

УДК 621.384.668.8: 537.534.1/.8

© М. И. Явор, А. Н. Веренчиков

ПЛАНАРНЫЙ МНОГООТРАЖАТЕЛЬНЫЙ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ МАСС-АНАЛИЗАТОР, РАБОТАЮЩИЙ БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ ДИАПАЗОНА МАСС

Предложена схема многоотражательного времяпролетного масс-анализатора, ионы в котором последовательно отражаются от двух параллельных друг другу двумерных бессеточных электростатических зеркал. Пространственное удержание пучка ионов при большом количестве отражений и временная фокусировка в широком диапазоне энергий обеспечиваются оптимизацией полевого распределения в зеркалах.

ВВЕДЕНИЕ

Времяпролетные масс-спектрометры (ВПМС) в настоящее время являются самым популярным типом приборов, применяемых в биоорганической химии для идентификации и количественного анализа различных веществ и их смесей. Принципиально важными для практики являются такие характеристики ВПМС, как разрешающая способность по массам и чувствительность. Известно, что разрешающая способность ВПМС растет с увеличением времени пролета ионов, поскольку при этом уменьшается относительный вклад в разрешающую способность временного разброса ионов в пакете, формируемом в ионном источнике. Увеличить время пролета можно, наращивая длину пролета ионов от источника до детектора. Сохранение разумных физических габаритов прибора требует при этом многократного отражения ионных пакетов в системе электростатических зеркал.

Простейшие воплощенные на практике многоотражательные ВПМС [1] основаны на использовании классических сеточных зеркал, предложенных в свое время Мамыриным [2]. Хотя указанные ВПМС продемонстрировали определенные преимущества (разрешающая способность, достигнутая в них, составляла 60 000 после 6 отражений), классические зеркала все же, очевидно, не подходят для многоотражательных ВПМС с большим числом отражений, поскольку многократное прохождение сеток резко снижает пропускание анализатора и вызывает рассеяние ионов на мелкомасштабных неоднородностях электростатического поля, приводящее к потере разрешающей способности и чувствительности. Поэтому в многоотражательных ВПМС применяются бессеточные отражательные полевые структуры.

В настоящее время используются два типа мно-

гоотражательных ВПМС. Первый — "челночного" типа, в котором ионы вводятся в промежуток между двумя коаксиальными осесимметричными бессеточными зеркалами, испытывают некоторое количество отражений от этих зеркал и потом выводятся наружу для детектирования, — был реализован Г. Вольником (H. Wollnik) и др. [3]. Второй тип — в котором ионы движутся по замкнутой траектории в форме восьмерки, а роль зеркал играют электростатические секторные конденсаторы, — описан в работе М. Тойоды (M. Toyoda) и др. [4]. В обеих конфигурациях при большом количестве отражений потенциально может быть достигнута очень высокая разрешающая способность по массам (экспериментально достигнутый предел пока составляет 350 000 [4]). Однако движение ионов по замкнутым траекториям резко ограничивает диапазон масс, которые могут быть одновременно проанализированы, поскольку невозможно различить ионы, сделавшие к моменту детектирования N и $(N+1)$ виток в анализаторе.

Избежать ограничения диапазона масс, присущего указанным схемам, можно, организовав зигзагообразное движение ионов между электростатическими зеркалами. Примером простейшей W-образной конфигурации с тремя отражениями может служить прибор, описанный в работе [5]. Схемы с многократным отражением и медленным смещением в перпендикулярном направлении ("направлении дрейфа") были предложены Г. Вольником [6] — с использованием осесимметричных зеркал — и Л.М. Назаренко с соавторами [7] — с использованием двух параллельных друг другу двумерных (т. е. протяженных в направлении дрейфа) зеркал. С точки зрения практической конструкции и достижения оптимальных ионно-оптических свойств последняя схема представляется предпочтительной, поскольку в ней время пролета за полные N отражений не зависит

от компоненты скорости в направлении дрейфа и от ширины пространственного распределения пучка ионов в этом направлении. Некоторым недостатком двумерной схемы является отсутствие фокусировки ионов в направлении дрейфа, однако при правильном формировании начального фазового объема пучка ионов (например, с помощью ортогонального бессточного ускорителя) возможно организовать достаточно большое количество отражений без взаимного перекрытия пучков.

Предложенные схемы подобного рода, однако, остаются лишь теоретическими, пока не предложен способ стабильного удержания пучка ионов в ограниченном пространственном объеме в направлении, перпендикулярном плоскости зигзагообразного движения. Принцип такого удержания в линейном приближении в масс-анализаторах "челночного" типа был описан недавно в работе [8]. Численные эксперименты показали, что пространственное удержание пучка в системе фокусирующе-дефокусирующих полей создает устойчивость ионных траекторий по отношению к внешним воздействиям, например к слабым магнитным полям [9].

В настоящей работе предложен многоотражательный времяпролетный масс-анализатор на основе параллельных планарных бессточных электростатических зеркал. Принципиальным является то, что эти зеркала создают полевые распределения, позволяющие сочетать устойчивое пространственное удержание пучка ионов с высокой степенью временной фокусировки ионов по энергии и по пространственному разбросу ионов в пучке. Более подробно конфигурация и свойства зеркал рассмотрены в разделе 1.

Расчетные параметры времяпролетного анализатора в различных режимах приведены в разделе 2.

1. ТРАНСПОРТИРОВКА ИОННЫХ ПАКЕТОВ В ПРОСТРАНСТВЕ МЕЖДУ БЕССТОЧНЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

Основу предлагаемого в работе анализатора составляют, как и в работе [7], два бессточных параллельных и обращенных друг к другу двумерных ионных зеркала, протяженных в "направлении дрейфа" Z . Осевая зигзагообразная траектория ионного пучка лежит в плоскости XZ (рис. 1). Будем считать в данный момент, что первичный временной фокус, создаваемый источником ионов, и детектор ионов находятся посередине между зеркалами, т. е. в плоскости YZ .

Поскольку смещение ионного пучка в направлении Z при заданной энергии ионов в направлении X не влияет на время последовательного пересечения траекториями ионов плоскости YZ , то задачей зеркал является сделать движение ионов от

одного пересечения указанной плоскости до следующего изохронным в плоскости XY , т.е. не зависящим от энергии ионов и от их пространственных координат в этой плоскости. Кроме того, движение ионов должно быть устойчивым в указанной плоскости.

Рассмотрим проекцию траектории иона с массой m , зарядом q и кинетической энергией K в дрейфовом пространстве между зеркалами на плоскость XY . Представим координату y этой проекции, тангенс наклона $b = dy / dx = \tan \beta$ и время пролета t в виде разложений по их начальным значениям y_0 , b_0 и параметрам $\delta = (K - K_0) / K_0$, $\gamma = (m - m_0) / m_0$ (K_0 и m_0 — соответственно некоторые средние значения энергии и массы ионов в пучке) в виде разложений

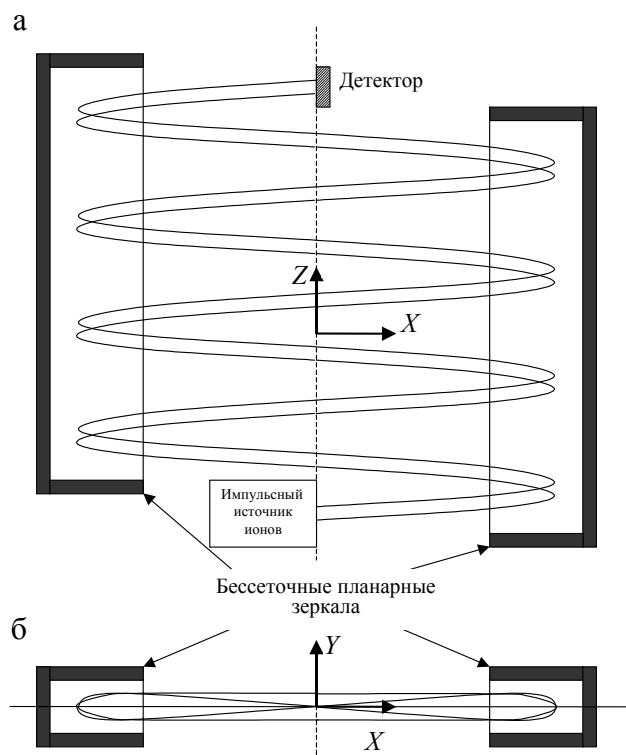


Рис. 1. Принципиальная схема предлагаемого планарного многоотражательного времяпролетного анализатора. а — в плоскости XZ , б — в плоскости XY

$$\begin{aligned}
y(x) &= (y|y)y_0 + (y|b)b_0 + (y|y\delta)y_0\delta + \\
&\quad + (y|b\delta)b_0\delta + \dots, \\
b(x) &= (b|y)y_0 + (b|b)b_0 + (b|y\delta)y_0\delta + \\
&\quad + (b|b\delta)b_0\delta + \dots, \quad (1) \\
t(x) &= (t|\delta)\delta + (t|\gamma)\gamma + (t|yy)y_0^2 + \\
&\quad + (t|yb)y_0b_0 + (t|bb)b_0^2 + \\
&\quad + (t|\delta\delta)\delta^2 + (t|\delta\delta\delta)\delta^3 + \dots
\end{aligned}$$

Заметим, что каждое зеркало с окружающими его двумя дрейфовыми промежутками между этим зеркалом и плоскостью YZ представляет собой зеркально-симметричную ячейку. Для таких ячеек известно [11], что траектории ионов устойчивы в линейном приближении, если $-1 < (y|y) < 1$ после прохождения этой ячейки. Наилучшая устойчивость наблюдается в середине этой зоны, т. е. при

$$(y|y) = 0. \quad (2)$$

Условие (2) означает, что траектория, вышедшая из плоскости параллельно оси X , возвращается в линейном приближении обратно в эту плоскость при значении $y = 0$ (фокусировка типа "параллель—точка"). В силу зеркальной симметрии ячейки одновременно реализуется и условие

$$(b|b) = 0 \quad (3)$$

(фокусировка типа "точка—параллель").

Известно [11], что коэффициенты разложения (1) для функции $t(x)$ связаны с коэффициентами того же разложения для функций $y(x)$ и $b(x)$ так называемыми условиями симплектичности. Эти условия, а также условие симметрии системы относительно плоскостей XZ и YZ и уравнения (2) и (3) приводят к ряду соотношений для коэффициентов разложений (1) в случае рассматриваемой нами ионно-оптической системы. Именно:

1. После пролета ионом двух ячеек системы (т. е. после двух последовательных отражений от зеркал) и его возвращения в плоскость YZ выполняется условие $(t|yb) = 0$.

2. Если после пролета ионом одной ячейки выполняется условие $(t|yy) = 0$, то одновременно с этим выполняется и условие $(t|bb) = 0$.

3. При выполнении предыдущего условия после пролета одной ячейки выполняются условия $(y|y\delta) = (b|b\delta) = 0$, т. е. условия (2) и (3) пространственной фокусировки не нарушаются во втором порядке для ионов с энергиями, отличными от средней.

Допустим теперь, что при наличии пространственной фокусировки (2) типа "параллель—точка"

в одной ячейке рассматриваемой нами системы нам удалось найти полевую конфигурацию в зеркале такую, чтобы после пролета одной ячейки выполнялось условие

$$(t|yy) = 0. \quad (4)$$

Тогда приведенные выше соотношения показывают, что после каждого двух отражений и возвращения иона в центральную плоскость YZ время пролета любого иона не зависит во втором порядке от начальных координат y_0 и b_0 в приближении второго порядка и, кроме того, что устойчивость пространственного движения ионов возрастает за счет отсутствия пространственных хроматических aberrаций (т. е. за счет независимости фокусного расстояния каждой ячейки от энергии в приближении второго порядка).

До сих пор для выполнения всех перечисленных желательных для нас результатов было достаточно выполнения всего двух условий: (2) и (4). Однако для успешного функционирования анализатора как времяпролетной системы необходимо также, чтобы время пролета ионами каждой ячейки не зависело бы от энергии в возможно более высоком абберационном порядке. Например, изохронность движения ионов по энергии в третьем порядке означает, что выполняются три условия:

$$(t|\delta) = 0, \quad (t|\delta\delta) = 0, \quad (t|\delta\delta\delta) = 0. \quad (5)$$

В результате численных экспериментов по оптимизации двумерных бессеточных зеркал нам удалось найти четырехэлектродные конфигурации таких зеркал, в которых выполнены все перечисленные условия. При этом выполнение пяти требований (2), (4) и (5) обеспечивается подбором потенциалов четырех электродов зеркала и расстояния между зеркалами.

Пример геометрии четырехэлектродного зеркала указанного типа и параксиальных траекторий ионов в нем приведен на рис. 2, а осевое распределение электростатического потенциала в зеркале — на рис. 3. Все электроды зеркала, кроме крайнего (отражающего), состоят из пар параллельных проводящих пластин с одинаковыми ширинами и одинаковыми расстояниями между электродами каждой пары. Отражающий электрод имеет вдвое меньшую ширину и дополнен пластиной, соединяющей пару параллельных пластин этого электрода. Протяженность поля зеркала ограничена заземленным экраном, представляющим собой такую же пару пластин, как и остальные электроды зеркала.

К внешнему электроду зеркала, примыкающему к экрану, приложено ускоряющее напряжение, формирующее отрицательную линзу. Эта линза обеспечивает выполнение условия (2) пространственной фокусировки первого порядка. Остальные

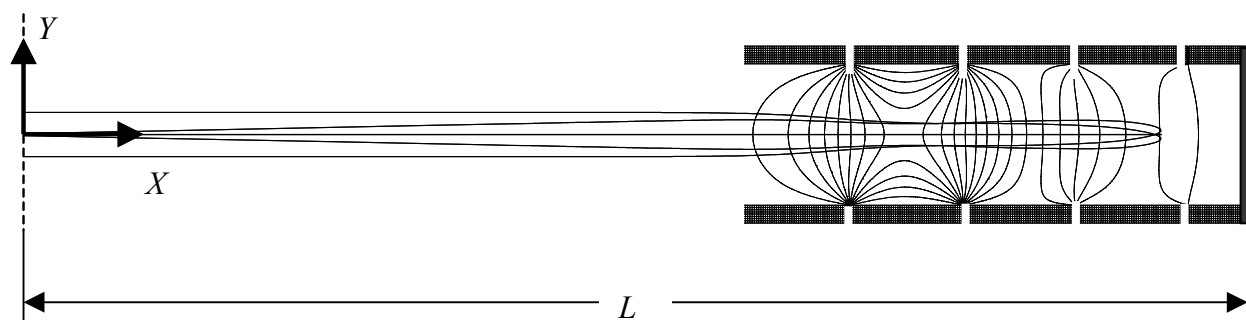


Рис. 2. Параксиальные траектории и эквипотенциали электростатического поля в четырехэлектродном бессточном зеркале

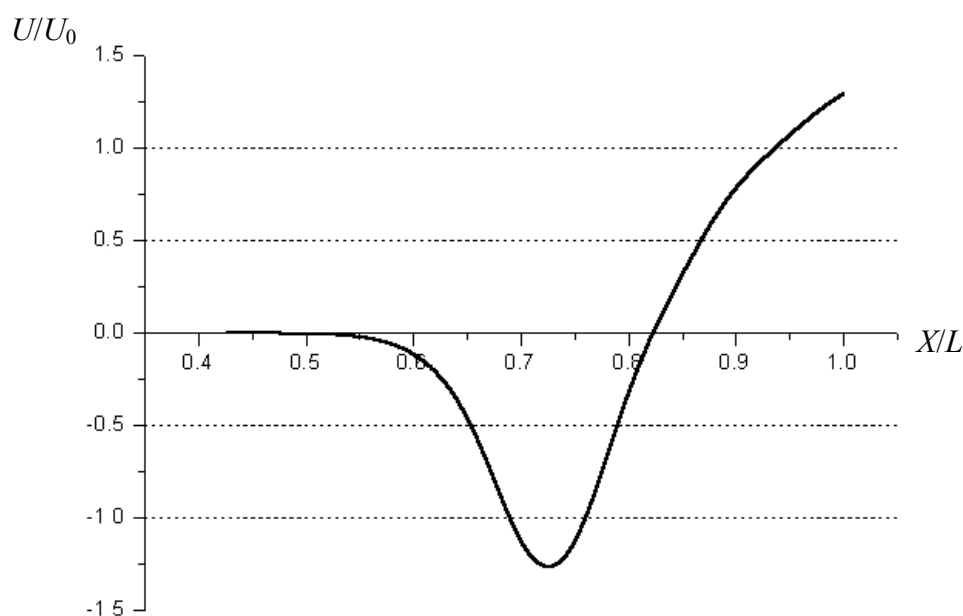


Рис. 3. Распределение потенциала U электростатического поля на оси четырехэлектродного бессточного зеркала (U_0 — ускоряющий потенциал, отвечающий средней кинетической энергии ионов)

электроды зеркала формируют неоднородную полевую структуру, тормозящую ионы, причем напряженность электростатического поля вдоль траектории иона падает при его движении по направлению к точке поворота. Такая структура поля позволяет обеспечить временную фокусировку третьего порядка по отношению к вариации энергии ионов в пучке.

Пространственная фокусировка первого порядка (2) может быть обеспечена в зеркале в различ-

ных режимах работы отрицательной линзы. Численные эксперименты показали, однако, что оптимальным для достижения желаемых характеристик зеркала является режим, в котором ион, стартовавший по направлению к зеркалу из плоскости YZ параллельно оси X , пересекает эту ось вблизи точки поворота ионного пучка внутри зеркала, а затем снова возвращается к этой оси при пересечении плоскости YZ (см. рис. 2). Именно в этом режиме численной оптимизацией распределения

электростатического поля удастся добиться выполнения условия (4) и, следовательно, независимости времени пролета ионов через ячейку системы от пространственного разброса ионов в пакете в приближении второго порядка.

2. РЕЖИМЫ РАБОТЫ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО АНАЛИЗАТОРА

Режим высокого разрешения

В режиме высокого разрешения желательно, чтобы первичный временной фокус, формируемый источником ионов, и детектор ионов находились в плоскости YZ и, таким образом, чтобы ионы от указанного временного фокуса до детектора проходили ровно $2N$ идентичных ячеек анализатора (т. е. совершали $2N$ последовательных отражений от зеркал). При этом разрешающая способность анализатора по массам равна

$$R_m = \frac{2NT_0}{2(\Delta t_i + 2N \cdot \Delta t_a)},$$

где T_0 — время пролета ионом со средними энергией, массой и зарядом одной ячейки анализатора, Δt_i — временной разброс пакета ионов в первичном временном фокусе, Δt_a — абберационное уширение временного разброса в пакете после прохождения одной ячейки:

$$\Delta t_a = (t|yy\delta)y_0^2\delta + (t|yb\delta)y_0b_0\delta + \\ + (t|bb\delta)b_0^2\delta + (t|\delta\delta\delta\delta)\delta^4 + \dots$$

При большом N разрешающая способность по массам ограничена абберационным пределом $T_0/2\Delta t_a$.

Для оценки абберационного предела разрешающей способности анализатора были проведены численные эксперименты в предположении о том, что ионный источник формирует пакеты ионов с поперечным сечением $0.002 L$ (где L — расстояние вдоль оси X между точками поворота ионов в противоположных зеркалах), с угловым разбросом 1° и относительным энергетическим разбросом 3 %. Расчеты показали, что при указанных условиях абберационный предел разрешающей способности анализатора на полувысоте пика составляет несколько сотен тысяч, а на уровне 10 % высоты пика превышает 50 000. Основным вклад в ограничение разрешающей способности при этом вносит абберация четвертого порядка времени пролета по энергии иона $(t|\delta\delta\delta\delta)$. Расчетная зависимость времени пролета от относительной вариации энергии иона приведена на рис. 4.

На практике реально достижимая разрешающая способность анализатора не достигает своего

абберационного предела. Во-первых, свой вклад вносит начальный временной разброс Δt_i . При разумной оценке этого разброса величиной 2 нс и при энергии пучка ионов 2 кэВ достижение разрешающей способности 100 000 требует времени пролета в анализаторе не менее 400 мкс, что для ионов массы 1000 Да отвечает длине пути иона порядка 8 м. При физической длине анализатора 1 м, таким образом, указанная разрешающая способность может быть достигнута при $N > 8$. Кроме того, разрешающая способность анализатора ограничена уширением временного пика на детекторе, вызванного временными нестабильностями питающих напряжений электродов. Наиболее критической здесь является низкочастотная нестабильность питания отражающего электрода, приводящая к случайным флуктуациям полного времени пролета ионов через анализатор ("дрожание временного пика"). Численные оценки показывают, что достижение разрешающей способности по массе на полувысоте пика на уровне 100 000 требует стабильности питания электродов на уровне не хуже 10^{-5} .

Для оценки чувствительности параметров анализатора к различным типам допусков мы оценивали разрешающую способность анализатора в случаях изменения питающих напряжений и геометрических размеров анализатора. При этом оптимальный режим работы анализатора восстанавливался подбором лишь одного параметра — напряжения на отражающем электроде зеркала. Численные эксперименты показали достаточно

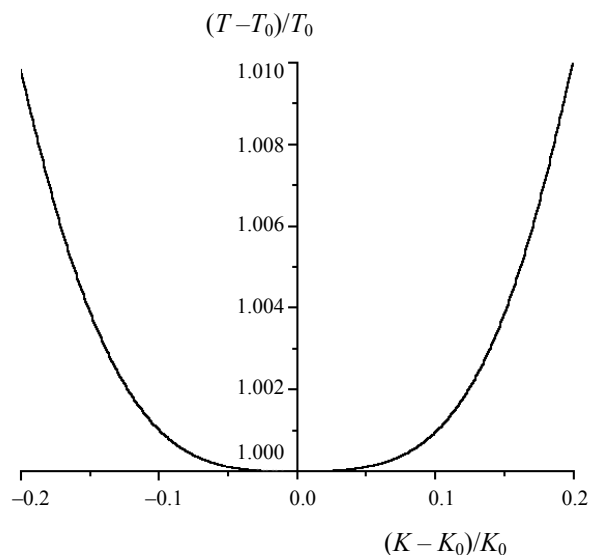


Рис. 4. Зависимость времени пролета T ячейки анализатора от энергии ионов K (T_0 — время пролета ячейки анализатора ионом с начальной кинетической энергией K_0)

толерантный отклик анализатора на указанные искажения. В частности, достижение разрешающей способности по массе 100 000 на полувысоте пика требовало точности установки питающих напряжений на уровне порядка 1 % от их номинальной величины, а допуски на вариации геометрических параметров анализатора оказались еще более свободными. В целом проведенный анализ показал, что достижение разрешающей способности порядка 100 000 в предлагаемом анализаторе является реалистичным.

Режим медленного разделения по времени

Для работы многоотражательного анализатора в режиме разделения родительских ионов в тандемном ВПМС с параллельным их анализом необходимо, чтобы время пролета ионов через многоотражательный анализатор составляло порядка 10 мс. При этом предъявляются умеренные требования к разрешающей способности по массам: ее значение по основанию массового пика должно составлять порядка 300. Предлагаемый в настоящей работе анализатор хорошо подходит для данной цели, поскольку может работать при низких энергиях ионов (и соответственно большом значении относительного энергоразброса). Невысокие требования к разрешающей способности позволяют вводить в конфигурацию анализатора некоторые изменения, оптимально приспособившие анализатор для решения данной задачи.

1. Возможно резкое увеличение числа отражений ионного пучка в анализаторе без потерь ин-

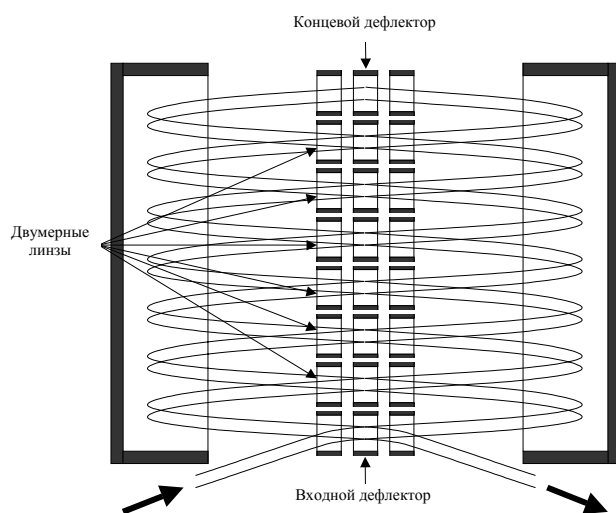


Рис. 5. Схема анализатора с фокусирующими линзами в дрейфовом пространстве и концевым дефлектором

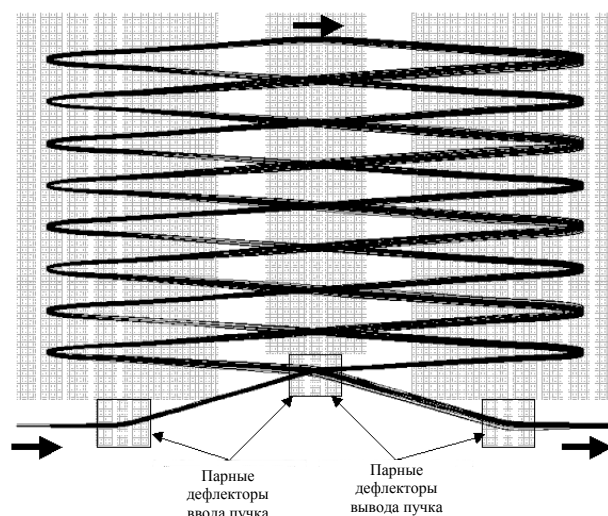


Рис. 6. Схема ввода/вывода пучка ионов в анализатор через пары дефлекторов

тенсивности и взаимного перекрытия пучков в направлении дрейфа Z с помощью установки двумерных линз, дополнительно фокусирующих пучок в плоскости XZ (см. рис. 5). Хотя такие линзы и вносят некоторые искажения во временные характеристики анализатора, но уровень этих искажений значительно ниже допустимого для достижения требуемой разрешающей способности.

2. Возможна установка в конце анализатора дополнительного дефлектора, чтобы после совершения ионами ряда отражений и прохождения всей длины зеркал возвращать ионы в анализатор для вторичного его прохода в обратном направлении, как показано на рис. 5. Наличие такого концевой дефлектора не ограничивает полного массового диапазона, принимаемого анализатором, а искажения во временных характеристиках анализатора, вызванные наличием дефлектора, при большой длине пути ионов в анализаторе остаются существенно ниже допустимого уровня.

3. Для практической возможности ввода ионов в анализатор из ионного источника и вывода разделенных по времени пролета ионов в столкновительную ячейку для фрагментации родительских ионов допустимо значительное смещение положений первичного временного фокуса и столкновительной ячейки по отношению к плоскости YZ , расположенной посередине анализатора, поскольку вносимые этим смещением искажения во временных характеристиках анализатора незначительны из-за относительно малого изменения общей длины пролета ионов в анализаторе.

В указанном режиме работы возможны различные варианты ввода пучка ионов в анализатор

и вывода его из анализатора. Один из таких вариантов показан на рис. 6. Здесь для ввода и вывода пучка применяются пары дефлекторов. Объединение дефлекторов в пары позволяет минимизировать за счет частичной взаимной компенсации нежелательный эффект расширения пучка в анализаторе, вызванный пространственной дисперсией ионов по энергии в дефлекторах.

Альтернативный вариант ввода/вывода ионного пучка показан на рис. 7. Этот вариант основан на импульсном отключении одного из зеркал при вводе пакетов ионов и возврате ионов назад через анализатор после отражения в конечном дефлекторе по той же траектории, по которой ионы двигались в первой половине своего пути. Указанный вариант предпочтительнее предыдущего, поскольку исключает ввод пучка ионов через дефлекторы со сравнительно большим углом поворота и, следовательно, значительной пространственной дисперсией по энергии.

Для оценки качества предлагаемого анализатора в режиме работы с пучками ионов низких энергий с помощью программы SIMION 7.0 [12] была численно исследована модель анализатора, в котором расстояние по оси X между точками поворота пучка в противоположных зеркалах составляло 220 мм, а общая длина зеркал в направлении Z равнялась 1.2 м. Пучок ионов запускался в пространство между зеркалами под углом 4° к оси X , а количество отражений от зеркал на половине пути (от источника до конечного дефлектора) составляло 78. При средней энергии ионов 50 эВ время пролета ионов массы 1000 Да через анализатор составляло 11.4 мс. Анализатор обеспечивал 100 % расчетную трансмиссию пучка ионов с относительным энергоразбросом 20 %, начальным

поперечным сечением диаметра 2 мм и с начальным угловым разбросом 1° . При этих параметрах ионного пучка разрешающая способность анализатора по массе по основанию временного пика (при нулевом начальном временном разбросе в пучке) составляла около 500, а на полувысоте пика равнялась 4000.

Устойчивость ионного пучка сохранялась в анализаторе и при введении внешних возмущений в полевую структуру. Так, анализатор продолжал показывать сходные расчетные параметры при введении внешнего магнитного поля, каждая из координатных компонент которого составляла 10 Гс; потери трансмиссии при этом оценивались в 20 %. Аналогичный результат наблюдался при введении малого поворота (на угол 0.1°) одного из зеркал в плоскости XZ зигзагообразной траектории ионного пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанный в работе планарный многоотражательный времяпролетный анализатор ионов впервые реализует схему, обеспечивающую устойчивое прохождение пакетами ионов большого числа отражений между двумерными бессеточными зеркалами без ограничения анализируемого диапазона масс. Предложенные в работе простые по конструкции ионные зеркала являются также первыми известными авторам бессеточными зеркалами, обладающими фокусировкой третьего порядка времени пролета по отношению к разбросу энергий ионов. Анализатор применим для работы в сочетании с источниками ионов различного типа и в различных режимах: от режима сверхвысокого разрешения до режима разделения пакетов медленных ионов в tandemных времяпролетных масс-спектрометрах.

Авторы благодарны М.С. Сведенцову за помощь при разработке программ расчета и оптимизации анализатора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Park M. et al. // Extended abstract ASMS, 2001 (www.asms.org).
2. Каратаев В.И., Мамырин Б.А., Шмук Д.В. // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 1498–1501.
3. Wollnik H., Casares A. // Int. J. Mass Spectrometry. 2003. V. 227. P. 217–222.
4. Toyoda M., Okumura D., Ishihara M., Katahuse I. // J. Mass Spectrometry. 2003. V. 38. P. 1125–1142.
5. Hoyes J. et al. // Extended abstract ASMS, 2000 (www.asms.org); Patent EP 1237044 A2.
6. Wollnik H. Patent GB 2080021A, 1982.

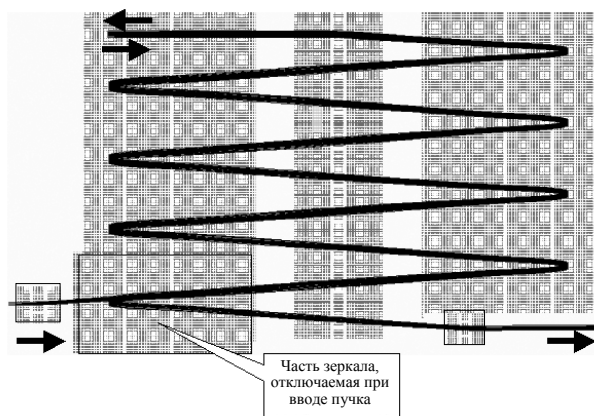


Рис. 7. Схема ввода/вывода пучка ионов в анализатор при использовании отключаемого зеркала

7. Назаренко Л.М., Секунова Л.М., Якушев Е.М. А.с. SU 1725289 A1, 1992.
 8. Wollnik H., Casares A., Radford D., Yavor M. // Nucl. Instrum. Meth. A 2004. (in print).
 9. Verenchikov A., Yavor M. // Extended abstract ASMS, 2003. www.asms.org.
 10. Веренчиков А.Н. // Здесь. С. 24–37.
 11. Вольник Г. Оптика заряженных частиц. СПб.: Энергоатомиздат, 1992. 281 с.
 12. Dahl D.A. SIMION 3D v. 7.0: User's Manual. Idaho National Eng. Envir. Lab, 2000.
- Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург*
- Материал поступил в редакцию 7.04.2004.

PLANAR MULTIREFLECTION TIME-OF-FLIGHT MASS ANALYZER WITH UNLIMITED MASS RANGE

M. I. Yavor, A. N. Verenchikov

Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg

The paper presents the design of a multireflection time-of-flight mass analyzer wherein the ions are successively reflected from two parallel two-dimensional gridless electrostatic mirrors. The spatial confinement of an ion beam at numerous reflections and time focusing in a wide range of energies are achieved due to optimization of the field distribution at the mirrors. The analyzer is suitable for operation both in the high mass resolution mode and in the time-of-flight "slow" ion separation mode in tandem spectrometers.