)}} \left\{ \left[ \operatorname{ctg}(\sigma_2 + \gamma_1^*) D_{mH} + 1 \right] \frac{\Phi_2}{\Phi_1} - 1 \right\} + \left( 1 - \frac{\Phi_2}{\Phi_0} \right) \frac{\sin \sigma_b}{\sqrt{\frac{\Phi_2}{\Phi_0} - \sin^2 \sigma_b}} = 0. \quad (6)$$

В принятом в [7] приближении симметричная осевая траектория в магнитном поле системы при заданном угле  $\gamma_H$  однозначно определяется величиной кривизны  $k_H$ . В дальнейшем будем предполагать, что осевая траектория в магнитном поле системы такая же, как в [4,7], т.е. будем считать, что  $\gamma_H = 200^\circ$ , а  $k_H = 1.248$ . При этом вычисленные значения угла  $\sigma$ , взятого на пересечении осевой траектории с проекцией границы магнитных полюсов, и угловой дисперсии по массе магнитного поля системы равны  $\sigma = \sigma_2 = -31.83^\circ$  и  $D_{mH} = 3.727$  рад. Задавая значения углов  $\gamma_1^*$  и  $\sigma_b$  и отношение потенциалов  $\Phi_2/\Phi_0$ , с помощью соотношений (4)-(6) можно найти отношение потенциалов  $\Phi_2/\Phi_0$  и значение угла  $\gamma_2^*$ , при которых выполняется условие ахроматичности.

Из формулы (2) видно, что угловая дисперсия системы по массе  $D_m$  тем больше, чем больше угол  $\sigma_b$  и меньше угол  $\sigma_{2b}$ , поэтому при выборе параметров конусовидной ахроматичной призмы целесообразно использовать возможно большие значения угла  $\sigma_b$  и отношения потенциалов  $\Phi_2/\Phi_0$ . Рост дисперсии по массе обусловлен расширением пучка в электрическом поле перед входом в магнит. При этом растет поток напряженности магнитного поля через площадь, охватываемую пучком заряженных частиц, и в соответствии с общим критерием качества масс-анализаторов [8] усиливается диспергирующее действие поля призмы. В то же время для увеличения диапазона анализируемых масс желательнее, чтобы в области магнитного поля энергия частиц принимала возможно меньшие значения. Для этого необходимо, чтобы возможно меньшим было отношение потенциалов  $\Phi_1/\Phi_0$ .

Расчеты проводились для значений угла  $\gamma_1$ , равных 0, 2, 5 и  $10^\circ$ . Для каждого из этих углов путем варьирования значений  $\sigma_b$  и  $\Phi_2/\Phi_0$  находились ахроматичные системы, определенные заданными и вычисленными по формулам (4)-(6) значениями параметров. Затем диспергирующие и фокусирующие свойства этих конусовидных ахроматичных систем рассчитывались с помощью корпускулярно-оптической теории, изложенной в [4], и из этих систем отбирались ахроматичные конусовидные призмы. При этом условие ахроматичности считалось выполненным, если имело место неравенство  $D_{xp} < 10^{-4}$ , а условие телескопичности — если заднее фокусное расстояние в аксиальном направлении было по модулю больше 2000. Расстояния  $\rho_0$  и  $\rho_b$  от полюса 0 до начальной и конечной точек осевой траектории было выбрано

равным 2. Электрическое и магнитное поля системы рассчитывались по формулам, приведенным в [6].

При расчете учитывалось, что эффективные преломляющие грани смещены относительно соответствующих им проекций границ электродов в сторону электрода с меньшим потенциалом. В связи с этим  $\gamma_1 = \gamma_1^* + \Delta\gamma_1$ ,  $\gamma_2 = \gamma_2^* - \Delta\gamma_1 - \Delta\gamma_2$ , где  $\Delta\gamma_1$ ,  $\Delta\gamma_2$  — величины смещений соответствующих эффективных преломляющих граней относительно проекций границ электродов. Так же как в [7], считалось, что относительное смещение  $\Delta\gamma/\kappa$  эффективных преломляющих граней определяется положением экстремумов функции  $(\ln \Phi(\psi))'$  и зависит от отношения потенциалов на смежных электродах. Здесь  $\psi$  — полярный угол, отсчитываемый от оси  $x$  по часовой стрелке:  $\Phi(\psi)$  — распределение электростатического потенциала в средней плоскости; штрихом обозначаются производные по  $\psi$ .

Результаты расчетов представлены в табл. 1 и 2. В табл. 1 приведены значения углов  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , отношения потенциалов  $\Phi_1/\Phi_0$  и  $\Phi_2/\Phi_0$ , а также вычисленные по приближенным и точным формулам значения угловой дисперсии по массе  $D_m$  и угла  $\Psi_{c0}$ . В этой таблице даны также значения прицельного параметра  $\rho_0$ , равного расстоянию от полюса 0 до прямой, совпадающей с начальным прямолинейным участком осевой траектории, и длина  $s_b$  последней от точки входа  $\rho_0, \psi_0$  до точки выхода  $\rho_b, \psi_b$  из призмы. В табл. 2 приведены значения  $\Delta\gamma_1/\kappa, \Delta\gamma_2/\kappa$  и угла  $\sigma_b$ , использованные в приближенных расчетах, а также величина полярного угла  $\psi_b$ . Во всех рассмотренных случаях осевая траектория симметрична относительно плоскости  $xz$  и  $\Psi_{cb} = -\Psi_{c0}, \psi_0 = -\psi_b$ . Напомним значения параметров, одинаковые для всех рассчитанных призм  $\kappa = 5^\circ, \gamma_H = 208^\circ, k_H = 1.248, \rho_0 = \rho_b = 2.000$ . В табл. 1 и 2 под порядковым номером 9 для удобства сравнения характеристик призм приведены также данные для призмы, рассчитанной в [4].

Как видно из табл. 1, каждому значению угла  $\gamma_1$  соответствуют две призмы. Одна из них представляет собой телескопическую в аксиальном направлении систему с четырьмя промежуточными линейными фокусами, а другая — с пятью. Таким образом, если в отсутствие дополнительных электродов при заданных  $\gamma_H$  и  $\kappa$ , определяющих геометрию магнитных полюсов, удастся осуществить только одну ахроматичную конусовидную призму с симметричной осевой траекторией (призма, рассчитанная в [4], то с введением дополнительных электродов количество различных вариантов такой призмы даже при заданной траектории в магнитном поле становится бесконечным. Это объясняется появлением двух новых параметров  $\gamma_2$  и  $\Phi_2/\Phi_0$ , характеризующих дополнительные электроды.

Из приведенных данных видно, что, за исключением  $D_m$  и  $\Psi_{c0}$ , все параметры призм, полученные из приближенных формул и теории, изложенной в [4], очень хорошо совпадают, а различия в значениях  $D_m$  и  $\Psi_{c0}$  не превосходят, как правило, нескольких процентов.

У всех рассчитанных призм отношение потенциалов  $\Phi_1/\Phi_0$  меньше, чем у призмы 9, причем у пятифокусных систем оно меньше, чем у четырехфокусных. Наименьшее отношение потенциалов  $\Phi_1/\Phi_0 = 8.8889$  соответствует призме 2. Это значит, что в этой призме максимальная анализируемая масса при одинаковой начальной энергии ионов может быть примерно в два раза больше, в чем в призме 9, причем конструк-

Таблица 1. Геометрические и полевые параметры призм и их основные характеристики

Номер призмы	$\gamma_1$ , град	Количество фокусов	$\gamma_2$ , град	$\Phi_1/\Phi_0$	$\Phi_2/\Phi_0$	$D_m$ , рад	$D_m$ (прибл.), рад	$\Psi_{c0}$ , град	$\Psi_{c0}$ (прибл.), град	$p_0 \cdot 10$	$s_b$
1	0.000	4	25.535	11.605	32.000	24.4	24.3	72.736	68.7	2.758	6.811
2	0.000	5	21.563	8.8889	37.732	34.8	35.2	59.496	53.2	1.688	6.654
3	2.000	4	25.075	12.649	32.260	25.1	25.0	75.163	71.3	2.794	6.868
4	2.000	5	20.833	9.4768	38.820	36.2	36.8	60.975	54.6	1.677	6.701
5	5.000	4	23.872	18.457	32.450	27.2	27.0	76.270	72.4	2.662	6.921
6	5.000	5	20.226	10.417	38.620	39.4	39.2	63.242	57.2	1.616	6.778
7	10.00	4	20.985	13.878	33.326	32.1	31.5	75.416	71.3	2.290	6.967
8	10.00	5	18.911	11.852	37.670	45.2	43.2	66.449	60.9	1.502	6.885
9	43.38	3	0.0000	16.690	16.690	47.8	45.0	81.764	78.4	1.684	7.186

Таблица 2. Дополнительные параметры, используемые в расчетах

Номер призмы	$\Delta\gamma_1/\kappa \cdot 10^2$	$\Delta\gamma_2/\kappa \cdot 10^2$	$\sigma_b$ , град	$\psi_b$ , град
1	10.29	35.47	62.574	154.81
2	14.68	37.19	74.216	144.66
3	9.496	35.55	61.588	157.13
4	14.32	37.48	74.088	146.16
5	8.926	35.61	62.272	158.62
6	13.30	37.44	73.917	148.61
7	8.886	35.89	65.480	158.84
8	11.73	37.16	73.866	152.14
9	0.000	28.72	70.765	166.93

тивно она не отличается от последней, так как  $\gamma_1$  для нее равняется нулю. По угловой дисперсии  $D_m$  эта призма несколько уступает другим пятифокусным призмам и призме 9, но тем не менее по этому показателю она более чем на порядок превосходит диспергирующую систему симметричного призмного масс-спектрометра [2]. Используя ахроматичные конусовидные призмы можно создавать очень компактные масс-анализаторы с высокой разрешающей способностью и чувствительностью.

Расчет аббераций второго порядка конусовидных ахроматичных призм проводился по формулам работы [9]. Произвольная траектория пучка в предметной плоскости  $P$ , перпендикулярной к осевой траектории в точке входа  $\rho_0, \psi_0$ , задавалась шестью малыми параметрами  $\varepsilon_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$ ):  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_3$  — линейные отклонения от осевой траектории в направлении дисперсии и в аксиальном направлении соответственно;  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_4$  — тангенсы углов наклона к осевой траектории проекций произвольной траектории на среднюю плоскость и на перпендикулярную к ней плоскость, проходящую через прямолинейный участок осевой траектории на входе в поле призмы;  $\varepsilon_5$  и  $\varepsilon_6$  — относительные отклонения по энергии и массе соответственно.

В плоскости  $Q$ , перпендикулярной к осевой траектории в точке выхода  $\rho_b, \psi_b$ , угол  $\Psi_b$  наклона к оси  $y$  проекции на среднюю плоскость произвольной траектории пучка можно представить в виде

$$\Psi_b = -\Psi_{c0} - \frac{\varepsilon_1}{f_x} + \Gamma_x \varepsilon_2 + D_{xp} \varepsilon_5 + D_m \varepsilon_6 + \Delta\Psi_b. \quad (7)$$

Здесь  $f_x$  и  $\Gamma_x$  — соответственно фокусное расстояние и угловое увеличение в средней плоскости, а  $\Delta\Psi_b$  — суммарная угловая абберация.  $\Delta\Psi_b$  является наиболее существенной абберацией призмы, влияющей на разрешение призмного спектрометра. Для нее с учетом членов только второго порядка малости можно записать следующее выражение:

$$\begin{aligned} \Delta\Psi_b = & A_{11}\varepsilon_1^2 + A_{12}\varepsilon_1\varepsilon_2 + A_{15}\varepsilon_1\varepsilon_5 + A_{16}\varepsilon_1\varepsilon_6 + A_{22}\varepsilon_2^2 + A_{25}\varepsilon_2\varepsilon_5 + \\ & + A_{26}\varepsilon_2\varepsilon_6 + A_{33}\varepsilon_3^2 + A_{34}\varepsilon_3\varepsilon_4 + A_{44}\varepsilon_4^2 + A_{55}\varepsilon_5^2 + A_{56}\varepsilon_5\varepsilon_6 + A_{66}\varepsilon_6^2, \quad (8) \end{aligned}$$



**Таблица 3.** Параксиальные параметры призм и некоторые аберрационные коэффициенты

Номер призмы	$k_b \cdot 10^5$	$f_x \cdot 10^{-1}$	$\Gamma_x \cdot 10$	$-l_1$	$-l_2$	$A_{11} \cdot 10^3$	$A_{12} \cdot 10^3$	$A_{15} \cdot 10^4$	$-A_{16} \cdot 10$	$A_{25} \cdot 10^4$
1	2.239	320.6	9.996	2.889	3.188	8.21	23.9	6.11	1.19	8.57
2	1.29.7	3.195	9.625	2.545	20.27	194.	485.	305.	136.	341.
3	1.380	1840.	9.999	2.932	3.170	4.23	12.7	2.60	0.68	2.41
4	115.0	3.593	9.658	2.574	21.42	175.	443.	273.	128.	312.
5	1.688	616.4	9.997	2.936	3.211	-0.96	-2.76	0.49	0.88	-0.27
6	111.0	3.589	9.655	2.604	18.06	191.	488.	281.	141.	322.
7	5.713	101.7	9.985	2.881	3.402	15.7	44.8	13.9	4.52	18.8
8	118.7	30.89	9.598	2.636	8.756	208.	536.	323.	188.	373.
9	43.38	9.892	9.863	2.773	3.661	102.	281.	117.	66.2	152.

**Таблица 4.** Аберрационные коэффициенты призм

Номер призмы	$-A_{22}$	$A_{26}$	$-A_{33} \cdot 10^3$	$-A_{34} \cdot 10^2$	$A_{44}$	$-A_{55} \cdot 10$	$A_{56}$	$-A_{66} \cdot 10^{-1}$
1	1.92	47.1	0.36	-0.25	-1.40	3.22	16.7	57.2
2	3.60	117.	272.	143.	33.0	4.94	25.8	229.
3	1.83	46.0	16.7	-5.26	-1.38	3.15	17.1	57.6
4	3.60	123.	242.	122.	38.3	4.95	26.8	246.
5	1.93	52.2	31.0	-10.0	-1.34	3.26	18.7	70.8
6	3.63	135.	242.	105.	33.5	5.10	29.3	296.
7	2.34	75.3	6.44	1.52	-1.28	3.70	22.7	121.
8	3.78	160.	279.	87.5	11.8	5.41	33.8	407.
9	3.27	156.	88.7	23.2	-1.38	4.90	35.8	391.

где  $A_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, \dots, 6$ ) — абберационные коэффициенты второго порядка.

Для произвольных конических отклоняющих систем при расположении плоскостей  $P$  и  $Q$  в области, где поле полностью отсутствует,  $f_x$  обращается в бесконечность, а коэффициенты  $A_{11}$ ,  $A_{12}$ ,  $A_{15}$  и  $A_{16}$ , как показано в [10], равны нулю. Кроме того, при дополнительном условии симметрии, лежащей в средней плоскости осевой траектории пучка, должно быть точно равно единице угловое увеличение  $\Gamma_x$ , а для абберационных коэффициентов  $A_{25}$  и  $A_{26}$  справедливы следующие соотношения:

$$A_{25} = D_{xp} A_{22}, \quad (9)$$

$$A_{26} = D_m A_{22}. \quad (10)$$

Из формулы (9) следует, что если конусовидная отклоняющая система ахроматична, то обращается в нуль абберационный коэффициент  $A_{25}$  [11]. На самом деле у рассчитанных призм в области точек входа и выхода осевой траектории имеется незначительное остаточное поле. Влияние этого поля приводит к тому, что перечисленные равенства в плоскости  $Q$  выполняются лишь приближенно. Вычисленные значения параметров  $f_x$ ,  $\Gamma_x$  и абберационных коэффициентов  $A_{11}$ ,  $A_{12}$ ,  $A_{15}$ ,  $A_{16}$  и  $A_{25}$  для всех рассмотренных призм даны в табл. 3, где также приведены характеризующая остаточное поле величина кривизны  $k_b$  осевой траектории в точке выхода  $\rho_b$ ,  $\psi_b$ . Отметим, что в реальных призмах из-за конечных размеров полезадающих поверхностей поле вблизи края призмы будет спадать быстрее, что должно обеспечить более быстрый выход осевой траектории из поля призмы.

В табл. 3 приведены также расстояния  $l_1$ ,  $l_2$  от плоскости  $Q$  до двух перпендикулярных осевой траектории гауссовых плоскостей, отвечающих расположению предмета в плоскости  $P$ . Первая гауссова плоскость соответствует фокусирующему действию поля призмы в средней плоскости, а вторая — в аксиальном направлении. Знак “-” при  $l_1$ ,  $l_2$  означает, что возникающие в гауссовых плоскостях изображения мнимые.

Значения остальных угловых абберационных коэффициентов второго порядка даны в табл. 4. Из этой таблицы и табл. 1 видно, что

**Таблица 5.** Суммарные азимутальные угловые абберации, связанные с выходом частиц из средней плоскости

Номер призмы	$\epsilon_{3п} \cdot 10^3$	$\epsilon_{3а} \cdot 10^3$	$-\Delta\Psi_{3а} \cdot 10^3$	$\epsilon_{4а} \cdot 10^3$	$-\Delta\Psi_{4а} \cdot 10^3$
1	0.40	5.00	3.10	3.17	3.13
2	3.30	20.2	43.0	2.82	43.3
3	0.38	4.71	3.09	3.01	3.17
4	3.10	19.0	36.6	2.57	40.7
5	0.50	5.68	3.24	3.58	3.29
6	3.30	19.8	36.4	3.03	40.0
7	1.10	10.5	3.91	6.25	4.23
8	4.70	25.8	36.9	7.00	41.8
9	2.30	15.3	5.40	8.31	6.32

соотношение (10) для всех призм выполняется с хорошей точностью. Расчет абберационных коэффициентов более высокого порядка показал, что их учет существен лишь для тех видов аббераций, которые связаны с выходом частиц из средней плоскости.

Путем интегрирования точных уравнений траекторий определялась область пропускания рассчитанных конусовидных ахроматичных призм в аксиальном направлении и вычислялась полная абберация  $\Delta\Psi_b$  в граничных точках этой области. Область пропускания в фазовом пространстве  $\varepsilon_3, \varepsilon_4$  представляет собой полосу, ограниченную двумя линиями, которые в широком диапазоне изменения  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_4$  с высокой степенью точности представляют собой отрезки прямых. Одна из этих прямых проходит через точки  $\varepsilon_{3a}, 0$  и  $0, \varepsilon_{4a}$ , а другая — через точки  $-\varepsilon_{3a}, 0$  и  $0, -\varepsilon_{4a}$ . В табл. 5 даны значения  $\varepsilon_{3a}$  и  $\varepsilon_{4a}$  для всех исследованных ахроматичных призм, а также значения  $\Delta\Psi_b = \Delta\Psi_{3a}$ , соответствующие  $\varepsilon_3 = \varepsilon_{3a}, \varepsilon_4 = 0$  при  $i \neq 3$ , и  $\Delta\Psi_b = \Delta\Psi_{4a}$ , соответствующие  $\varepsilon_4 = \varepsilon_{4a}, \varepsilon_3 = 0$  при  $i \neq 4$ . Значения  $\Delta\Psi_{3a}$  и  $\Delta\Psi_{4a}$  для каждой из призм различаются незначительно. Из полученных результатов следует, что величина полной абберации  $\Delta\Psi_b$  при  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_5 = \varepsilon_6 = 0$  мало изменяется и в тех случаях, когда значения  $\varepsilon_3, \varepsilon_4$  принадлежат другим граничным точкам полосы пропускания. Интересно отметить, что для значений  $\varepsilon_3, \varepsilon_4$ , лежащих внутри указанной области на отрезках прямых, параллельных границам полосы пропускания, величина абберации  $\Delta\Psi_b$  также почти не изменяется. Значениям  $\varepsilon_3, \varepsilon_4$ , лежащим на отрезках прямых, проходящих через точки  $\varepsilon_{3п}, 0$  и  $-\varepsilon_{3п}, 0$  параллельно граничным прямым, соответствуют траектории, координата  $z$  которых отличается от ее параксиального значения не более чем на 10%. Значения  $\varepsilon_{3п}$  также приведены в табл. 5.

Пользуясь результатами расчетов, приведенными в данной работе, можно выбрать призму, наилучшим образом согласующуюся с источником ионов, применяемым при решении конкретной задачи.

### Список литературы

- [1] Спивак-Лаэров И.Ф. А.С. № 671582. В.И. 1982. № 36.
- [2] Кельман В.М., Карецкая С.П., Федулina Л.В., Якушев Е.М. Электронно-оптические элементы призмных спектрометров заряженных частиц. Алмата, 1979. 232 с.
- [3] Гликман Л.Г. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 10. С. 1986–1991.
- [4] Гликман Л.Г., Спивак-Лаэров И.Ф. // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1985. Вып. 2. С. 75–83.
- [5] Виноградова С.А., Спивак-Лаэров И.Ф., Типисев С.Я. // Тез. докл. IV Всесоюз. конф. по масс-спектропии. Секция 1. Сумы, 1986. С. 34–35.
- [6] Доскеев Г.А., Спивак-Лаэров И.Ф. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 144–153.
- [7] Кизнер А.М., Радченко В.В., Спивак-Лаэров И.Ф. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 9. С. 150–153.
- [8] Гликман Л.Г., Спивак-Лаэров И.Ф. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 13. С. 26–29.
- [9] Гликман Л.Г., Спивак-Лаэров И.Ф., Шектыбаев А.К. Деп. в КазгосИНТИ. № 3979-Ка93. Алматы, 1993. 16 с.
- [10] Гликман Л.Г., Спивак-Лаэров И.Ф., Шектыбаев А.К. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 2. С. 145–151.
- [11] Кизнер А.М., Спивак-Лаэров И.Ф. Современные методы расчета электронно-оптических систем. Матер. VIII Всесоюз. семинара. Л., 1986. С. 81.