

УДК 537.533.3

О. А. БАЙСАНОВ, Г. А. ДОСКЕЕВ, И. Ф. СПИВАК-ЛАВРОВ

МАСС-СПЕКТРОМЕТР С СЕКТОРНЫМ ОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ПРИЗМОЙ

Рассмотрена схема масс-спектрометра с двойной фокусировкой, в которой совместно с секторным однородным магнитным полем используется трехэлектродная электростатическая призма. Электростатическая призма подобрана таким образом, чтобы одновременно с ахроматизацией обеспечить максимальное расширение ионного пучка перед входом в магнит, что позволяет значительно увеличить параметр «качество» масс-спектрометра. Приведен расчет характеристик предложенного масс-спектрометра в параксиальном приближении.

Масс-спектрометры с большим разрешением включают в себя электростатическую систему, обеспечивающую фокусировку ионного пучка по энергии. В масс-спектрометрах с секторным однородным магнитным полем в качестве такой ахроматизирующей системы обычно используются цилиндрический, сферический или тороидальный конденсаторы [1, 2]. В работе [3] в качестве ахроматизирующего элемента предложена электростатическая призма в симметричном режиме. Электрические поля этих систем совместно с секторным магнитным полем позволяют создать ахроматичный масс-спектрометр, имеющий нулевую дисперсию по энергии $D_{xp} = 0$. При этом в масс-спектрометре осуществляется двойная фокусировка пучка – по энергии и направлению.

Разрешающая способность статического масс-спектрометра определяется выражением (см., например, [2])

$$R = \frac{D_m}{|M|S_u + S_d + \Delta_a}, \quad (1)$$

где S_u и S_d – ширины щелей источника и приемника ионов соответственно, D_m – линейная дисперсия по массе, Δ_a – суммарная линейная абберация в средней плоскости, M – линейное увеличение в направлении, параллельном средней плоскости. Для получения максимального разрешения оптимальным является режим, при котором $S_d = |M|S_u + \Delta_a$. В этом случае для разрешения можно записать следующее выражение:

$$R = \frac{D_m}{2(|M|S_u + \Delta_a)}. \quad (2)$$

Из формулы (2) видно, что возрастания разрешения R можно достичь, повышая дисперсию по массе D_m или уменьшая линейное увеличение $|M|$. Для сравнения эффективности различных статических масс-спектрометров со средней плоскостью, являющейся плоскостью симметрии электрического и антисимметрии магнитного полей анализатора, используют величину Q , которую называют параметром «качество» (см., например, [4, 5]). Она задается формулой

$$Q = R_{\max} 2\alpha_u S_u, \quad (3)$$

где $2\alpha_u$ – радиальный угол расходимости частиц в пучке, а R_{\max} – максимальное разрешение, для которого можно записать следующую формулу:

$$R_{\max} = \frac{D_m}{S_u |M|}. \quad (4)$$

Подставив (4) в (3), найдем

$$Q = \frac{D_m}{|M|} 2\alpha_u. \quad (5)$$

Таким образом, при одной и той же радиальной угловой расходимости пучка «качество»

определяется отношением $\frac{D_m}{|M|}$. В случае масс-

спектрометров с секторным однородным магнитным полем удобнее использовать безразмерную величину

$$K = \frac{D_m}{|M|r_0}. \quad (6)$$

В последней формуле r_0 – радиус кривизны траектории в магнитном поле.

В работе [6] получен простой эвристический принцип, характеризующий параметр «качество». Согласно этому принципу величина Q пропорциональна потоку вектора магнитной индукции, пронизывающему параллельный на входе однородный ленточный пучок ионов. Для того чтобы увеличивать этот поток, необходимо максимально расширять пучок перед входом в магнитное поле. У одного из лучших современных статических масс-спектрометров [2]: $D_m/r_0 = 1,0033$, $M = 0,1769$ и $K = 5,6724$. В этом масс-спектрометре уменьшение $|M|$ достигается за счет расширения пучка в средней плоскости магнита с помощью 3-х квадрупольных линз, а ахроматизация осуществляется с помощью тороидального конденсатора и еще 2-х квадрупольных линз, что значительно усложняет конструкцию и настройку масс-спектрометра.

В работе [3] для ахроматизации используется расположенная перед магнитом электростатическая призма в симметричном режиме. При этом линейное увеличение призмы $M_e = 1$, и она не обеспечивает расширение пучка перед входом в магнит. Уменьшения линейного увеличения масс-

спектрометра $|M|$ можно достичь, используя электростатическую призму в несимметричном режиме, обеспечивающем максимальное расширение пучка перед входом в магнитное поле. При этом удается не только добиться ахроматизации, но и значительно уменьшить линейное увеличение $|M|$ и таким образом повысить параметр «качество» масс-спектрометра. Такой масс-спектрометр схематически изображен на рис. 1, где показан также ход пучка ионов, имеющих одинаковую массу и энергию, в масс-спектрометре. Цифрой 1 на рис. 1 обозначена щель источника ионов, 2, 3 и 4 – электроды электростатической призмы с потенциалами V_0 , V и V_0 соответственно, 5 – полюса секторного магнита, 6 – щель приемника ионов. Выходящий из точки А ионного источника расходящийся пучок ионов сначала ускоряется в $\frac{V}{V_0}$ раз, преломляясь на границе электродов

2, 3, затем замедляется во столько же раз на границе электродов 3, 4 и попадает в секторное однородное магнитное поле 5, фокусирующее его в щель 6 приемника ионов. После прохождения

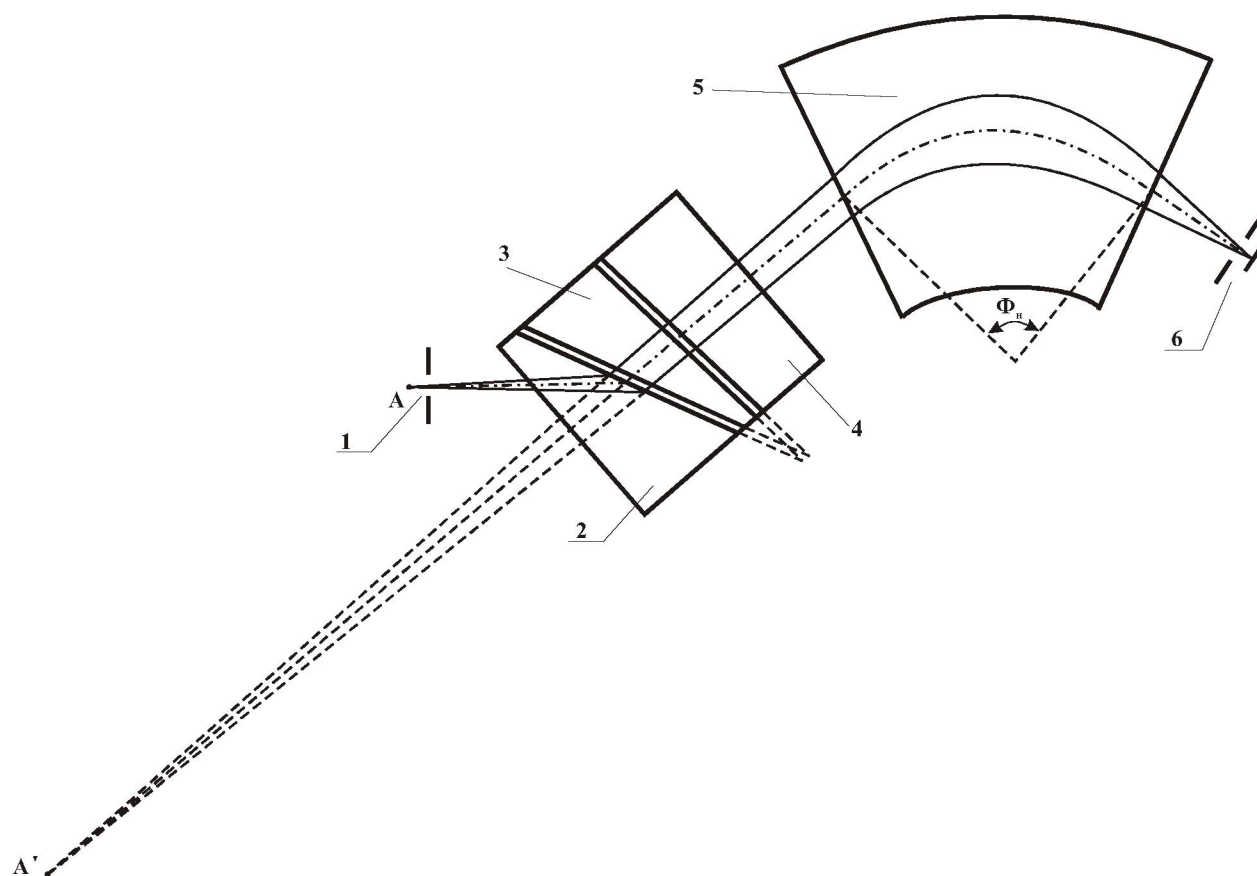


Рис. 1. Схема масс-спектрометра

призмы пучок заметно расширяется, что обеспечивает уменьшение линейного увеличения $|M|$ масс-спектрометра. При этом, как видно из рис. 1, мнимое изображение источника ионов A' удаляется достаточно далеко от магнита.

Рассчитаем характеристики предложенного масс-спектрометра, рассматривая секторный магнит в приближении резкой границы для магнитного поля, а электростатическую призму в приближении закона Снеллиуса:

$$\frac{\sin i}{\sin j} = \sqrt{\frac{V}{V_0}}. \quad (7)$$

В формуле (7) i, j – соответственно угол падения и преломления пучка на передней эффективной преломляющей грани призмы. Будем считать, что преломляющий угол призмы $\gamma_e = j$, так как при этом обеспечивается максимальное расширение пучка в электрическом поле призмы. Для линейного M_e и углового Γ_e увеличений призмы получим следующие приближенные формулы:

$$M_e = \frac{\cos j}{\cos i}, \quad \Gamma_e = \frac{\cos i}{\cos j}. \quad (8)$$

Очевидно, что при этом автоматически выполняется соотношение Лагранжа–Гельмгольца $M_e \Gamma_e = 1$, а расстояние l_u^* от второй грани до мнимого изображения источника в призме определится формулой

$$l_u^* = \frac{1}{\Gamma_e} (M_e l_u + \Gamma_{e1} r_e \sin j), \quad (9)$$

где r_e задает размеры призмы, а Γ_{e1} – угловое увеличение первой грани призмы, которое определяется выражением

$$\Gamma_{e1} = \frac{\text{ctg } i}{\text{ctg } j}. \quad (10)$$

Выражение для угловой дисперсии призмы по энергии D'_e в этом приближении легко получить, используя результаты работы [7],

$$D'_e = \frac{1}{2} \text{tg } j \sqrt{\frac{V}{V_0}} \left(1 - \frac{V_0}{V} \right). \quad (11)$$

Траектории частиц пучка в секторном однородном магнитном поле могут быть описаны простым дифференциальным уравнением, которое следует из общего уравнения, приведенного в работе [8],

$$q'' + \frac{1}{r_0^2} q = -\frac{1}{2r_0} \varepsilon - \frac{1}{2r_0} \gamma. \quad (12)$$

Здесь q – криволинейная координата, характеризующая отклонение от осевой траектории пучка, по которой движутся частицы со средней массой и энергией; r_0 – радиус кривизны осевой траектории в магнитном поле; ε и γ – относительные изменения энергии и массы соответственно; штрихи обозначают дифференцирование по длине дуги траектории s . Общее решение этого уравнения может быть записано в следующем виде:

$$q(s) = \left(q_0 + \frac{r_0}{2} \varepsilon + \frac{r_0}{2} \gamma \right) \cos \frac{s}{r_0} + q'_0 r_0 \sin \frac{s}{r_0} - \frac{r_0}{2} \varepsilon - \frac{r_0}{2} \gamma, \quad (13)$$

где q_0 и q'_0 – задают начальные значения для произвольной траектории на входе в магнитное поле. Используя решение (13), на выходе из магнитного поля получаем

$$q_s = \left(q_0 + \frac{r_0}{2} \varepsilon + \frac{r_0}{2} \gamma \right) \cos \Phi_H + q'_0 r_0 \sin \Phi_H - \frac{r_0}{2} \varepsilon - \frac{r_0}{2} \gamma, \quad (14)$$

$$q'_s = -\frac{1}{r_0} \left(q_0 + \frac{r_0}{2} \varepsilon + \frac{r_0}{2} \gamma \right) \sin \Phi_H + q'_0 \cos \Phi_H. \quad (15)$$

В последних формулах Φ_H – угол поворота осевой траектории в магнитном поле.

В принятом приближении будем считать участки траекторий между электростатической призмой и магнитом, а также на выходе из магнита прямолинейными. Обозначая через L расстояние от призмы до магнита, полагая $\varepsilon = \gamma = 0$ и задавая в формулах (14) и (15) на входе в магнит значения

$$q_0 = (l_u M_e + \Gamma_{e1} r_e \sin j + \Gamma_e L) \alpha_u = A \alpha_u, \quad q'_0 = \Gamma_e \alpha_u, \quad (16)$$

получаем следующее выражение, определяющее положение изображения в масс-спектрометре:

$$l_d = \frac{q_s}{-q'_s} = \frac{A \cos \Phi_H + \Gamma_e r_0 \sin \Phi_H}{\frac{A}{r_0} \sin \Phi_H - \Gamma_e \cos \Phi_H}. \quad (17)$$

Для получения условия ахроматичности положим $\gamma = 0$, а q_0 и q'_0 представим в виде

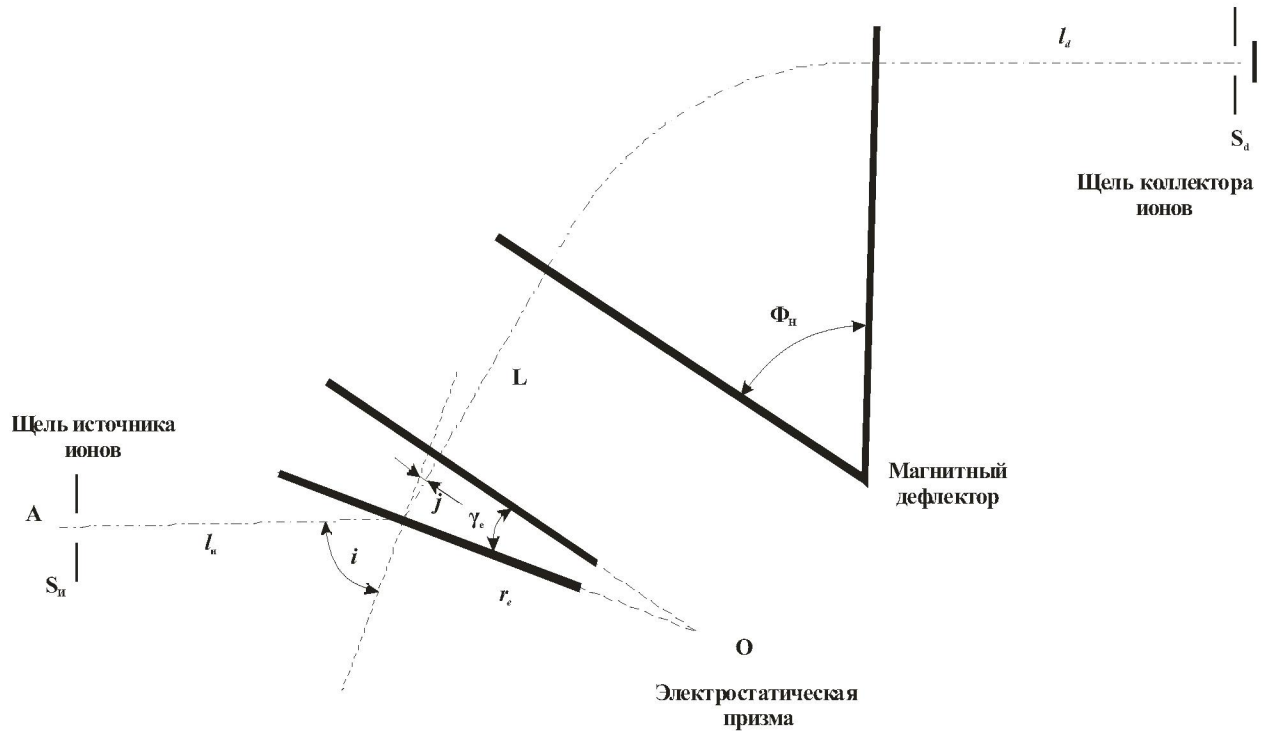


Рис. 2

$$q_0 = (L D'_e + D'_{e1} r_e \sin j) \varepsilon = B \varepsilon, \quad q'_0 = D'_e \varepsilon. \quad (18)$$

Здесь угловая дисперсия по энергии первой грани призмы D'_{e1} определяется выражением

$$D'_{e1} = \frac{\operatorname{tg} j}{2} \left(1 - \frac{V_0}{V} \right). \quad (19)$$

Подставив (18) в формулы (14) и (15), запишем условие фокусировки по энергии в виде

$$l_d = \frac{q_\varepsilon}{-q'_\varepsilon} = \frac{\left(B + \frac{r_0}{2} \right) \cos \Phi_H + D'_e r_0 \sin \Phi_H - \frac{r_0}{2}}{\left(\frac{B}{r_0} + \frac{1}{2} \right) \sin \Phi_H - \Gamma_e \cos \Phi_H}. \quad (20)$$

Приравняв выражения (17) и (20), запишем условие ахроматичности в виде

$$\frac{L}{r_0} = \operatorname{ctg} \Phi_H - \frac{1}{\sin \Phi_H} \left(1 + \frac{D'_{e1} r_e \sin j}{r_0} \right) + \frac{M_e l_u + \Gamma_e r_e \sin j}{\Gamma_e r_0} \left(\frac{2 D'_e}{\sin \Phi_H} - 1 \right). \quad (21)$$

Аналогично, полагая $\varepsilon = q_0 = q'_0 = 0$, для дисперсии по массе получим выражение

$$D_m = \frac{r_0}{2} \left(1 - \cos \Phi_H + \frac{l_d}{r_0} \sin \Phi_H \right). \quad (22)$$

Определив линейное увеличение магнита отношением $\frac{l_d}{l_u^* + L}$, для линейного увеличения масс спектрометра получим следующее выражение:

$$M = \frac{l_d M_e}{l_u^* + L}. \quad (23)$$

Полученные выше формулы позволяют проводить приближенный расчет характеристик масс-спектрометра. Так, электростатическая призма полностью задается четырьмя параметрами:

углом падения i , отношением потенциалов $\frac{V}{V_0}$,

расстоянием до источника ионов l_u и размером r_e . В дальнейшем все размеры будем задавать в

единицах r_0 . Полагая $I = 65^\circ$, $\frac{V}{V_0} = 10$, $l_u = 2$, а $r_e = 1$,

вычислим по формулам (8)–(11) характеристики электростатической призмы (табл. 1).

Отметим, что слагаемые в формулах, в которые входит r_e , дают небольшой вклад в вычисляемые величины и при точности расчетов в 1% могут не учитываться.

Таблица 1. Рассчитанные параметры электростатической призмы

$j = \gamma_e$	16,65°
M_e	2,27
Γ_e	0,441
Γ_{e1}	0,139
I_u^*	10,71
D'_e	0,426
D'_{e1}	0,135

Из формулы (21), выражающей условие ахроматичности, следует, что при заданных параметрах электростатической призмы существует предельное значение угла Φ_H , при котором еще можно добиться ахроматизации. Это предельное

значение Φ_H определяется условием $\frac{L}{r_0} \geq 0$.

Проведенные расчеты показывают, что для выбранной призмы предельное значение Φ_H равно примерно 54,4°. Рассчитанные характеристики одного варианта ахроматичного масс-спектрометра приведены в табл. 2.

Таблица 2. Рассчитанные параметры ахроматичного масс-спектрометра

Φ_H	53,0°
L	0,180
I_d	0,915
D^m	0,565
M	0,193
K	2,92

Из приведенных результатов видно, что по своим характеристикам рассмотренный в работе масс-спектрометр лишь немного уступает масс-спектрометру [2], однако он значительно отличается простотой конструкции и малыми габаритами.

Предложенная схема масс-спектрометра может быть с успехом применена для модернизации чисто магнитных секторных масс-спектро-

метров. Для окончательной отработки предложенной схемы необходимо проведение более детальных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кельман В.М., Родникова И.В., Секунова Л.М. Статические масс-спектрометры. Алма-Ата: Наука, 1985. 264 с.
2. Ishihara M., Kammei Y., Matsuda H. A high-performance mass spectrometer for very small size // Nucl. Instr. & Meth. In Phys. Res. 1995. V. 363, N 1, 2. P. 440-444.
3. Ioanoviciu D., Cuna C., Kalmutchi G. And Toma C. Ion optics of a double focusing mass-spectrometer with electric prism for petroleum products analysis // Rev. Roum. Phys. 1986. V. 31, N 7. P. 693-696.
4. Тарантин Н.И. Магнитные статические анализаторы заряженных частиц. Поля и линейная оптика. М.: Энергоатом-издат, 1986. 128 с.
5. Wolnik H. // Nucl. Instr. and Meth. 1971. V. 95, N. 3. P. 453-460.
6. Гликман Л.Г., Спивак-Лавров И.Ф. Общий критерий качества статических масс-спектрометров с совмещенными электрическим и магнитным полем // Письма в ЖТФ, 1990. Т. 16, вып. 13. С. 26-29.

Резюме

Қосфокустік масс-спектрометр қарастырылады, оның құрылысында секторлық біртекті магнит өрісімен бірге үш электродты электростатикалық призма қолданылған. Электростатикалық призманы таңдағанда ахроматизациямен қатар магнитке кірер жерде иондық шоқтың енін максимал үлкейту ескерілген, бұл жағдай масс-спектрометрдің «сапа» параметрін үлкейтуге мүмкіндік береді. Параксиалдық жуықтауда масс-спектрометрдің есептелген сипаттамалары келтірілген.

Summary

The current work examines the scheme of the mass-spectrometer with double focusing, in which together with the homogeneous magnetic sector field the electrostatic prism with three electrodes is used. The electrostatic prism is selected so that at the same time with achromatization it can provide maximum widening of ionic beam before entering the magnet. This allows to increase significantly the "quality" parameter of the mass-spectrometer. The work presents characteristics of the given mass-spectrometer in paraxial approximation.

Военный институт Сил воздушной обороны,
г. Алматы;

Актюбинский государственный
университет им. К. Жубанова,
г. Актюбинск

Поступила 27.06.05г.