

$$\varphi = \arctg \frac{R_{\text{эфф}} + L}{R_{\text{отр}} L + 1},$$

где $R_{\text{отр}}$ – эффективный радиус линзы, L – расстояние от выхода тороидального дефлектора до соответствующего приёмника ионов.

На пути усовершенствования масс-спектрометров было предложено множество различных конструкций. Как видно из представленных материалов, в пылеударных масс-спектрометрах применение различных форм отражающих электродов и тороидальных дефлекторов улучшает показатели. Расширение и усовершенствование элементной базы позволяет усложнить электронные модули управления масс-спектрометром, что даёт возможность развивать алгоритмы разделения ионных пакетов во времени.

Список использованных источников

1. Сёмкин, Н.Д. Проектирование масс-спектрометров для космических исследований [Текст]/ Н.Д. Сёмкин. – Самара: СГАУ, 2000.
2. Сёмкин, Н.Д. [Текст]/ Н.Д. Сёмкин, К.Е. Воронов, С.В. Мясников, Р.А. Помельников // Приборы и техника эксперимента. – 2001. – №5.
3. Пат. 2122257. Российская Федерация, МПК H01J49/40. Пылеударный масс-спектрометр [Текст]/ Сёмкин Н.Д., Воронов К.Е.; заявитель и патентообладатель Самарский государственный аэрокосмический университет. – №96103268/09; заявл. 20.02.1996; опубл. 11.20.1998, Бюл. № 9.
4. Пат. 2326465. Российская Федерация, МПК H01J49/40. Пылеударный масс-спектрометр [Текст]/ Сёмкин Н.Д., Пияков И.В., Пияков А.В., Воронов К.Е., Помельников Р.А.; заявитель и патентообладатель Самарский государственный аэрокосмический университет. – №2006125302/28; заявл. 13.07.2006, опубл. 10.06.2008; Бюл. №16.
5. Козлов, И.Г. Современные проблемы электронной спектроскопии [Текст]/ И.Г. Козлов. – М.: Атомиздат. 1978.

ОСОБЕННОСТИ ГАЗОВОГО МАСС-СПЕКТРОМЕТРА С ПРИМЕНЕНИЕМ НЕЛИНЕЙНОГО ИОННОГО ЗЕРКАЛА

Д.В. Родин, И.В. Пияков

Самарский государственный аэрокосмический университет, г. Самара

Возможности использования времяпролетных масс-спектрометров для решения ряда исследовательских задач, таких как изучение космического пространства, химического состава космической пыли, собственной атмосферы космических аппаратов и т.д., ограничены свойствами ионно-оптических систем пространственного и временного фокусирования ионных пакетов. Традиционные методы временной фокусировки с применением линейных ионных зеркал обеспечивают разрешающую способность приборов ($R > 500$) при дисперсии энергии ионов до 15% [1-2]. И хотя

существуют пути улучшения характеристик масс-рефлектора за счет оптимального выбора потенциала центральной сетки отражателя [3], тем не менее, фокусирующей системе с однородным полем присущ принципиальный недостаток – рост ошибок компенсации по времени пролета с увеличением энергетического разброса анализируемых ионных пакетов. Это обстоятельство является существенным фактором, ограничивающим область применения времяпролетных масс-спектрометров с линейным ионным зеркалом, так как для одновременного удовлетворения требованиям по обеспечению высокой разрешающей способности и ограничениям, обусловленным реальной пропускной способностью аппаратуры приема и обработки масс-спектров, приходится создавать крупногабаритные анализаторы с ускоряющими потенциалами в сотни и тысячи вольт, либо ограничивать энергетический спектр ионов, что может быть неприемлемым.

В работе [4] предложен метод расчета распределения нелинейного осевого потенциала электростатического ионного зеркала, обеспечивающий независимость суммарного времени дрейфа ионов от их начальной энергии. Метод основан на том, что ионам с различной начальной энергией соответствуют свои уникальные эквипотенциалы отражения, продольные координаты которых монотонно возрастают с увеличением энергий соответствующих ионов. Таким образом, ионы с большей энергией проходят больший путь внутри ионного зеркала, что и обеспечивает компенсацию начального энергетического разброса ионов.

Предположим, что распределение потенциала в отражателе вдоль траектории ионов на участках торможения и ускорения описывается монотонной функцией $\Phi(z)$ с медленно изменяющейся вдоль траектории первой производной $E(z)$. Будем полагать также, что ионы движутся вдоль продольной оси симметрии отражателя и траектории торможения и ускорения совпадают. В этом случае время движения ионов в отражателе определяется интегралом

$$t = 2 \sqrt{\frac{m}{2q}} \int_{z^*}^{z^*} \frac{dz}{\sqrt{\Phi(z) + \Delta\Phi}}, \quad (1)$$

где $\frac{m}{q}$ – отношение массы иона к заряду;

$q\Phi$ – начальная энергия ионов;

z^* – точка касания траектории иона к эквипотенциалу отражателя.

Здесь и далее условно считаем ускоряющий потенциал положительным.

Осуществляя замену переменных, запишем (1) в следующем виде:

$$t = 2 \sqrt{\frac{m}{2q}} \int_{z_0}^{\Phi} \frac{d\Phi}{E(\Phi) \sqrt{\Delta\Phi}} \quad (2)$$

Разобьем пределы интегрирования в (2) на N интервалов и, учитывая, что $E(z)$ – функция медленно изменяющаяся, получим:

$$t = 4 \sqrt{\frac{m}{2q}} \sum_{i=1}^N \frac{\sqrt{\Phi_i} - \sqrt{\Phi_i - h}}{E_i} \quad (3)$$

где E_i – некоторое значение функции $E(z)$ в пределах i -го интервала интегрирования;

h – шаг интегрирования;

Φ_i – потенциал в начале i -го интервала интегрирования.

Потребуем неизменности суммарного времени дрейфа ионов от источника до приемника для ионов с начальной энергией $q\Delta\Phi = qih$, $i=1, 2, 3, \dots, N$. После ряда преобразований с учетом (3) данное требование сводится к системе уравнений:

$$\begin{cases} T(0) - T(h) = \sqrt{\frac{8m}{qh}} x_1; \\ T(0) - T(2h) = \sqrt{\frac{8m}{qh}} [x_1(\sqrt{2}-1) + x_2]; \\ \dots \\ T(0) - T(Nh) = \sqrt{\frac{8m}{qh}} [x_1(\sqrt{N}-\sqrt{N-1}) + x_2(\sqrt{N-1}-\sqrt{N-2}) + \dots + x_N], \end{cases} \quad (4)$$

где $T(\Delta\Phi)$ – суммарное время пролета ионов;

x_i – геометрическая ширина участков отражателя, соответствующих интервалам интегрирования.

Решая относительно вектора размеров \vec{X} систему линейных уравнений (4), получаем распределение осевого потенциала отражателя в виде таблицы

$$\begin{cases} \Phi(K) = Kh, \\ Z(K) = \sum_{i=1}^K x_i. \end{cases} \quad (5)$$

Решение системы (4) не представляет сложностей при использовании ЭЦВМ и не требует значительных затрат машинного времени. Это позволяет выбирать шаг решения достаточно малым для того, чтобы приблизить полученное решение к искомому непрерывному.

Данный метод использовался для расчета распределения потенциала ионного зеркала спектрометра (рис. 1). Эмиттируемый источником ионный пакет с энергией $q\Delta\Phi$ ускоряется между сетками 1 и 2 до энергии $q(\Delta\Phi + \Phi_0)$ движется между сетками 2 и 3 в бесполовом дрейфовом пространстве,

тормозится между сетками 3 и 4 до энергии $q(\Delta\Phi - \Phi_1)$ и отражается в нелинейном ионном зеркале между сетками 4 и 5, далее пролетает между сеткой 4 и приемником, где и регистрируется.



Рис. 1. Схема ионно-оптической системы масс-спектрометра

Для сравнения полученных результатов был рассчитан спектрометр аналогичной компоновки с применением линейного ионного зеркала по методу, описанному в [1]. Основные соотношения системы следующие:

$$\dot{O}_1 = \frac{2}{3} \cdot \dot{O}_0, \quad \dot{O}_m = \left(\frac{\Delta \dot{O} + \dot{O}_0}{\dot{O}_0} - \frac{2}{3} \right) \cdot \dot{O}_0, \quad l_4 = \frac{l_2 + l_3}{4\sqrt{3}} \cdot \frac{\dot{O}_1}{\dot{O}_0}, \quad l_3 \text{ выбирается}$$

минимальным исходя из допустимой прочности конструкции. Расчет производился для длины бесполевого пространства l_2 , равной 20см, и ускоряющего потенциала \dot{O}_0 , равного 100В. Результаты расчета разрешающей способности спектрометров для температур 300К и 1000К приведены на рис. 2 и 3.

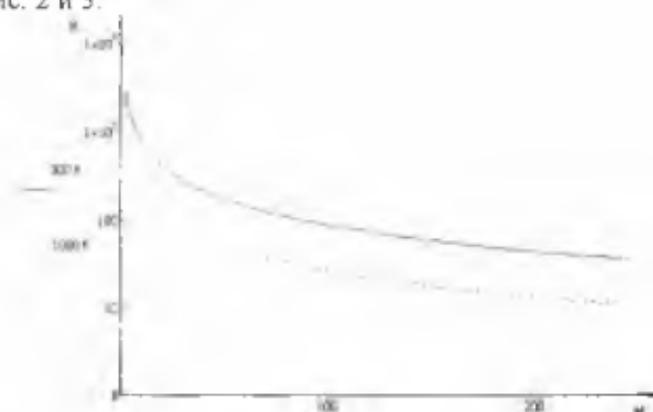


Рис. 2. Зависимость разрешающей способности от массы для схемы с линейным электростатическим зеркалом: --- 300К и --- 1000К

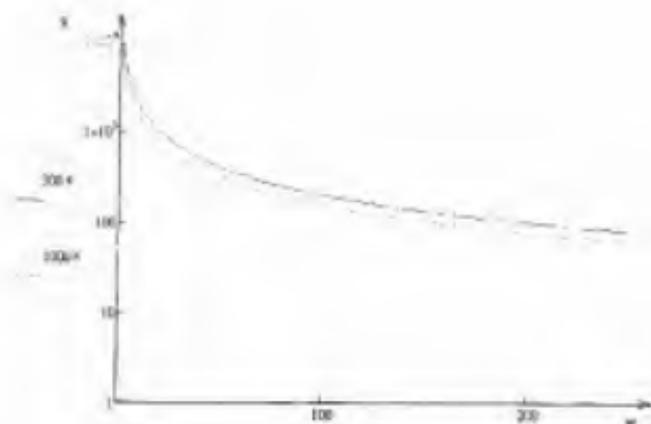


Рис. 3. Зависимость разрешающей способности от массы для схемы с нелинейным электростатическим зеркалом: --- 300К и - - - 1000К

На рис. 4 приведены нормированные зависимости времени пролета ионов $\frac{\Delta t}{t_0}$ (здесь t_0 – время прилета ионов с нулевой начальной энергией $\Delta \vec{O} = 0$) от $\frac{\Delta \vec{O} + \vec{O}_0}{\vec{O}_0}$ для системы с линейным (линия 1) и нелинейным (линия 2) ионным зеркалом.

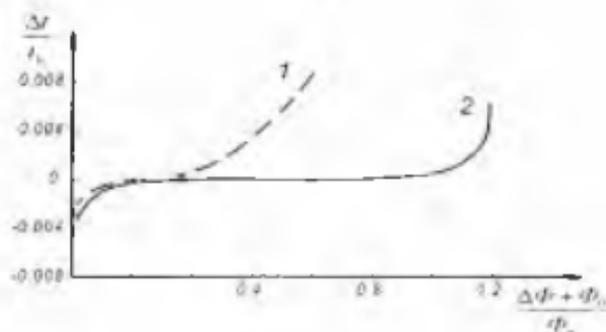


Рис. 4. Нормированные зависимости времени пролета от начального энергетического разброса

Полученные результаты моделирования позволяют сделать вывод о превосходстве масс-спектрометра с применением нелинейного зеркала над традиционным масс-рефлектоном, в отдельных случаях достигающем 2-3 раз. Также следует отметить что выигрыш в разрешении увеличивается с ростом начального энергетического разброса ионов и позволяет разрешать массы до нескольких тысяч сохраняя при этом высокую разрешающую

способность (>100) в диапазоне масс до 150 а.е.м даже для температур порядка 1000К, тогда как масс-спектрометр с применением линейного зеркала, при том же температурном разбросе, имеет разрешение >100 только в диапазоне масс до 25 а.е.м.

Список использованных источников

1 Картаев, В.И. Новый принцип фокусировки ионных пакетов во времяпролетных масс-спектрометрах [Текст]/ В.И. Картаев, Б.А. Мамырин, Д.В. Шмикк //ЖТФ. -1971. -Т.41. -Вып.7.

2 Картаев, В.И. Новый безмагнитный времяпролетный масс-спектрометр с высокой разрешающей способностью [Текст]/ В.И. Картаев, Б.А. Мамырин, Д.В. Шмикк, В.А. Загулин// ЖТФ. -1973. -Т.64. -Вып. 1.

3 Шмикк, Д.В., Отражатель масс-рефлектрона [Текст]/ Д.В. Шмикк, Б.Н. Дубенский //ЖТФ. -1984. -Т.58. -Вып.1.

4 Глащенко, В.П. Расширение энергетического диапазона фокусируемых ионов во времяпролетном масс-спектрометре [Текст]/ В.П. Глащенко, Н.Д. Семкин //ЖТФ. 1985. -Т.55. -Вып.5.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОТОКА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЧАСТИЦ НА МАТЕРИАЛЫ И ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Н.Д. Семкин, М.П. Калаев, А.М. Телегин

Самарский государственный аэрокосмический университет, г.Самара

Для экспериментального моделирования метеорного и техногенного воздействия на поверхности оптического стекла разработана и изготовлена установка, включающая электродинамический ускоритель и систему регистрации и обработки информации. Экспериментальный стенд позволяет решить следующие задачи:

- определение основных механизмов, приводящих к деградации материалов;
- определение экспериментальных зависимостей деградационных характеристик от массы и скорости потока частиц.

Введение

В последние годы сохраняется тенденция увеличения концентрации высокоскоростных техногенных пылевых частиц на околоземных орбитах. По некоторым данным уже сейчас концентрация техногенных пылевых частиц в три раза превышает концентрацию микрометеороидов естественного происхождения. Учитывая все повышающиеся требования к надежности и долговечности космических аппаратов, а также появление множества новых материалов, необходимо дальнейшее развитие