

Повышение порядка пространственно-временной фокусировки во времяпролетном масс-спектрометре с неоднородным полем на участках ускорения ионов

© В.П. Глащенко

Институт проблем управления сложными системами РАН,
443020 Самара, Россия
e-mail: vglaschenko@gmail.com

(Поступило в Редакцию 13 января 2015 г. В окончательной редакции 8 сентября 2015 г.)

Описан алгоритм расчета неоднородного электростатического поля на произвольном участке ускорения в масс-рефлектроне по критерию повышения порядка пространственно-временной фокусировки. На примере масс-рефлектрона с ионизацией на поверхности мишени рассчитано неоднородное ускоряющее поле, обеспечивающее пространственно-временную фокусировку третьего и четвертого порядков при однородном поле в рефлекторе. Рассмотрено влияние на разрешающую способность размеров входного окна приемника при неоднородном поле в ионном источнике, а также при неоднородных полях и в источнике, и в рефлекторе.

Введение

Разработка времяпролетного масс-спектрометра с пространственно-временной фокусировкой второго порядка по энергии в однородном поле рефлектора позволила в свое время существенно улучшить разрешающую способность такого прибора, названного авторами „масс-рефлектрон“ [1].

В дальнейшем, следуя концепции пространственно-временной фокусировки в однородных электростатических полях, предпринимались попытки улучшить фокусировку введением дополнительных сеток на пути ионов [2,3]. Однако введение сеток сопровождается снижением трансмиссии, уширением пакетов ионов в плоскости входного окна детектора и другими негативными эффектами. Это обстоятельство во многом нивелирует выгоду от теоретически ожидаемого повышения разрешающей способности при увеличении количества сеток.

В „модифицированном масс-рефлектроне“ [4] достигается фокусировка третьего порядка введением дополнительного участка бесполевого дрейфа с отличающимся потенциалом. Однако помимо усложнения конструкции в этом приборе также требуется устанавливать дополнительные сетки на пути ионов.

Теоретически идеальная пространственно-временная фокусировка в неоднородном поле отражателя масс-рефлектрона, предложенная в [5], казалось бы, снимает проблему. Однако в [6] показано, что выполнение условий пространственно-временной фокусировки второго порядка для такого масс-рефлектрона (в предположении об однородном поле в области отражения рефлектора) необходимо для того, чтобы расчетная зависимость компенсирующего поля удовлетворяла уравнению Лапласа и допускала экстраполяцию в радиальную окрестность. Кроме того, для большей однородности компенсирующего поля вблизи нулевой эквипотенциали отмечалась желательность дальнейшего повышения порядка пространственно-временной фокусировки.

В последнее десятилетие активно исследуется схема многоотражательного времяпролетного масс-спектрометра, обеспечивающего фокусировку высокого порядка как по энергии, так и по пространственному разбросу ионных пакетов в бессеточных неоднородных электростатических полях [7,8].

Тем не менее при разработке времяпролетного масс-спектрометра, а также для его начальной настройки и подстройки во время эксплуатации будет полезной дополнительная возможность регулирования времени пролета на участке ускорения в ионном источнике или в рефлекторе, либо при движении к приемнику. Для масс-спектрометров с высоким разрешением это может быть особенно важным.

В настоящей работе получена аналитическая зависимость времени пролета на участке ускорения ионов, где напряженность поля описывается степенным рядом. Эта зависимость включается в полное время пролета в приборе, что позволяет определять коэффициенты распределения поля на участке по условиям пространственно-временной фокусировки. Потенциалы полезующих электродов рассчитываются экстраполяцией в окружающую окрестность.

1. Время пролета участка ускорения с неоднородным полем

Рассмотрим ускорение ионов в поле, которое описывается степенным рядом

$$dz/dU = \sum_{n=0}^{\infty} b_n U^n. \quad (1)$$

В (1) z — текущая продольная координата в неоднородном поле, отсчитываемая от входной эквипотенциали; U — разность потенциалов между z и точкой входа.

Время пролета участка в таком поле можно представить в виде

$$t^*(\Delta U) = \sqrt{m/2q} \sum_{n=0}^{\infty} b_n \int_{U_{in}}^{U_{out}} \frac{U^n dU}{\sqrt{U + \Delta U}}, \quad (2)$$

где m, q — масса и заряд ионов, $q\Delta U$ — начальная энергия ионов, U_{in}, U_{out} — потенциалы на входе и выходе участка.

Для дальнейшего изложения соотношение массы и заряда ионов не имеет значения, поэтому далее по тексту под временем пролета будем понимать нормированную величину $t = t^*/\sqrt{m/2q}$. С учетом этого запишем время пролета участка, поле которого описывается N слагаемыми степенного ряда, в виде

$$t(\Delta U) = \sum_{n=0}^N b_n \int_{U_{in}}^{U_{out}} \frac{U^n dU}{\sqrt{U + \Delta U}}. \quad (3)$$

Выражение (3) содержит табличный интеграл [9]. Воспользуемся его решением и запишем время пролета участка в виде

$$t(\Delta U) = \sum_{n=0}^N b_n \left[2 \sum_{k=0}^n \frac{(-\Delta U^k)}{2n - 2k + 1} \binom{n}{k} \times (U + \Delta U)^{n-k+0.5} \right]_{U_{in}}^{U_{out}}, \quad (4)$$

где $\binom{n}{k}$ — количество сочетаний из n по k , $\binom{n}{k} = \frac{n!}{k!(n-k)!}$. В (4) выделим два характерных случая:

1.1. Входная граница участка имеет нулевой потенциал

Время пролета такого участка описывается выражением

$$t(\Delta U) = 2 \sum_{n=0}^N b_n \left\{ \sum_{k=0}^n \frac{(-\Delta U^k)}{2n - 2k + 1} \binom{n}{k} \times [(U_{out} + \Delta U)^{n-k+0.5} - \Delta U^{n-k+0.5}] \right\}. \quad (5)$$

В (5) содержатся пропорциональные $\Delta U^{(M+0.5)}$ слагаемые, которые обращаются в бесконечность для $\Delta U = 0$ при дифференцировании более M раз. Слагаемые, пропорциональные $\sqrt{\Delta U}$, исключаются в масс-рефлектроне соответствующим сочетанием однородных полей, прилегающих к нулевым эквипотенциалам (т.е. у мишени в ионном источнике, а также на границе областей торможения и отражения в рефлекторе на рис. 1). Для достижения M -го порядка пространственно-временной фокусировки коэффициенты при меньших степенях ΔU должны быть равны нулю. При этом форма нулевой эквипотенциали будет все более приближаться к идеальной плоскости.

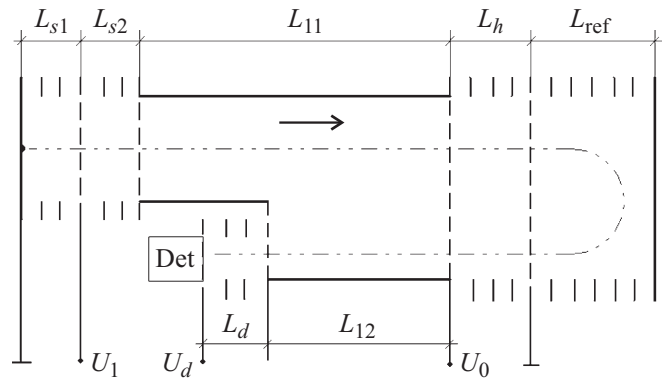


Рис. 1. Схема масс-рефлектрона с десорбцией на поверхности мишени. $L_{s1}, L_{s2}, L_{11}, L_h, L_{ref}, L_{12}, L_d$ — длины первого и второго участков ускорения, бесполевого участка, участка торможения, области отражения, второго бесполевого участка и участка ускорения перед приемником соответственно. U_0 — потенциал участка бесполевого дрейфа, U_1 — потенциал сетки, U_d — потенциал приемника.

1.2. Потенциалы обеих границ участка отличаются от нуля

Время пролета такого участка описывается выражением

$$t(\Delta U) = 2 \sum_{n=0}^N b_n \left\{ \sum_{k=0}^n \frac{(-\Delta U^k)}{2n - 2k + 1} \binom{n}{k} \times [(U_{out} + \Delta U)^{n-k+0.5} - (U_{in} + \Delta U)^{n-k+0.5}] \right\}. \quad (6)$$

В отличие от п. 1.1 все производные времени пролета для такого участка существуют при стремлении ΔU к нулю — поэтому не накладываются дополнительные ограничения на структуру поля. С другой стороны, на таком участке снижается чувствительность времени пролета к изменениям ΔU , что потребует большей ширины участка для такого же регулирующего действия на время пролета.

2. Примеры расчета

Воспользуемся полученным представлением времени пролета для анализа возможностей фокусировки на примере масс-рефлектрона с ионизацией на поверхности мишени, схема которого приведена на рис. 1. Ионы образуются, например, при импульсном воздействии лазерного излучения на мишень, ускоряются на прилегающем к мишени участке ускорения шириной L_{s1} , проходят второй участок ускорения шириной L_{s2} , затем первый участок бесполевого дрейфа L_{11} с потенциалом U_0 . Далее в рефлекторе на участке с однородным полем шириной L_h теряют энергию до нулевого потенциала, входят в область отражения (она же — область компенсации) шириной L_{ref} , где разворачиваются. Двигаясь

в обратном направлении, проходят второй участок дрейфа L_{12} , ускоряются на участке с однородным полем L_d и регистрируются приемником Det. Входное окно приемника имеет потенциал $U_d = KU_0$; ближняя к мишени сетка находится под потенциалом $U_1 = \alpha U_0$. Здесь K и α — коэффициенты; $0 < \alpha < 1$ и $K > 1$.

Сделаем важное для дальнейшего изложения уточнение. Ионы образуются в точечной области источника и регистрируются на плоской поверхности входного окна приемника. При этом точка ионизации и центр входного окна приемника расположены в общей плоскости симметрии двумерных цилиндрических полей ионного источника и рефлектора. Кроме того, мишень, сетки и поверхность входного окна приемника плоскопараллельны. Вертикальная (по рисунку) составляющая движения в этом случае не влияет на время пролета; не влияет также и на продольную z (слева направо по рисунку) и поперечную y (по нормали к плоскости рисунка) координаты иона.

Выбор такой схемы масс-рефлектрона существенно упрощает изложение и расчеты, но не является принципиальным ограничением, поскольку в масс-рефлектроне с неоднородным полем можно осуществлять теоретически идеальную пространственно-временную фокусировку при движении из точки в точку, а некомпенсируемые отклонения времени пролета определяются поперечными размерами трубки возможных траекторий.

Далее будем рассчитывать распределение поля в плоскости симметрии, а также движение ионов в этой плоскости от точки ионизации к центру входного окна приемника. Влияние неоднородного характера поля на точность фокусировки оценим сравнением времени пролета до центра приемника с временем пролета до отстоящей от плоскости симметрии точки на периферийной границе входного окна приемника.

Такие факторы, как точность геометрических размеров электродов, погрешности их взаимного расположения и значений потенциалов, продолжительность ионизации и пр., учитывать не будем — это предмет отдельного рассмотрения.

Итак, неоднородное поле для пространственно-временной фокусировки можно использовать на участках L_h , L_{s1} , L_{s2} и L_d . Однако фокусировка в неоднородном поле источника на участке L_{s1} имеет преимущество — здесь ионы движутся в заведомо близкой к плоскости симметрии поля окрестности, чем минимизируется влияние неоднородности поля на время пролета в источнике. Поэтому будем рассматривать далее именно такой вариант.

Запишем полное время пролета в виде

$$t = t_{s1} + t_2, \quad (7)$$

где t_{s1} — время пролета на участке L_{s1} , t_2 — время пролета вне участка L_{s1} ,

$$t_2 = \frac{2L_{s2}}{U_0 - U_1} (\sqrt{U_0 + \Delta U} - \sqrt{U_1 + \Delta U}) + \frac{L_1}{\sqrt{U_0 + \Delta U}} + \frac{4L_h}{U_0} (\sqrt{U_0 + \Delta U} - \sqrt{\Delta U}) + \frac{4}{E_{ref}} \sqrt{\Delta U} + \frac{2L_d}{U_d - U_0} (\sqrt{U_d + \Delta U} - \sqrt{U_0 + \Delta U}). \quad (8)$$

Здесь E_{ref} — напряженность поля на входе в область отражения рефлектора, L_1 — суммарная протяженность участков бесполевого дрейфа, $L_1 = L_{11} + L_{12}$.

2.1. Фокусировка третьего порядка

Для участка L_{s1} рассмотрим распределение поля следующего вида:

$$dz/dU = b_0 + b_3 U^3 + b_4 U^4. \quad (9)$$

В (9) координата z отсчитывается от точки ионизации на мишени по направлению к ускоряющей сетке с потенциалом U_1 . Отсутствие слагаемого с первой степенью потенциала необходимо для „сшивания“ неоднородного поля с плоской мишенью по форме эквипотенциали и для существования второй производной времени пролета (5). Отсутствие в (9) слагаемого с второй степенью потенциала необходимо для существования третьей производной времени пролета. Для „сшивания“ неоднородного поля с плоской ускоряющей сеткой на другой стороне участка распределение (9) должно удовлетворять условию: $d^2z/dU^2 = 3b_3 U_1^2 + 4b_4 U_1^3 = 0$, которое определяет соотношение между его коэффициентами

$$b_4 = -0.75b_3/U_1. \quad (10)$$

Время пролета на участке ускорения с неоднородным полем (9) можно записать в виде

$$t_{s1} = 2b_0 (\sqrt{U_1 + \Delta U} - \sqrt{U_1}) + 2b_3 \left\{ \frac{(U_1 + \Delta U)^{3.5}}{7} - \frac{3\Delta U (U_1 + \Delta U)^{2.5}}{5} + \Delta U^2 (U_1 + \Delta U)^{1.5} - \Delta U^3 \sqrt{U_1 + \Delta U} + 16\Delta U^{3.5}/35 \right\} + 2b_4 \left\{ \frac{(U_1 + \Delta U)^{4.5}}{9} - \frac{4\Delta U (U_1 + \Delta U)^{3.5}}{7} + \frac{6\Delta U^2 (U_1 + \Delta U)^{2.5}}{5} - \frac{4\Delta U^3 (U_1 + \Delta U)^{1.5}}{3} + \Delta U^4 \sqrt{U_1 + \Delta U} - 128\Delta U^4/315 \right\}. \quad (11)$$

Соответственно полное время пролета t определяется по (7) и (8).

Для исключения из полного времени пролета слагаемого, пропорционального $\sqrt{\Delta U}$, потребуем выполнения условия:

$$E_{ref} = 1/(0.5b_0 + L_h/U_0). \quad (12)$$

Применив к полному времени пролета условия пространственно-временной фокусировки третьего порядка при $\Delta U = 0$, получим систему трех линейных уравнений, решение которой позволит определить распределение поля на участке L_{s1} .

Опуская рутинные громоздкие преобразования, приведем конечную систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} x_1 + \gamma_{12}x_2 + x_3 &= \alpha^{0.5}L_1 + \alpha^{0.5}A_dU_0(1 - K^{-0.5}), \\ x_1 + \gamma_{22}x_2 + \alpha x_3 &= 3\alpha^{1.5}L_1 + \alpha^{1.5}A_dU_0(1 - K^{-1.5}), \\ x_1 + \gamma_{32}x_2 + \alpha^2x_3 &= 5\alpha^{2.5}L_1 + \alpha^{2.5}A_dU_0(1 - K^{-2.5}), \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где

$$\gamma_{12} = -13/70, \quad \gamma_{22} = -1.1, \quad \gamma_{32} = -7.5, \quad (14)$$

$$A_d = \frac{2L_d}{U_0(K - 1)}, \quad K = U_d/U_0. \quad (15)$$

По найденному решению системы (13) определим коэффициенты распределения поля и значения параметров схемы масс-рефлектрона из уравнений

$$\begin{aligned} x_1 &= 2b_0U_0 - 2L_{s2}/(1 - \alpha) \\ x_2 &= b_3\alpha^3U_0^4, \\ x_3 &= 2L_{s2}/(1 - \alpha) + 4L_h. \end{aligned} \quad (16)$$

Коэффициент b_4 определим согласно (10).

Соответствующие полученному решению графики зависимостей отклонений времени пролета от начальной энергии $\Delta t(\Delta U)$, нормированные на время пролета $t_0 = t(0)$, а также графики напряженности поля

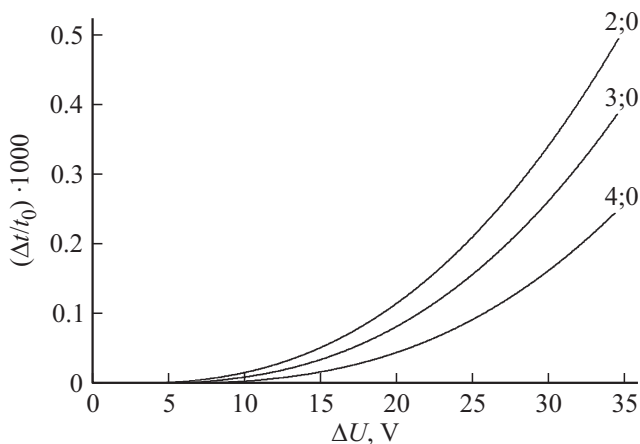


Рис. 2. Относительные отклонения полного времени пролета $\Delta t/t_0$ в зависимости от начальной энергии ΔU ионов при однородном поле рефлектора (значения отклонений увеличены в 1000 раз).

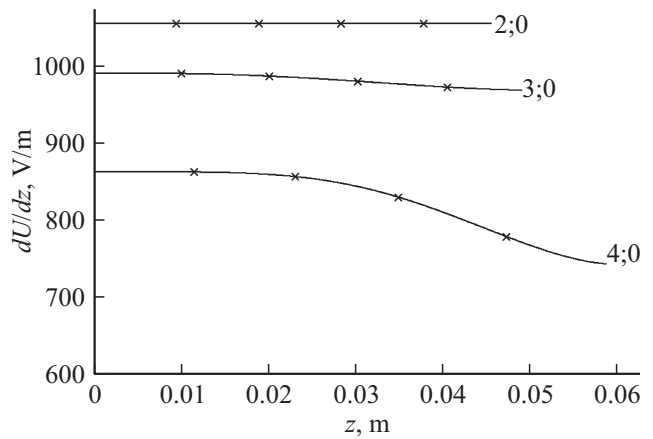


Рис. 3. Напряженность поля dU/dz на участке L_{s1} источника в зависимости от расстояния до мишени.

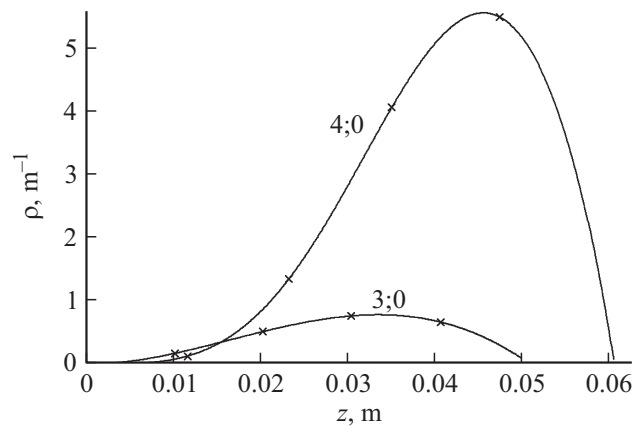


Рис. 4. Кривизна эквипотенциалей ρ в плоскости симметрии неоднородного поля на участке L_{s1} источника в зависимости от расстояния до мишени.

Таблица 1. Параметры схемы масс-рефлектрона

Порядок фокусировки	α	L_{s1}, mm	L_{s2}, mm	L_h, mm	$E_{ref}, \text{V/m}$
2	0.2	47.3748	100.0	63.1807	1376.52
3	0.2	50.8961	100.0	48.4634	1432.24
4	0.2	60.6062	100.0	15.7970	1557.44

и кривизны эквипотенциалей в плоскости симметрии приведены на рис. 2–4 и помечены символами „3;0“. Далее на всех графиках первая цифра метки соответствует порядку фокусировки, вторая — соответствующему кривой расстоянию от плоскости симметрии до удаленной от нее точки регистрации ионов на входном окне приемника в миллиметрах. Аналогичные графики с меткой „2;0“, соответствуют фокусировке второго порядка при однородном поле на участке L_{s1} и приведены для сопоставления зависимостей. Значения параметров схемы масс-рефлектрона приведены в табл. 1;

Таблица 2. Коэффициенты распределения поля

Порядок фокусировки	$b_0, \text{m/V}$	$b_3, \text{m/V}^4$	$b_4, \text{m/V}^5$	$b_5, \text{m/V}^6$	$b_6, \text{m/V}^7$
2	$9.47496 \cdot 10^{-4}$	—	—	—	—
3	$1.00871 \cdot 10^{-3}$	$7.37158 \cdot 10^{-10}$	$-1.10574 \cdot 10^{-11}$	—	—
4	$1.15778 \cdot 10^{-3}$	0	$1.49612 \cdot 10^{-11}$	$2.99337 \cdot 10^{-12}$	$-5.38792 \cdot 10^{-14}$

рассчитанные значения коэффициентов распределения поля — в табл. 2. Ускоряющий потенциал $U_0 = 250 \text{ V}$, потенциал приемника 2500 V , суммарная длина участков дрейфа $L_1 = 1000 \text{ mm}$, ширина участка ускорения перед приемником — 20 mm во всех вариантах.

2.2. Фокусировка четвертого порядка

Будем рассматривать распределение поля следующего вида:

$$dz/dU = b_0 + b_4U^4 + b_5U^5 + b_6U^6. \quad (17)$$

Для „сшивания“ неоднородного поля с плоской ускоряющей сеткой распределение поля (17) в этой точке должно удовлетворять условию

$$d^2z/dU^2 = 4b_4U^3 + 5b_5U^4 + 6b_6U^5 = 0. \quad (18)$$

Из (18) получаем условие для выбора коэффициента b_6 :

$$b_6 = -(4b_4 + 5b_5U_1)/(6U_1^5). \quad (19)$$

Условие (12) должно выполняться и в данном случае.

Вследствие громоздкости и очевидности записи не будем приводить выражение для полного времени пролета в рассматриваемом примере — читатель может получить его самостоятельно, воспользовавшись (5), (8) и (7).

Применив к полному времени пролета условия пространственно-временной фокусировки четвертого порядка при $\Delta U = 0$, получим систему четырех линейных уравнений

$$\left. \begin{aligned} x_1 + \gamma_{12}x_2 + \gamma_{13}x_3 + x_4 &= \alpha^{0.5}L_1 + \alpha^{0.5}A_dU_0(1-K^{-0.5}), \\ x_1 + \gamma_{22}x_2 + \gamma_{23}x_3 + \alpha x_4 &= 3\alpha^{1.5}L_1 + \alpha^{1.5}A_dU_0(1-K^{-1.5}), \\ x_1 + \gamma_{32}x_2 + \gamma_{33}x_3 + \alpha^2x_4 &= 5\alpha^{2.5}L_1 + \alpha^{2.5}A_dU_0(1-K^{-2.5}), \\ x_1 + \alpha_4x_2 + \gamma_{43}x_3 + \alpha^3x_4 &= 7\alpha^{3.5}L_1 + \alpha^{3.5}A_dU_0(1-K^{-3.5}), \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_{12} &= -38/231, & \gamma_{13} &= -7/99, \\ \gamma_{22} &= -34/45, & \gamma_{23} &= -19/63, \\ \gamma_{32} &= -50/21, & \gamma_{33} &= -17/21, \\ \gamma_{42} &= -1046/15, & \gamma_{43} &= 17/3. \end{aligned} \quad (21)$$

Значения A_d и K соответствуют (15).

По найденному решению системы (20) определим коэффициенты распределения поля и значения параметров схемы масс-рефлектрона из уравнений

$$x_1 = 2b_0U_0 - 2L_{s2}/(1 - \alpha),$$

$$x_2 = b_4\alpha^4U_0^5,$$

$$x_3 = b_5\alpha^5U_0^6,$$

$$x_4 = (2L_{s2}/(1 - \alpha) + 4L_h)\alpha^{0.5}. \quad (22)$$

Коэффициент b_6 определим согласно (19).

Кривые, соответствующие полученному решению, приведены на графиках рис. 2–4 и помечены символами „4; 0“. На этих графиках кривые, помеченные символами „3; 0“, соответствуют фокусировке 3-го порядка. Кривые, помеченные символами „2; 0“, соответствуют фокусировке 2-го порядка и приведены для сопоставления. Значения параметров схемы масс-рефлектрона — в табл. 1, соответствующие им значения коэффициентов распределения поля — в табл. 2.

3. Влияние отклонения траектории от плоскости симметрии в источнике на полное время пролета

Как известно, двумерное цилиндрическое электростатическое поле $U(y, z)$ вблизи плоскости симметрии определяется выражением

$$U(y, z) = U(z) - 0.5y^2 \frac{d^2U(z)}{dz^2}, \quad (23)$$

где y — удаление текущей точки от плоскости симметрии, $U(z)$ — распределение поля в плоскости симметрии.

Очевидно, что при отклонении траектории от плоскости симметрии, время пролета в таком поле будет отличаться по сравнению с движением в этой плоскости. В ситуации, когда от времяпролетного масс-спектрометра требуется разрешающая способность до тысяч и десятков тысяч единиц, дополнительные отклонения времени пролета регистрируемых ионов могут перечеркнуть преимущества фокусировки, рассчитанной для движения в плоскости симметрии неоднородного поля.

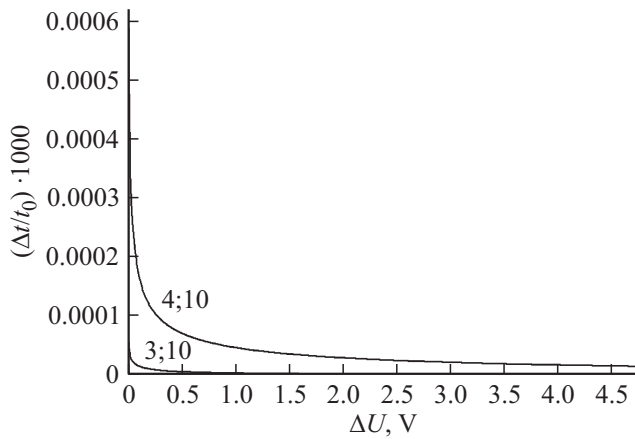


Рис. 5. Относительные отклонения полного времени пролета $\Delta t/t_0$ при неоднородном поле в источнике и однородном поле в рефлекторе для ионов, регистрируемых на расстоянии 10 мм от плоскости симметрии по сравнению с движением в плоскости симметрии (значения отклонений увеличены в 1000 раз).

Для оценки такого влияния были выполнены численные расчеты неоднородного поля в источнике итерационным методом. Начальные условия на границах и внутри области задавались экстраполяцией рассчитанного распределения поля от плоскости симметрии в окрестность согласно (23). Интегрированием уравнений движения рассчитывались траектории и время пролета ионов, из которых отбирались только ионы, которые попадают на входное окно приемника на заданном расстоянии от плоскости симметрии. Продольный размер участка ускорения равнялся указанному в табл. 1 значению L_{s1} ; поперечный размер поля источника от плоскости симметрии до максимального удаления от нее равнялся 25 мм. Количество ячеек сетки решения итерационной задачи — 1000×1000 . Для вариантов фокусировки третьего и четвертого порядков на рис. 5 представлены рассчитанные графики зависимостей отклонений времени пролета от начальной энергии для ионов, регистрируемых приемником на расстоянии 10 мм от плоскости симметрии, по сравнению с ионами, регистрируемыми в плоскости симметрии (в центре окна приемника). Фактически, на рис. 5 приведена погрешность пространственно-временной фокусировки, обусловленная только неоднородностью поля в источнике, в зависимости от начальной энергии ионов.

4. Дополнительная фокусировка в неоднородном поле рефлектора

Выполненные в предыдущих разделах расчеты показали, что повышение порядка пространственно-временной фокусировки расширяет диапазон энергии фокусируемых ионов по сравнению с фокусировкой только в однородных полях (рис. 2). Это хороший результат для источников с „мягкой“ ионизацией, когда собственная энергия ионов относительно мала. Однако при лазерной

десорбции она может достигать 120–150 эВ [10,11] и при ускоряющем потенциале 250 В повышения разрешающей способности только за счет более высокого порядка фокусировки явно недостаточно — придется увеличивать ускоряющий потенциал. Это, в свою очередь, потребует повышения быстродействия системы регистрации масс-спектров, либо увеличения габаритов масс-рефлектрона.

Радикально расширить допустимый диапазон энергии фокусируемых ионов позволяет теоретически идеальная пространственно-временная фокусировка в неоднородном компенсирующем поле рефлектора на участке отражения [5]. Вместе с тем в рефлекторе по сравнению с движением в ионном источнике увеличивается расстояние от плоскости симметрии поля до траектории движения, соединяющей точку ионизации с периферией входного окна приемника. Ситуацию осложняет, согласно (23), второй порядок зависимости отклонений потенциала от этого расстояния.

Оценка погрешности фокусировки при удалении траектории от плоскости симметрии неоднородного по-

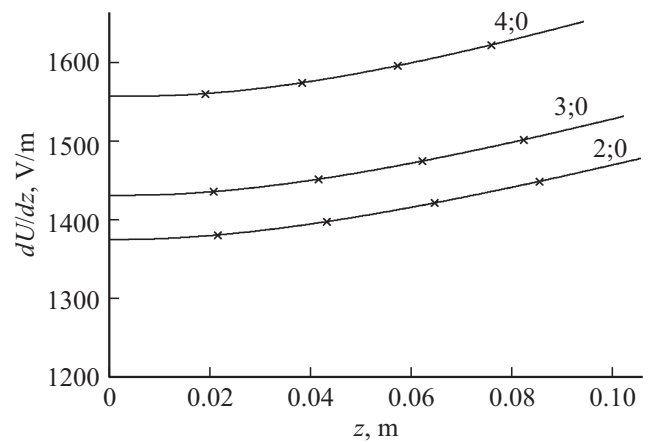


Рис. 6. Напряженность компенсирующего поля dU/dz на участке отражения в рефлекторе.

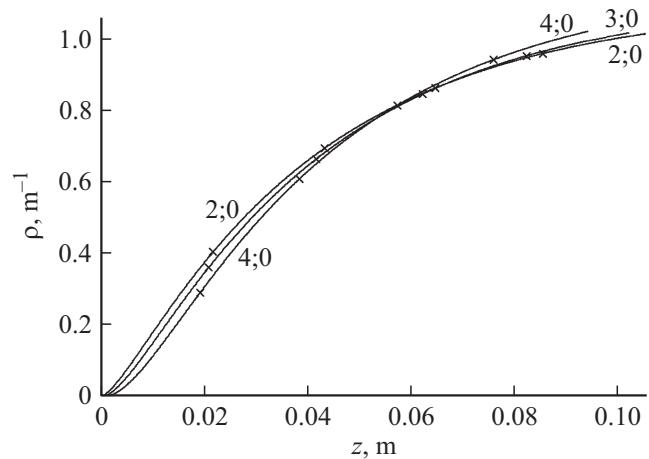


Рис. 7. Кривизна эквипотенциалей ρ в плоскости симметрии компенсирующего поля на участке отражения в рефлекторе.

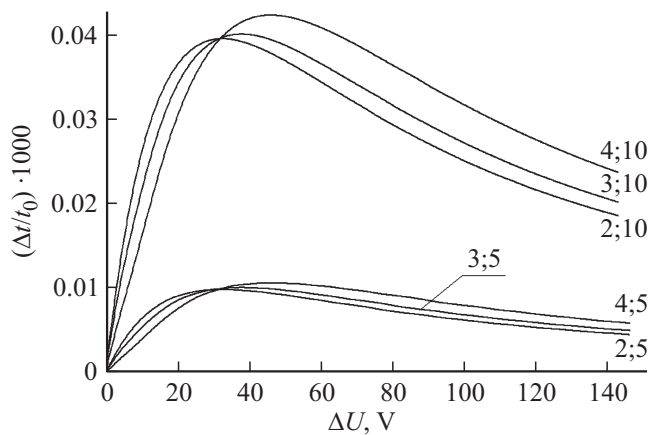


Рис. 8. Относительные отклонения полного времени пролета $\Delta t/t_0$ при неоднородных полях в источнике и в рефлекторе для ионов, регистрируемых на расстоянии 5 и 10 мм от плоскости симметрии по сравнению с движением в плоскости симметрии (значения отклонений увеличены в 1000 раз).

ля выполнялась численным моделированием. Сначала рассчитывалось компенсирующее поле, обеспечивающее теоретически идеальную фокусировку в плоскости симметрии рефлектора по описанной в [5] методике. На рис. 6, 7 приведены полученные при этом графики напряженности компенсирующего поля в области отражения рефлектора и кривизны эквипотенциалей в зависимости от удаления текущей точки z от входной сетки. Затем рассчитанное компенсирующее поле рефлектора экстраполировалось в окрестность плоскости симметрии на сетку 2000×2000 и формировались граничные условия. Распределение поля на сетке уточнялось в итерационном процессе. Далее интегрировались уравнения движения и сравнивалось полное время пролета для ионов, регистрируемых на периферии приемника с полным временем пролета в плоскости симметрии. Эти зависимости для ионного источника с однородным полем (при фокусировке 2-го порядка), а также для рассмотренных примеров с фокусировкой 3-го и 4-го порядков в неоднородном поле источника, приведены на рис. 8. Фактически, это погрешность пространственно-временной фокусировки, обусловленная неоднородностью полей и в источнике, и в рефлекторе. Первый символ меток на кривых обозначает соответствующий порядку фокусировки вариант масс-спектрометра, второй — расстояние от точки регистрации ионов на периферии приемника до плоскости симметрии (5 и 10 мм).

5. Результаты расчетов

Расчеты выполнены для изображенной на рис. 1 схеме масс-рефлектора с ускоряющим потенциалом $U_0 = 250$ В и суммарной длиной участков дрейфа $L_1 = 1000$ мм. Потенциал приемника $U_d = 2500$ В, а

ширина участка ускорения у приемника $L_d = 20$ мм. Значения прочих параметров схемы масс-рефлектора приведены в табл. 1, 2.

Ось абсцисс „ z “ на рис. 3, 4 направлена от мишени к ускоряющей сетке, на рис. 6, 7 — от сетки с нулевым потенциалом в глубину рефлектора.

На всех графиках первая цифра метки соответствует порядку фокусировки при однородном поле рефлектора, вторая — расстоянию в миллиметрах от периферийной точки окна приемника, где ионы регистрируются для соответствующей кривой, до плоскости симметрии. Пометки на графиках в виде диагонально пересекающихся отрезков указывают на потенциал в соответствующей точке, возрастающий слева направо с шагом 10 В для рис. 3, 4 и с шагом 50 В для рис. 6, 7.

Графики на рис. 3, 4 иллюстрируют свойства рассчитанного неоднородного поля на плоскости симметрии для участка ускорения ионного источника, а на рис. 6, 7 — в области отражения рефлектора.

Для удобства восприятия графики отклонений полного времени пролета от энергии ионов на рис. 2, 5 и 8 изображены в одном масштабе. На рис. 2 приведены зависимости отклонений времени пролета от энергии ионов $\Delta t(\Delta U)$ (нормированные на время пролета $t_0 = t(0)$), рассчитанные аналитически для движения в плоскости симметрии при 2-, 3- и 4-м порядках фокусировки для масс-рефлектора с однородным полем рефлектора.

На рис. 5 приведены зависимости отклонений времени пролета от начальной энергии для ионов, движущихся в удаленную на 10 мм от плоскости симметрии точку входного окна приемника, по сравнению с движением в плоскости симметрии. Как и на рис. 2, здесь рассматривается движение в однородном поле рефлектора.

Графики на рис. 8 подобны графикам рис. 5 и отличаются дополнительной фокусировкой при движении в неоднородном поле рефлектора на участке отражения. Для оценки влияния на время пролета удаленности траектории от плоскости симметрии здесь приведены также кривые, соответствующие регистрации ионов в приемнике на расстоянии 5 мм от плоскости симметрии.

Графики на рис. 5 по существу иллюстрируют погрешности пространственно-временной фокусировки, обусловленные неоднородностью полей только в источнике, а графики на рис. 8 — погрешности фокусировки, обусловленные неоднородностью полей одновременно и в источнике, и в приемнике.

6. Выводы

По сравнению с фокусировкой второго порядка при однородных полях на графиках рис. 2 видно расширение допустимого диапазона начальной энергии для ионов, движущихся в плоскости симметрии полей, например, на 10% при третьем порядке фокусировки и почти на 30% при четвертом порядке фокусировки для $\Delta t/t_0 = 10^{-4}$.

При этом не потребовалось вводить дополнительные сетки на пути ионов. Из рис. 3, 4 следует, что напряженность неоднородного поля в источнике монотонна и слабо зависит от координаты z . В рассмотренных вариантах отклонение ионов от плоскости симметрии менее 2mm на участке ускорения или менее 1% от радиуса кривизны эквипотенциалей (согласно рис. 4).

Согласно (23), отклонения продольной составляющей напряженности неоднородного поля при удалении от плоскости симметрии пропорциональны второму порядку малого расстояния от плоскости симметрии. Кроме того, время пролета на участке ускорения относительно мало по сравнению с полным временем пролета. Эти обстоятельства объясняют, почему погрешности пространственно-временной фокусировки полного времени пролета на рис. 5, обусловленные удалением от плоскости симметрии в источнике, на 2–3 порядка меньше погрешности фокусировки, обусловленной начальной энергией ионов. Для рассмотренной схемы масс-рефлектрона такими погрешностями можно пренебречь.

Относительно дополнительной фокусировки в неоднородном поле рефлектора отметим следующее. На рис. 6 напряженность компенсирующего поля в рефлекторе также монотонна и слабо зависит от координаты z . В данном случае, когда $L_{11} = L_{12}$, среднее отклонение ионов от плоскости симметрии в рефлекторе приблизительно равно четверти ширины входного окна приемника. Это малая величина — менее 0.5% от радиуса кривизны эквипотенциалей поля рефлектора согласно рис. 7.

Приведенная на рис. 2 зависимость отклонений времени пролета от начальной энергии ионов при однородном поле рефлектора полностью компенсируется при теоретически идеальной пространственно-временной фокусировке в неоднородном поле рефлектора для ионов, движущихся в плоскости симметрии. При этом погрешности фокусировки, обусловленные удалением траектории от плоскости симметрии в неоднородных полях источника и рефлектора, согласно рис. 8, на 1–1.5 порядка меньше отклонений на графиках рис. 2. Следовательно, погрешности фокусировки по времени пролета в этом случае также уменьшаются на 1–1.5 порядка по сравнению с фокусировкой при однородном поле рефлектора.

Заключение

Полученные результаты указывают на возможность улучшения характеристик масс-рефлектронов при пространственно-временной энергетической фокусировке в неоднородных оптически слабых электрических полях. Наибольший эффект можно ожидать для масс-рефлектронов с малым по сравнению с радиусом кривизны эквипотенциалей поперечным сечением трубки возможных траекторий ионов в неоднородном поле.

Список литературы

- [1] Каратаев В.И., Мамырин Б.А., Шмигк Д.В. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 7. С. 1498–1501.
- [2] Шмигк Д.В., Дубенский Б.М. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 5. С. 912–916.
- [3] Шмигк Д.В., Дубенский Б.М., Носаль С.В., Петров Р.Л. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 5. С. 1003–1005.
- [4] Голиков Ю.К., Краснов Н.В., Бубляев Р.А. // Научное приборостроение. 2005. Т. 15. № 4. С. 42–50.
- [5] Глащенко В.П., Сёмкин Н.Д., Сысоев А.А., Олейников В.А., Татур В.Ю. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 5. С. 904–907.
- [6] Глащенко В.П. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 5. С. 127–134.
- [7] Вереничков А.Н., Явор М.И., Хасин Ю.И., Гаврик М.А. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. Ч. 1, 2. С. 74–88.
- [8] Помозов Т.М., Явор М.И. // Научное приборостроение. 2011. Т. 21. № 2. С. 90–97.
- [9] Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Элементарные функции. М.: Наука, 1981. 800 с.
- [10] Doroshenko V.M., Cotter R.J. // J. Am. Soc. MassSpectrom. 1999. Vol. 10. P. 992–999.
- [11] Манагадзе Г.Г., Манагадзе Н.Г. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 10. С. 138–142.