

10;12

Рефлектроны с ортогональным ускорением ионов на основе планарных бессеточных зеркал

© Т.В. Помозов, М.И. Явор, А.Н. Веренчиков

Институт аналитического приборостроения РАН,
190103 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: mikhail.yavor@gmail.com

(Поступило в Редакцию 30 мая 2011 г. В окончательной редакции 11 августа 2011 г.)

На основе численного моделирования исследована возможность использования конструктивно простых бессеточных электростатических ионных зеркал с двумерной структурой распределения поля во времяпролетных масс-рефлектронах высокого разрешения. Приведена конфигурация зеркала с двумя управляющими, обладающего фокусировкой третьего порядка времени пролета по энергии и малыми абберациями времени пролета по пространственным координатам ионного пакета.

Введение

Современные времяпролетные масс-анализаторы, как правило, используют ионные зеркала для компенсации уширения пакетов ионов, возникающего за счет энергоразброса в ионном пакете. Времяпролетные анализаторы с электростатическими зеркалами — рефлектроны — впервые были предложены в работе [1], а их экспериментальная реализация описана в [2]. Традиционные ионные зеркала, используемые в рефлектронах, состоят из промежутков однородного тормозящего электростатического поля, отделенных друг от друга и от дрейфового пространства сеточными электродами. Использование сеток, однако, сопровождается целым рядом негативных эффектов. Рассеяние ионного пучка на неоднородностях поля вблизи сеток приводит к появлению искажений, увеличивающих длительность временного сигнала в плоскости детектора. По этой причине пики спектра масс, полученные времяпролетным методом, характеризуются типичными длинными „хвостами“, ограничивающими динамический диапазон масс-спектрометра в режиме высокой разрешающей способности. Сеточные электроды вызывают также потери интенсивности ионного сигнала и неизбежное уширение пакетов ионов в плоскости детектора. Использование сеточных электродов является крайне нежелательным в некоторых экспериментах, например, при исследовании заряженных кластеров в первую очередь из-за их нагрева и фрагментации, возникающих при столкновениях с сетками [3,4]. Наконец, имеет место рассеяние части ионов в направлении детектора, что также создает дополнительный фон, уменьшающий отношение сигнала к шуму, а значит, и чувствительность времяпролетного прибора.

Перечисленных недостатков лишены бессеточные зеркала, поэтому их использование позволяет существенно улучшить параметры рефлектрона, особенно при работе в режиме высокого разрешения по массе ($> 10\,000$ на полувысоте пика). В настоящей работе на основе численного моделирования и оптимизации рассматривается возможность применения в рефлектронах высокого

разрешения конструктивно простых бессеточных зеркал с двумерной структурой распределения поля („планарных“) и двумя настраиваемыми потенциалами, поскольку конфигурация таких зеркал хорошо согласуется с геометрией ионных пакетов, получаемых методом ортогонального ускорения [5]. Проводится сравнительный анализ качества предлагаемых зеркал, в том числе по сравнению с известным бессеточным зеркалом Фрея [6], и исследуются различные режимы их работы. Отметим, что масштаб длин анализаторов при моделировании выбирался произвольно, поскольку для сравнения качества зеркал авторы использовали „абберационный предел“ разрешающей способности рефлектронов на массе, т.е. разрешающую способность, обусловленную абберационным уширением ионного пакета в анализаторе (при нулевой начальной длительности ионных пакетов). Очевидно, что, хотя абсолютные значения такого абберационного уширения зависят от размеров систем, абберационные пределы разрешающей способности по массе не меняются при масштабировании этих размеров, поскольку такое масштабирование меняет величины времени пролета T_0 и его абберационного уширения ΔT пропорционально.

1. Ионно-оптическое описание рефлектронов с планарными зеркалами

В рефлектронах с ортогональным ускорением на основе планарных зеркал пучок заряженных частиц, создаваемый непрерывным ионным источником, периодически ускоряется импульсным электрическим полем в направлении, поперечном к направлению движения непрерывного пучка. При этом на выходе ортогонального ускорителя формируются импульсные ионные пакеты, имеющие существенную протяженность в направлении y и маленькую высоту в направлении x (рис. 1). Указанные пакеты ионов затем отражаются в электростатическом бессеточном зеркале и попадают в окно детектора. Прототипом исследуемых нами планарных

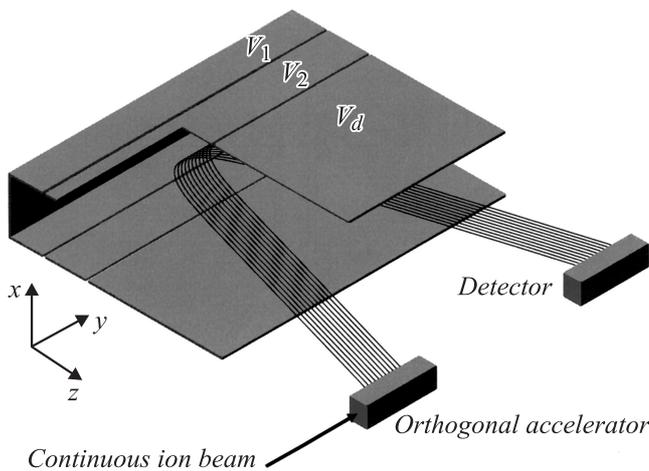


Рис. 1. Схема рефлектрона с ортогональным ускорением на основе планарного бессеточного ионного зеркала с двумя настраиваемыми потенциалами электродов V_1 и V_2 и электродом-экраном, находящимся под потенциалом дрейфового пространства V_d .

зеркал являются бессеточные ионные зеркала, использовавшиеся в многоотражательном времяпролетном масс-анализаторе с зигзагообразным движением ионных пакетов [7]. Электроды таких зеркал выполнены в виде пар пластин с поверхностями, симметрично расположенными параллельно плоскости xz и вытянутыми вдоль этой плоскости в направлении дрейфа y (самый удаленный от ускорителя электрод является одиночным и расположен перпендикулярно плоскости xz).

Без учета движения заряженных частиц в направлении дрейфа y отклонение ΔT времени прилета произвольного иона с фиксированным значением m/Q отношения массы к заряду и начальными значениями координаты x , угловой переменной $a = dx/dz$ и кинетической энергии K в плоскость детектора от времени попадания на детектор иона с тем же отношением m/Q , но летящего в плоскости xz с некоторой средней кинетической энергией K_0 может быть представлено в виде абберационного разложения

$$\begin{aligned} \Delta T = & (T|\delta)\delta + (T|\delta\delta)\delta^2 + (T|\delta\delta\delta)\delta^3 + \dots + (T|xx)x^2 \\ & + (T|xa)xa + (T|aa)a^2 + (T|xx\delta)x^2\delta \\ & + (T|xa\delta)xa\delta + (T|aa\delta)a^2\delta + \dots, \end{aligned} \quad (1)$$

где $(\dots|\dots)$ — коэффициенты разложения, $\delta = (K - K_0)/K_0$. Отсутствие в разложении (1) членов с коэффициентами $(T|x)$, $(T|a)$, $(T|x\delta)$, $(T|a\delta)$ и некоторых других обусловлено симметрией рассматриваемой системы относительно плоскости xz . Учет дрейфа ионов в направлении y , как и в любом рефлектроне, сводится к замене в абберационном разложении (1) кинетической энергии ионов и ее среднего значения на их составляющие в направлении z .

В то же время отклонение Δx иона от плоскости xz на детекторе может быть также представлено в виде

разложения

$$\Delta x = (x|x)x + (x|a)a + (x|x\delta)x\delta + (x|a\delta)a\delta + \dots \quad (2)$$

Ионно-оптическая система времяпролетного масс-спектрометра должна вносить минимальное временное уширение сигнала пакета ионов с фиксированным отношением массы к заряду на детекторе. Таким образом, качество ионного зеркала определяется прежде всего величиной абберационных коэффициентов старших порядков (при малых степенях участвующих в разложении параметров ионов) в разложении (1), а оптимизация конструкции зеркала обеспечивается устранением или минимизацией возможно большего числа таких коэффициентов в анализаторе. В то же время качественное зеркало должно обеспечивать разумную фокусировку ионного пучка на детекторе, что отвечает небольшим значениям коэффициентов прежде всего первого порядка в разложении (2).

2. Бессеточные ионные зеркала с тормозящими потенциалами всех электродов

Известным примером бессеточного ионного зеркала с двумя настраиваемыми потенциалами электродов является аксиально-симметричное зеркало Фрея [6], масштабированный вариант которого показан на рис. 2. Зеркало конструктивно состоит из набора кольцеобразных апертур и содержит короткий замедляющий линзовый промежуток поля и протяженный промежуток отражающего почти однородного поля. К фиксирующему электроду, отмеченному на рис. 2, прикладывается потенциал V_2 , управляющий фокусировкой пучка ионов, а к отражающему сплошному электроду — управляющий потенциал V_1 . Промежуточные электроды запитываются через делители напряжений. Для показанного на рисунке масштаба размеров электродов расстояние от сплошного отражающего электрода до первичного временного фокуса, формируемого ортогональным ускорителем, и до плоскости детектора равно 258 mm. Значения потенциалов V_1 , V_2 , длины зеркала Фрея и промежутка дрейфового движения ионов могут быть оптимизированы так, что в масс-рефлектроне с рассматриваемым зеркалом будут осуществляться условия пространственной фокусировки типа „параллель-точка“ ионного пучка в плоскости xz (что равносильно выполнению условия $(x|x) = 0$ в разложении (2)) и фокусировки второго порядка времени пролета по энергии: $(T|\delta) = (T|\delta\delta) = 0$ в разложении (1). Значения некоторых других коэффициентов разложения (1) для рефлектрона с зеркалом Фрея приведены в таблице. Отметим, что основным недостатком такого рефлектрона является наличие нескомпенсированных членов второго порядка $(T|xx)$, $(T|xa)$ и $(T|aa)$ в разложении (1).

Нами была исследована возможность использования как альтернативы зеркалу Фрея планарных бес-

Нормированные значения коэффициентов aberrаций рефлектронов, использующих рассматриваемые в работе зеркала

Коэффициент aberrации	Зеркало			
	Фрея	$c(T _{xx}) = (T \delta) = 0$	$c(T \delta) = (T \delta\delta) = (T \delta\delta\delta) = 0$	$c(T _{xx}) = (T \delta) = (T \delta\delta) = (T \delta\delta\delta) = 0$
$(T _{xx})/T_0, \text{mm}^{-2}$	0.00007	0	0.000487	0
$(T _{xa})/T_0, \text{mm}^{-1}$	0.0375	-0.00084	0.144	-0.0054
$(T _{aa})/T_0$	5.011	0	12	0
$(T \delta)/T_0$	0	0	0	0
$(T \delta\delta)/T_0$	0	0.266	0	0
$(T \delta\delta\delta)/T_0$	-0.325	1.241	0	0
$(T _{xx\delta})/T_0, \text{mm}^{-2}$	0.00015	-0.0071	-0.0027	0.00018
$(T _{xa\delta})/T_0, \text{mm}^{-1}$	-0.0619	-2.398	-0.822	0.079
$(T _{aa\delta})/T_0$	-5.686	-202.726	-61.8665	7.928

сеточных зеркал, настраиваемых также двумя потенциалами, с целью обеспечить в рефлектронах с такими зеркалами выполнение дополнительных ионно-оптических свойств, отсутствующих у анализатора с зеркалом Фрея. В качестве первого варианта такой альтернативы изучались свойства зеркал, потенциалы V_1 и V_2 электродов которых являются тормозящими ионы по сравнению с потенциалом дрейфового пространства V_d (рис. 1). Численное моделирование и оптимизация потенциалов и длин электродов зеркала показывают, что в планарных ионных зеркалах с двумя настраиваемыми тормозящими потенциалами величины этих потенциалов и длин могут быть подобраны таким образом, что в масс-анализаторе удастся реализовать выполнение одного из двух возможных наборов свойств: либо соотношений $(x|x) = (T|\delta) = (T|\delta\delta) = (T|\delta\delta\delta) = 0$

(т.е. увеличение порядка фокусировки времени пролета по энергии до третьего), либо соотношений $(x|x) = (T|_{xx}) = (T|\delta) = 0$ (т.е. выполнения фокусировки только первого порядка времени пролета по энергии, но с дополнительным условием фокусировки второго порядка времени пролета по координате x). Отметим, что поскольку движение заряженных частиц от плоскости первичного временного фокуса до детектора может рассматриваться как прохождение зеркально-симметричной оптической ячейки, то при условии $(x|x) = 0$ равенство нулю времяпролетной aberrации второго порядка по пространственной координате $(T|_{xx}) = 0$ автоматически означает равенство нулю и соответствующей угловой aberrации второго порядка $(T|_{aa}) = 0$ [8]. К сожалению, добиться полной фокусировки второго порядка времени пролета по пространственным переменным, т.е. выполнения еще одного условия $(T|_{xa}) = 0$ в рефлектроне с одним отражением ионного пакета от зеркала, не удастся в отличие от многоотражательного времяпролетного анализатора, где такая полная фокусировка выполняется после каждой пары отражений от ионных зеркал [7].

Примеры распределений потенциалов на оси $x = 0$ зеркал, обладающих вышеуказанными свойствами, а также величин потенциалов на электродах этих зеркал при средней кинетической энергии пучка однозарядных положительно заряженных частиц в дрейфовом пространстве между зеркалами $K_0 = 4500 \text{ eV}$ представлены на рис. 3. Для рефлектрона, использующего зеркало с третьим порядком фокусировки времени пролета по энергии, расстояние от отражающего электрода до первичного фокуса, формируемого ортогональным ускорителем, и до плоскости детектора равно 190 mm, в случае зеркала с первым порядком фокусировки это расстояние составляет 203 mm. Соответствующие зависимости времени пролета $\Delta T = T - T_0$ (где T_0 — время пролета ионов с номинальной энергией K_0 в плоскости xz) от энергии K ионов (при нулевых начальных значениях x и a) и от начальной координаты x (при номинальной энергии и нулевом начальном значении угловой переменной a) в рефлектронах с этими зеркалами показаны на рис. 4. Для сравнения на указанных рисунках приведены соответствующие данные и для анализатора

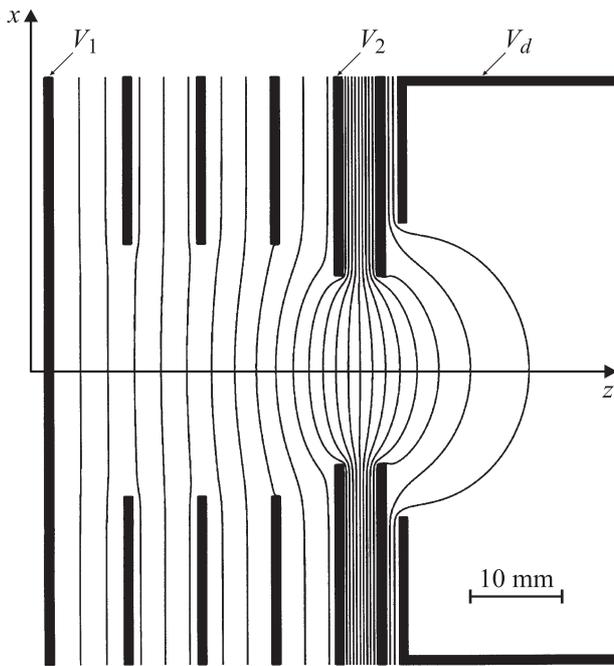


Рис. 2. Вид сечения осесимметричного зеркала Фрея радиальной плоскостью xz и эквипотенциальные линии, формирующие фокусирующую линзу во входном замедляющем поле зеркала.

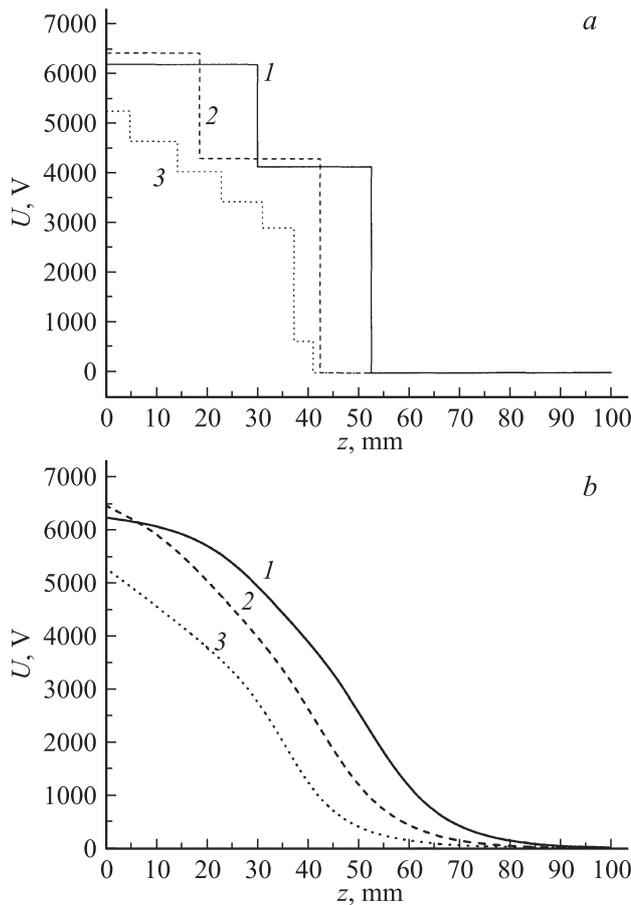


Рис. 3. Потенциалы электродов (а) и распределение потенциала на оптической оси $x = 0$ (b) для ионных зеркал. Распределение 1 отвечает рефлектрону со свойствами $(x|x) = (T|xx) = (T|\delta) = 0$, 2 — рефлектрону со свойствами $(x|x) = (T|\delta) = (T|\delta\delta) = (T|\delta\delta\delta) = 0$, 3 — рефлектрону с зеркалом Фрея. Потенциал дрейфового пространства $V_d = 0$.

с зеркалом Фрея. Сравнение значений абберационных коэффициентов исследуемых анализаторов (для массы ионов 1000 а.е.м.) приведено в таблице. Поскольку длины анализаторов и времена пролета ионов в них различны, все значения коэффициентов в таблице нормированы на время пролета T_0 . Заметим, что хотя формально в последнем случае выполняется времяпролетная фокусировка второго порядка по энергии, дисперсионная характеристика $\Delta T(K)$ в этом варианте практически не отличается от таковой для рефлектрона с третьим порядком фокусировки времени пролета по энергии ввиду малой величины абберационного коэффициента $(T|\delta\delta\delta)$ в анализаторе с зеркалом Фрея.

Для расчета вносимого ионно-оптической системой рефлектрона абберационного уширения времени пролета использовался модельный пучок из 5000 однозарядных положительно заряженных ионов массы $m = 1000$ и с параметрами разбросов по координате, углу и энергии $\Delta x = \pm 1$ mm, $\Delta \alpha = \pm 0.3^\circ$ и $\Delta \delta = \pm 3.33\%$ соответственно. Разбросы задавались равномерно распределенными, а ионы считались стартующими из положения первич-

ного временного фокуса, создаваемого ортогональным ускорителем, одновременно. Численное моделирование электростатического поля и ионных траекторий было выполнено с помощью программы SIMION 8.0 [9]. Результаты расчета абберационного уширения времени пролета в рефлектронах и соответственно абберационного предела достижимой разрешающей способности для рассматриваемых зеркал представлены на рис. 5.

В рефлектроне с фокусировкой второго порядка времени пролета по координате $[(x|x) = (T|xx) = (T|aa) = (T|\delta) = 0]$ абсолютная величина смешанной абберации $(T|xa)xa$ при моделируемых параметрах ионного пакета мала, так что в наблюдаемую асимметрию пика абберационного уширения доминирующий вклад вносит некомпенсированная времяпролетная абберация по энергии $(T|\delta\delta)\delta^2$ (рис. 5, а). Наличие „хвостов“ пика на уровне низких интенсивностей обусловлено

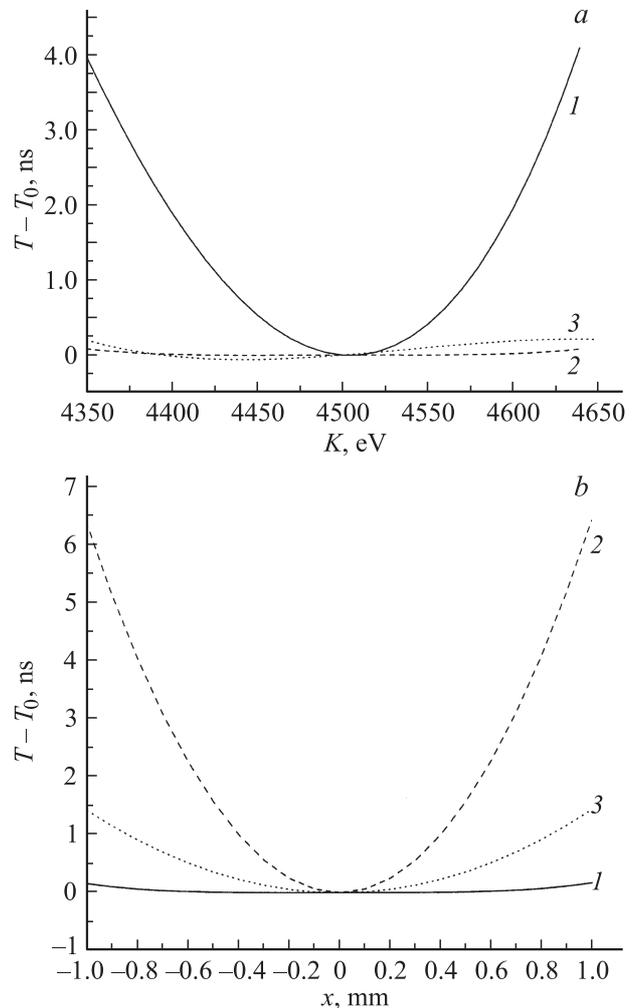


Рис. 4. Зависимости времени пролета от начальной энергии ионов (а) и от начальной x -координаты (b) для ионных зеркал с замедляющими потенциалами всех настраиваемых электродов. Распределения отвечают рефлектронам: 1 — со свойствами $(x|x) = (T|xx) = (T|\delta) = 0$ ($T_0 = 14.243$ ncs), 2 — со свойствами $(x|x) = (T|\delta) = (T|\delta\delta) = (T|\delta\delta\delta) = 0$ ($T_0 = 13.892$ ncs), 3 — с зеркалом Фрея ($T_0 = 20.439$ ncs).

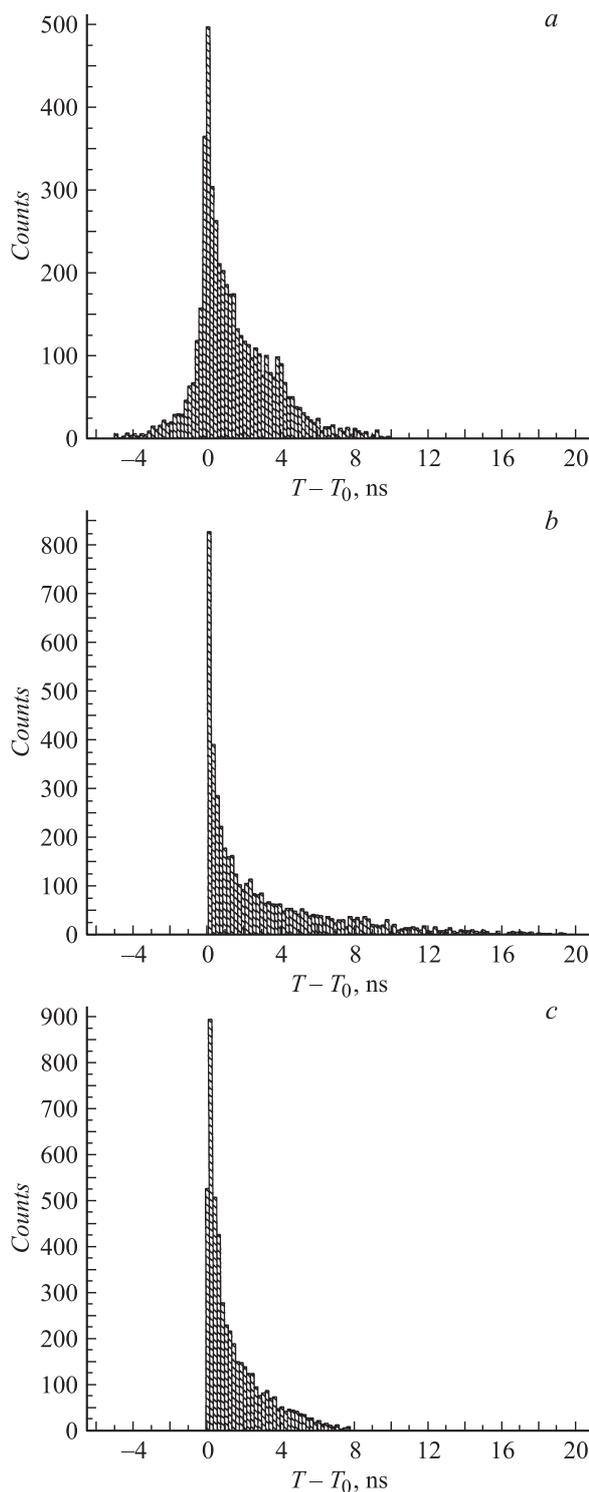


Рис. 5. Форма распределения временного уширения сигнала пренебрежимо малой начальной длительности на детекторе и соответствующие абберационные пределы разрешающей способности по массе в рефлектронах с зеркалами: *a* — со свойствами $(x|x) = (T|xx) = (T|\delta) = 0$ (разрешающая способность по массе по полувысоте пика $R_{FWHM} \approx 9000$, по основанию пика $R_{base} \approx 500$), *b* — со свойствами $(x|x) = (T|\delta) = (T|\delta\delta) = (T|\delta\delta\delta) = 0$ ($R_{FWHM} \approx 35\,000$, $R_{base} \approx 350$), *c* — с зеркалом Фрея ($R_{FWHM} \approx 17\,000$, $R_{base} \approx 1300$).

значительными хромото-геометрическими абберациями третьего порядка $(T|xx\delta)x^2\delta$, $(T|aad)a^2\delta$ и $(T|ax\delta)ax\delta$.

Анализатор с третьим порядком фокусировки времени пролета по энергии демонстрирует при моделируемых значениях параметров ионного пакета худший абберационный предел разрешающей способности по основанию пика (рис. 5, *b*). Значительная асимметрия формы пика обусловлена большими геометрическими абберациями второго порядка, причем абберации $(T|xx)x^2$ и $(T|aa)a^2$ имеют одинаковый знак. Однако в этом случае наблюдается наилучшее значение предела разрешающей способности по массе на полувысоте. Абсолютные величины хромото-геометрических аббераций третьего порядка в данном варианте рефлектрона приблизительно в 3 раза меньше, чем в анализаторе с фокусировкой по энергии первого порядка.

По сравнению с рефлектронами с предложенными вариантами зеркал в анализаторе с зеркалом Фрея (рис. 5, *c*) абсолютные значения геометрических аббераций второго порядка примерно в 2.5 раза меньше, чем в рефлектроне с третьим порядком фокусировки по энергии, однако именно эти абберации ответственны за асимметрию пика, поскольку коэффициенты $(T|xx)$ и $(T|aa)$ имеют одинаковые знаки. Вклад хромото-геометрических аббераций третьего порядка в анализаторе с зеркалом Фрея минимален.

Таким образом, как видно из рис. 5, при выбранных начальных характеристиках ионного пакета абберационные пределы разрешающей способности по массе на полувысоте пика для предложенных планарных зеркал с двумя настраиваемыми тормозящими потенциалами электродов сравнимы с таковыми для прототипа (зеркала Фрея), а по сравнению пика даже хуже, чем в прототипе. При этом наиболее весомый вклад в ограничение разрешающей способности рассмотренных систем вносит либо низкий порядок фокусировки времени пролета по энергии, либо большие времяпролетные геометрические абберации второго порядка.

Следует отметить, однако, что при использовании ионных пакетов с меньшим относительным энергоразбросом (порядка $\pm 1\%$) зеркало со вторым порядком фокусировки времени пролета по координате является хорошей альтернативой по параметрам зеркалу Фрея. Действительно, в зеркале Фрея абберационное уширение (как по полувысоте пика, так и по его основанию) в основном определяется величинами аббераций второго порядка по геометрическим параметрам (см. таблицу); для выбранных параметров пучка эти величины равны $(T|xx)(\Delta x)^2/T_0 \approx 0.7 \cdot 10^{-4}$, $2(T|xa)(\Delta x)(\Delta a)/T_0 \approx 3.9 \cdot 10^{-4}$, $(T|aa)(\Delta a)^2/T_0 \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$. В то же время наибольшая абберация второго порядка для предложенного зеркала со вторым порядком фокусировки времени пролета по координате — это абберация второго порядка по энергии, и при $\Delta\delta = \pm 1\%$ ее нормированная величина в 20 раз меньше суммарной величины аббераций второго порядка зеркала Фрея: $(T|\delta\delta)(\Delta\delta)^2/T_0 \approx 0.3 \cdot 10^{-4}$.

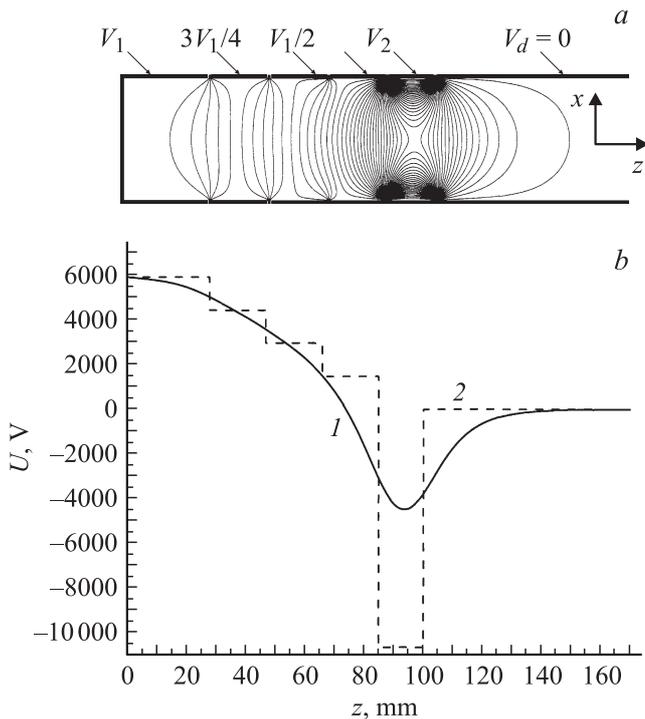


Рис. 6. *a* — схема бессеточного планарного ионного зеркала с ускоряющим линзовым потенциалом и линейным делителем напряжения; *b* — распределение потенциалов на электродах и на оси $x = 0$ в режиме $(x|x) = (T|xx) = (T|\delta) = (T|\delta\delta) = (T|\delta\delta\delta) = 0$. Кривая 1 — осевое распределение потенциала, 2 — распределение потенциала на электродах.

Только величины смешанных хромото-геометрических aberrаций третьего порядка по сравнению с зеркалом Фрея (где соответствующие величины пренебрежимо малы) в рассматриваемом зеркале со вторым порядком фокусировки времени пролета по координате, в основном вносящих вклад только в „хвосты“, т. е. в aberrационное уширение по основанию пика, существенно больше: $2(T|xx\delta)(\Delta x)^2(\Delta\delta)/T_0 \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$, $2(T|xa\delta) \times (\Delta x)(\Delta a)(\Delta\delta)/T_0 \approx 2.5 \cdot 10^{-4}$, $(T|aa\delta)(\Delta a)^2(\Delta\delta)/T_0 \approx 1.1 \cdot 10^{-4}$, но суммарная величина таких aberrаций остается меньшей, чем aberrаций второго порядка в зеркале Фрея.

3. Бессеточное ионное зеркало с ускоряющим потенциалом одного из электродов

В качестве второго варианта альтернативы зеркалу Фрея мы исследовали ионно-оптические свойства рефлектрона с планарным бессеточным ионным зеркалом, в котором геометрическая фокусировка пакета ионов осуществляется электродом с ускоряющим потенциалом. Зеркала подобного типа, но с большим количеством настраиваемых потенциалов использовались

ранее в многоотражательных времяпролетных масс-анализаторах [7,10]. Проведенная нами оптимизация геометрии и потенциалов электродов показала, что при использовании дополнительных электродов, питающихся через линейный делитель напряжений, в зеркале с одним ускоряющим настраиваемым потенциалом возможно добиться выполнения фокусировки третьего порядка времени пролета по энергии $(T|\delta) = (T|\delta\delta) = (T|\delta\delta\delta) = 0$ наряду с компенсацией геометрических aberrаций второго порядка по пространственной координате и углу $(T|xx) = (T|aa) = 0$ и пространственной фокусировкой ионного пучка на детектор $(x|x) = 0$. Пример схемы такого планарного зеркала, а также распределения потенциалов на его электродах и в средней плоскости xz представлены на рис. 6. В предлагаемом варианте используется питание части электродов через линейный делитель, причем электроды, находящиеся под потенциалами $3V_1/4$, $V_1/2$ и $V_1/4$, имеют одинаковую длину. Aberrационное уширение сигнала на детекторе при тех же параметрах ионного пучка, которые использовались при моделировании анализаторов в разд. 2, приведены на рис. 7. Форма пика aberrационного уширения в этом случае имеет практически симметричный вид, поскольку aberrационный предел разрешающей способности ограничивается, главным образом, времяпролетной смешанной aberrацией второго порядка по пространственной координате и углу $(T|xa)$, которая не может быть полностью скомпенсирована при однократном отражении ионов от зеркала (см. таблицу).

Как видно из рис. 7, при выбранных начальных параметрах ионного пучка aberrационный предел раз-

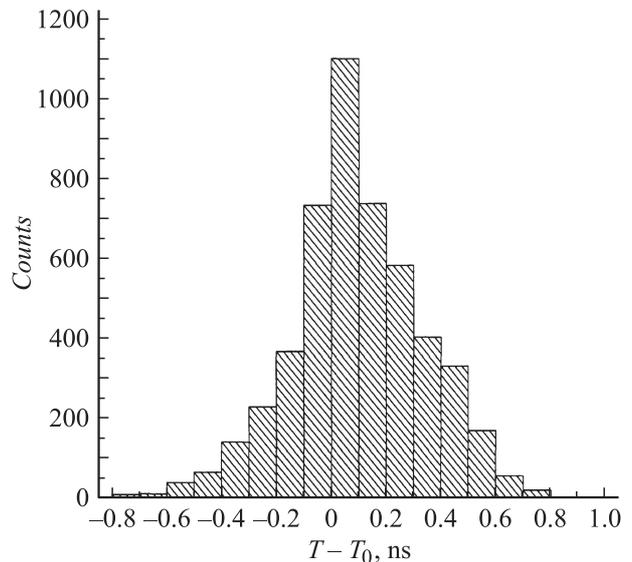


Рис. 7. Форма распределения временного уширения сигнала пренебрежимо малой начальной длительности на детекторе и соответствующие aberrационные пределы разрешающей способности по массе в рефлектроне, использующем зеркало с ускоряющим линзовым потенциалом. Время пролета по оптической оси $T_0 = 22.023$ мкс, разрешающие способности по массе по полувысоте и основанию пика $R_{FWHM} \approx 28000$ и $R_{base} \approx 7000$ соответственно.

решающей способности по массе на полувысоте у рефлектрона, использующего планарное зеркало с ускоряющим фокусирующим полем, примерно в 1.6 раз выше, чем у анализатора с зеркалом Фрея. Однако наиболее значительным преимуществом предложенного планарного зеркала является существенное увеличение (в 5.5 раз по сравнению с рефлектроном, использующим зеркало Фрея) абберационного предела разрешающей способности, рассчитанной по основанию пика. Этот абберационный предел в рефлектроне с представленным зеркалом оценивается величиной 7000, что является выдающимся показателем для времяпролетных анализаторов, сравнимым с соответствующим параметром в высоко разрешающих многоотражательных приборах [11].

Заключение

Анализ предложенных в работе конфигураций планарных бессеточных зеркал показывает, что в рамках ограничения двумя настраиваемыми потенциалами электродов на основе таких зеркал могут быть построены времяпролетные масс-анализаторы типа рефлектронного типа, обладающие высокой разрешающей способностью по массе. Особенно перспективным представляется вариант ионного зеркала с ускоряющим потенциалом одного из электродов, который позволяет также рассчитывать на высокую (более 5000) разрешающую способность по основанию пика и таким образом обеспечивать большой динамический диапазон анализа спектров высокого разрешения.

Список литературы

- [1] Аликханов С.Г. // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. Вып. 3. С. 517–521.
- [2] Мамырин Б.А., Каратаев В.И., Шмик Д.В., Загулин В.А. // ЖТФ. 1973. Т. 64. Вып. 1. С. 82–89.
- [3] Haberland H., Kornmeier H., Ludewigt C., Rich A., Schmidt M. // Rev. Sci. Instrum. 1991. Vol. 62. N 11. P. 2621–2625.
- [4] Haberland H., Kornmeier H., Ludewigt C., Rich A. // Rev. Sci. Instrum. 1991. Vol. 62. N 10. P. 2368–2371.
- [5] Додонов А.Ф., Чернушевич И.В., Додонова Т.Ф., Разников В.В., Тальзоре В.Л. Способ масс-спектрометрического анализа по времени пролета непрерывного пучка ионов. А.с. 1 681 340. 1991.
- [6] Frey R., Schlag E. Time of flight mass spectrometer using an ion reflector // US Patent 4 731 532. 1986.
- [7] Веренчиков А.Н., Явор М.И., Хасин Ю.И., Гаврик М.А. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. С. 74–83.
- [8] Yavor M. Optics of charge particle analyzers (Advances in Imaging and Electron Physics, Vol. 157). Amsterdam: Acad. Press, 2009. P. 381.
- [9] Manura D.J., Dahl D.A. SIMION™ 8.0 User Manual. Sci. Instrument Services, Inc., Idaho Nat. Lab., 2006.
- [10] Casares A., Kholomeev A., Wollnik H. // Int. J. Mass Spectrom. 2001. Vol. 206. P. 267–273.
- [11] Yavor M., Verentchikov A., Hasin Y., Kozlov B., Gavrik M., Trufanov A. // Physics Procedia. 2008. Vol. 1. N 1. P. 391–400.