

РАБОТЫ ШКОЛЫ ПРОФ. Ю. К. ГОЛИКОВА:  
РАБОТЫ, ПОСВЯЩЕННЫЕ ПАМЯТИ Ю. К. ГОЛИКОВА

УДК 535.31: 621.384.8

© Е. М. Якушев, Л. М. Назаренко, С. Б. Бимурзаев, Н. У. Алдияров

## АНАЛИЗИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ИОННОГО УСКОРИТЕЛЯ

Рассмотрены фокусирующие свойства простого времяпролетного масс-спектрометра, ионно-оптический тракт которого не содержит рефлектора ионов. Высокие значения разрешающей способности и чувствительности достигаются тем, что электростатический ускоритель ионных пакетов выполнен в виде системы внешних по отношению к ионному потоку электродов, формирующих неоднородное электростатическое поле, которое наряду с ускорением осуществляет одновременно высококачественную времяпролетную и пространственную фокусировку ионных пакетов непосредственно на входную плоскость детектора ионов.

*Кл. сл.:* ускоритель, электростатическое поле, пространственная фокусировка, времяпролетный масс-спектрометр

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время времяпролетная масс-спектрометрия стала незаменимым инструментом исследования во многих областях современной науки, таких как молекулярная биология, протеомика, медицина и др. Разработка и создание времяпролетных масс-спектрометров стало одним из важных направлений современного научного приборостроения. Как известно, высокие значения разрешающей способности и чувствительности в современных времяпролетных масс-спектрометрах типа масс-рефлектрон достигаются путем применения в их ионно-оптических схемах специальных устройств — ионных рефлекторов различных модификаций [1, 2]. Приборы простой конструкции, не содержащие ионных рефлекторов, например [3], имеют сравнительно низкие разрешающую способность и чувствительность. Это обусловлено главным образом тем, что для формирования ионных пакетов используются простые однородные электрические поля, образованные в ускорительном промежутке между плоскими мелкоструктурными сетками. Такие поля не могут обеспечить высококачественную пространственную и времяпролетную фокусировку ионных пакетов на плоскость детектора, а использование мелкоструктурных сеток существенно усугубляет ситуацию. В настоящей работе исследуется ионная оптика времяпролетного масс-спектрометра, в котором высокие значения разрешающей способности и чувствительности могут быть достигнуты без применения ионного рефлектора — путем более полного использования свойств пространственной и времяпролетной фокусировки ионных пакетов в неоднородном электростатическом поле ионного ускорителя.

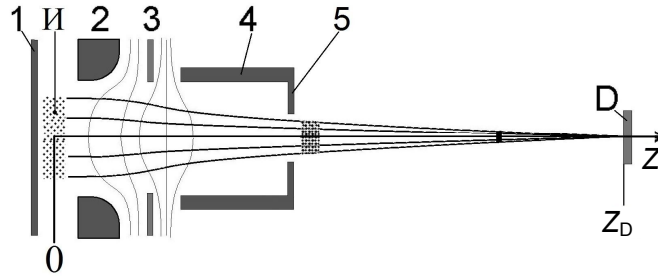
### АНАЛИЗ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ АБЕРРАЦИЙ

Рассмотрим простой времяпролетный масс-спектрометр (см. рисунок) содержащий электростатический ускоритель ионных пакетов, выполненный в виде системы внешних по отношению к ионному пучку электродов 1–4 с общей осью  $z$  вращательной симметрии, источник ионов И, детектор ионов D и бесполеовое дрейфовое пространство, определяемое расстоянием между выходной плоскостью 5 ускорителя и входной плоскостью  $Z_D$  детектора D ионов.

В цилиндрической системе координат  $(r, \psi, z)$  источник ионов представляет собой насыщенную ионами область  $(r_0, z_0)$  в виде диска с радиусом  $R_0 \geq r_0$  и толщиной  $h_0 \left( -\frac{1}{2}h_0 \leq z_0 \leq \frac{1}{2}h_0 \right)$  (область экстракции ионов, образованных одним из известных способов ионизации). Начало координат совместим с центральной точкой этой области  $(r_0 = z_0 = 0)$ . В определенные моменты времени эту область пронизывает ускоряющее электростатическое поле, которое извлекает из нее ионы, ускоряет их, формирует короткий по длительности пакет и выталкивает пакет ускоренных ионов в свободное от поля дрейфовое пространство для последующего времяпролетного анализа. Примем, что потенциал ускоряющего поля  $\varphi = \varphi(r, z)$  описывается симметричной относительно плоскости  $z = 0$  функцией координат

$$\varphi(0, z) = \Phi(z) = -\Phi(-z), \quad \Phi_0^{(2n)} = 0, \quad (1)$$

$$(0 \leq n < \infty), \quad \Phi_0' \neq 0.$$



Ионно-оптическая схема времяпролетного масс-спектрометра.  
 1 — выталкивающий электрод; 2, 3, 4 — система фокусирующих электродов, 5 — выходная плоскость ускорителя

Это условие, в общем случае необязательное, обычно используется при расчете импульсных ионных ускорителей. В этом случае выталкивающий электрод 1 имеет вид плоскости и формирует вытягивающее электрическое поле в области источника ионов, близкое к однородному полю, что несколько упрощает расчет и практическую реализацию системы.

Необходимо отметить, что в процессе ускорения пакета ионов (с зарядами  $e$  и массами  $m$ ) к моменту его инжекции в пространство дрейфа, ионы в пакете приобретают разные энергии вследствие двух физически разных причин.

Во-первых, ионы стартуют с разными начальными значениями продольной скорости частиц  $\dot{z}_0$ , что приводит к соответствующему разбросу кинетических энергий ионов в пакете, равному

$$\varepsilon = \frac{m}{2e} \dot{z}_0^2.$$

Во-вторых, ионы стартуют из разных точек области экстракции при разных начальных значениях  $z_0$ , и в результате ускорения пакета они в пространстве дрейфа приобретают дополнительный разброс кинетических энергий, равный  $\varepsilon_\Phi \approx -z_0 \Phi'_0$ .

Обычно начальный разброс кинетических энергий ионов  $\varepsilon$  является малой величиной по сравнению с дополнительным разбросом энергий  $\varepsilon_\Phi$ , приобретаемым в процессе ускорения пакета ( $\varepsilon \ll |\varepsilon_\Phi|$ ). Однако, его нельзя исключить из рассмотрения, поскольку именно начальный разброс кинетических энергий ионов  $\varepsilon$ , как будет показано ниже, в конечном итоге определяет предельное разрешение любого времяпролетного масс-спектрометра, в том числе и масс-рефлектрона.

С учетом сказанного напишем закон сохранения энергии заряженной частицы в виде

$$\dot{z}^2 + \dot{r}^2 = \frac{2e}{m} (\varphi(r, z) - \varphi(r_0, z_0) + \varepsilon). \quad (2)$$

Введем обозначение:

$$-\varphi(z_0, r_0) + \varepsilon = -\varphi(z_\varepsilon, r_0) \approx -\Phi'_0 z_0 + \varepsilon = -\Phi'_0 z_\varepsilon,$$

откуда получим:

$$z_\varepsilon = z_0 - \frac{\varepsilon}{\Phi'_0}. \quad (3)$$

Рассчитаем время пролета  $t$  частицы от точки ее старта  $(r_0, z_0)$  до референсной плоскости  $z = z_1 = \text{const}$ , расположенной в дрейфовом пространстве. С учетом равенств (1)–(3) напишем цепочку следующих друг за другом уравнений:

$$\begin{aligned} t &= \sqrt{\frac{m}{2e}} \int_{z_0}^{z_1} \frac{\sqrt{1+r'^2} dz}{\sqrt{\varphi(z, r) - \Phi'_0 z_\varepsilon}} = \\ &= \sqrt{\frac{m}{2e}} \int_{z_0}^{z_\varepsilon} \frac{\sqrt{1+r'^2} dz}{\sqrt{\varphi(z, r) - \Phi'_0 z_\varepsilon}} + \sqrt{\frac{m}{2e}} \int_{z_\varepsilon}^{z_1} \frac{\sqrt{1+r'^2} dz}{\sqrt{\varphi(z, r) - \Phi'_0 z_\varepsilon}} = \\ &\approx \frac{1}{\Phi'_0} \sqrt{\frac{2m\varepsilon}{e}} + \sqrt{\frac{m}{2e}} \left( \int_{z_\varepsilon}^{z_1} \frac{\sqrt{1+r'^2} dz}{\sqrt{\varphi(z, r) - \Phi'_0 z_\varepsilon}} \right) = \\ &= \frac{1}{\Phi'_0} \sqrt{\frac{2m\varepsilon}{e}} + \sqrt{\frac{m}{2e}} \left( \int_0^{z_1-z_\varepsilon} \frac{\sqrt{1+r'^2} dz}{\sqrt{\varphi(z+z_\varepsilon, r) - \Phi'_0 z_\varepsilon}} \right) = \\ &= \frac{1}{\Phi'_0} \sqrt{\frac{2m\varepsilon}{e}} + \sqrt{\frac{m}{2e}} \left( \int_0^{z_1} \frac{\sqrt{1+r'^2} dz}{\sqrt{\Phi(1+q)}} - \frac{z_\varepsilon \sqrt{1+r_1'^2}}{\sqrt{\Phi_1 - \Phi'_0 z_\varepsilon}} \right). \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь  $\Phi_1 = \varphi(z_1, r_1) = \text{const}$  — постоянный потенциал дрейфового пространства, а  $q$  — малая ве-

личина, равная

$$q = \frac{1}{\Phi(z)} (\varphi(z + z_\varepsilon, r) - \Phi'_0 z_\varepsilon) - 1 \approx \frac{\Phi' - \Phi'_0}{\Phi} z_\varepsilon + \frac{\Phi''}{2\Phi} \left( z_\varepsilon^2 - \frac{1}{2} r^2 \right) + \dots \quad (5)$$

Учтем, что для центральной частицы ( $r_0 = z_0 = 0$ ), движущейся вдоль оси  $z$  с  $\varepsilon = 0$ , время пролета до референсной плоскости  $z = z_1$  равно

$$T = \sqrt{\frac{m}{2e}} \int_0^{z_1} \frac{dz}{\sqrt{\Phi(z)}}. \quad (6)$$

Далее, используя равенства (4)–(5), запишем разность величин  $T - t = \Delta t$ . Удержав в этом выражении величины не выше второго порядка малости, получим равенство, определяющее времяпролетные aberrации ионного пакета в дрейфовом пространстве в зависимости от его положения  $z = z_1$  на оси системы:

$$\Delta t = T - t = \frac{1}{\Phi'_0} \sqrt{\frac{2m\varepsilon}{e}} + \sqrt{\frac{m}{2e\Phi_1}} \left( z_\varepsilon K_z^{(1)}(z_1) + z_\varepsilon^2 K_z^{(2)}(z_1) + r_0^2 K_r^{(2)}(z_1) \right). \quad (7)$$

### УСЛОВИЯ ФОКУСИРОВКИ ИОННОГО ПАКЕТА

Сначала положим в равенстве (7)  $\varepsilon = 0$  и рассмотрим времяпролетные aberrации в случае равенства нулю начального разброса кинетических энергий частиц. В этом случае из выражений (4), (5) и (7) следует, что в пространстве дрейфа существует плоскость, в которой имеет место времяпролетная фокусировка ионных пакетов первого порядка по отношению к разбросу энергий вылета частиц  $\varepsilon_\Phi \approx -z_0 \Phi'_0$ . Положение этой плоскости  $z = Z_D$  определяется равенством  $K_z^{(1)}(Z_D) = 0$ , разрешив которое относительно величины  $Z_D$ , найдем

$$Z_D = \frac{2\Phi_1}{\Phi'_0} + \int_0^\infty \left( \left( \frac{\Phi'}{\Phi'_0} - 1 \right) \left( \frac{\Phi_1}{\Phi} \right)^{\frac{3}{2}} + 1 \right) dz. \quad (8)$$

Здесь и в дальнейшем знак  $\infty$  в верхнем пределе интегралов означает, что интегрирование ведется до произвольной точки в свободном от поля пространстве, где подынтегральные выражения становятся равными нулю. В плоскости время-

пролетной фокусировки первого порядка  $z = Z_D$  длительность  $\Delta t_D$  пакета ионов определенной массы  $m$  описывается суммарной времяпролетной aberrацией второго порядка малости относительно разброса энергий вылета ионов  $\varepsilon_\Phi \approx -z_0 \Phi'_0$ :

$$\Delta t_D = \sqrt{\frac{m}{2e\Phi_1}} \left( z_0^2 K_z^{(2)} + r_0^2 K_r^{(2)} \right), \quad (9)$$

$$r_0 \leq R_0, \quad -0.5h_0 \leq z_0 \leq 0.5h_0,$$

где  $K_z^{(2)}$  и  $K_r^{(2)}$  — aberrационные коэффициенты второго порядка:

$$K_z^{(2)} = \frac{1}{4} \left( \frac{\Phi'_0}{\Phi_1} + \int_0^{Z_D} \left( \frac{\Phi''}{\Phi} - \left( \frac{\Phi' - \Phi'_0}{\Phi} \right)^2 \right) \sqrt{\frac{\Phi_1}{\Phi}} dz \right), \quad (10)$$

$$K_r^{(2)} = -\frac{1}{2} \int_0^{Z_D} \left( \frac{\Phi''}{4\Phi} p^2 + p'^2 \right) \sqrt{\frac{\Phi_1}{\Phi}} dz. \quad (11)$$

Здесь  $p = p(z)$  — частное решение параболического уравнения

$$4\Phi p'' + 2\Phi' p' + \Phi'' p = 0$$

с граничными условиями

$$p(0) = p_0 = 1, \quad p'_0 = 0, \quad p(Z_D) = 0. \quad (12)$$

При совместном выполнении условий (8) и (12) обеспечивается одновременная пространственная и времяпролетная фокусировка первого порядка ионных пакетов на входную плоскость  $z = Z_D$  детектора ионов D. При этом, как видно из выражения (9), коэффициент  $K_z^{(2)}$  определяет рассеяние регистрируемых ионов по ширине пакета в направлении его движения, а коэффициент  $K_r^{(2)}$  — искривление переднего фронта ионного пакета.

Отметим, что коэффициенты времяпролетных aberrаций  $K_z^{(2)}$  и  $K_r^{(2)}$  легко могут быть сведены к нулю специальным выбором осевого распределения электростатического поля  $\Phi = \Phi(z)$ . Это вытекает из следующих соображений. Вследствие обратимости траекторий заряженных частиц в электростатических полях рассматриваемая ионно-оптическая система (рисунок) по своему фокусирующему воздействию на пакеты ионов подобна фокусирующему воздействию осесимметричного электростатического ионного зеркала на пакеты отраженных им ионов. Это обстоятельство, позволяет при расчете рассматриваемого времяпролетного масс-спектрометра использовать (естественно, с соответствующими модификациями) известные многочисленные расчетные данные [4–7]

о пространственных и времяпролетных характеристиках ионных зеркал. Из этих данных, в частности, следует, что существуют сравнительно простые четырехэлектродные системы [6], в которых коэффициент времяпролетной хроматической абберации может быть сведен к нулю вплоть до величин четвертого порядка малости относительно разброса энергий  $\varepsilon_\Phi$ , приобретаемого в процессе ускорения пакета. В таких системах одновременно с пространственной фокусировкой первого порядка может быть достигнута времяпролетная фокусировка по энергии четвертого порядка, а времяпролетная хроматическая абберация  $\Delta t_D$  определяется малой величиной лишь пятого порядка относительно величины  $\varepsilon_\Phi$ .

$$\Delta t_D = K_z^{(5)} \sqrt{\frac{m}{2e\Phi_1}} \left( \frac{\varepsilon_\Phi}{\Phi_1} \right)^5. \quad (13)$$

С учетом сказанного можно утверждать, что начальный разброс кинетических энергий  $\varepsilon$ , несмотря на его сравнительно малую величину  $\varepsilon \ll |\varepsilon_\Phi|$ , оказывает наибольшее влияние на величину времяпролетной абберации  $\Delta t$ . Как следует из уравнения (7), в случае равенства нулю времяпролетных хроматических аббераций, связанных с коэффициентами  $K_z^{(2)}$  и  $K_r^{(2)}$ , суммарная времяпролетная хроматическая абберация пакета определяется равенством

$$\Delta t \approx \frac{1}{\Phi'_0} \sqrt{\frac{2m\varepsilon}{e}}. \quad (14)$$

Из последнего равенства видно, что величина времяпролетной хроматической абберации, связанная с начальным разбросом кинетических энергий  $\varepsilon$ , не зависит от выбора положения  $z = Z_D$  плоскости детектирования ионных пакетов.

### ПРЕДЕЛЬНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Определим предельное разрешение масс-спектрометра, связанное только с наличием разброса начальных кинетических энергий ионов  $\varepsilon \neq 0$ . Времяпролетную дисперсию прибора найдем, используя равенство (6), в котором положим  $z = Z_D$ :

$$\begin{aligned} D_m &= m \left( \frac{\partial T}{\partial m} \right)_{z=Z_D} = \frac{1}{2} T_{z=Z_D} = \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{m}{2e\Phi_1}} \int_0^{Z_D} \sqrt{\frac{\Phi_1}{\Phi(z)}} dz. \end{aligned} \quad (15)$$

Тогда предельное разрешение масс-спектрометра  $R$ , связанное с величиной  $\varepsilon$ , будет

$$R = \frac{D_m}{\Delta t} = R_0 \sqrt{\frac{\Phi_1}{\varepsilon}}. \quad (16)$$

Здесь  $R_0$  — безразмерный коэффициент, характеризующий предельное разрешение прибора, равный

$$R_0 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\Phi'_0}{2\Phi_1} \int_0^\infty \left( \left( \frac{\Phi'}{\Phi'_0} - 1 \right) \left( \frac{\Phi_1}{\Phi} \right)^{\frac{3}{2}} + \sqrt{\frac{\Phi_1}{\Phi}} \right) dz \right). \quad (17)$$

При выводе последнего соотношения использованы равенства (6), (8), (14) и (15).

Для упрощения вычислительных процедур, а также для решения задач оптимального синтеза системы целесообразно ввести вместо переменной  $z$  безразмерную переменную  $x = \frac{\Phi'_0}{\Phi_1} z$ . Рас-

пределение потенциала на оси системы также целесообразно характеризовать безразмерной функцией переменной  $x$ :  $U(x) = \frac{1}{\Phi_1} \Phi \left( \frac{\Phi_1}{\Phi'_0} x \right)$ . В без-

размерных переменных основные формулы (8) и (17), характеризующие линейный размер масс-спектрометра и величину его предельного разрешения, упрощаются и принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} x_D &= 2 + \int_0^\infty \left( (U' - 1)U^{\frac{3}{2}} + 1 \right) dx, \\ R_0 &= 1 + \frac{1}{4} \int_0^\infty (1 - U)(U' - 1)U^{\frac{3}{2}} dx. \end{aligned} \quad (18)$$

Штрихами обозначено дифференцирование функции  $U(x)$  по безразмерной переменной  $x$ .

Из выражений (18) видно, что, варьируя осевым распределением поля  $U = U(x)$ , можно по-разному влиять как на линейный размер ионно-оптического тракта, так и на величину разрешающей способности рассматриваемого масс-спектрометра. Это обстоятельство дает достаточно широкие возможности выбора конкретных систем и, в частности, позволяет поставить задачу оптимального синтеза времяпролетного масс-спектрометра по критерию наибольшей величины отношения предельного разрешения к протяженности ионно-оптического тракта прибора.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что описанный время-пролетный масс-спектрометр несложен в исполнении, его детали и узлы технологичны. В этом приборе электростатический ускоритель осуществляет пространственную и времяпролетную фокусировку ионных пакетов непосредственно на входную плоскость детектора ионов. При этом для достижения высокой разрешающей способности и чувствительности нет необходимости в применении дополнительного устройства — рефлектора ионов, что значительно упрощает конструкцию прибора, уменьшает влияние aberrаций, связанных с конструктивными погрешностями и упрощает настройку и юстировку прибора в целом.

Отметим также, что проведенное рассмотрение пространственно-времяпролетной фокусировки выполнено для систем с вращательной симметрией, однако его легко распространить и на системы другого типа симметрии, в частности, на планарные системы [8], естественно, с соответствующими модификациями.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mamyrin B.A.* Time-of-flight mass spectrometry (concepts, achievements, and prospects) // *International Journal of Mass Spectrometry*. 2001. V. 206, N 3. P. 251–266.
2. *Mirgorodskaya O.A., Shevchenko A.A., Chernushevich I.V. et al.* Electrospray-ionization time-of-flight mass spectrometry in protein chemistry // *Analytical Chemistry*. 1994. V. 66, N 1. P. 99–107.
3. *Wiley W.C., McLaren I.H.* Time-of-flight mass spectrometer with improved resolution // *Rev. Sci. Instr.* 1955. V. 26. P. 1150–1157.

4. *Бимурзаев С.Б., Дауменов Т.Д., Секунова Л.М., Якушев Е.М.* Пространственная и времяпролетная фокусировка в электронном зеркале // *ЖТФ*. 1983. Т. 53. С. 524–528.
5. *Бимурзаев С.Б., Дауменов Т.Д., Секунова Л.М., Якушев Е.М.* Пространственные и времяпролетные характеристики трехэлектродных электростатических зеркал с вращательной симметрией // *ЖТФ*. 1983. Т. 53. С. 1151–1156.
6. *Yakushev E.M.* Theory and computation of electron mirrors; the central particle method // *Advances in Imaging and Electron Physics*. 2013. V. 178. P. 149–249.
7. *Vituzhaev S.B., Bimurzaeva R.S., Yakushev E.M.* Calculations of time-of-flight chromatic aberrations in the electron-optical systems possessing straight optical axes // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 1999. V. 427, N 1-2. P. 271–274.
8. *Помозов Т.В., Явор М.И.* Бессеточный ортогональный ускоритель для многоотражательных времяпролетных масс-анализаторов // *Научное приборостроение*. 2012. Т. 22, № 1. С. 113–120.

*РГП Институт ядерной физики Министерства индустрии и новых технологий. Алматы, Казахстан (Якушев Е.М., Назаренко Л.М., Алдияров Н.У.)*

*Алматинский университет энергетики и связи, Казахстан (Бимурзаев С.Б.)*

Контакты: *Якушев Евгений Михайлович*  
evgeniy.yakushev@inbox.ru

Материал поступил в редакцию 20.12.2013

## ANALYZING PROPERTIES OF ELECTROSTATIC ION ACCELERATOR

**E. M. Yakushev<sup>1</sup>, L. M. Nazarenko<sup>1</sup>, S. B. Bimurzaev<sup>2</sup>, N. U. Aldiyarov<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*RSE Institute of Nuclear Physics RK Ministry of Industry and New Technologies, Kazakhstan*

<sup>2</sup>*Almaty University of Energy and Communications, Kazakhstan*

We reviewed the focusing properties of simple time-of-flight mass spectrometer, which ion-optical path does not contain the ions reflector. High values of resolution and sensitivity are achieved due to the fact that the electrostatic ions package accelerator is designed as a system of external to the ion flow electrodes forming an inhomogeneous electrostatic field, which along with the acceleration, performs concurrent high-performance time-of-flight and spatial focusing of ion packages directly to the input plane of the ions detector.

*Keywords:* accelerator, electrostatic field, spatial focusing, time-of-flight mass spectrometer

## REFERENCES

1. *Mamyrin B.A.* Time-of-flight mass spectrometry (concepts, achievements, and prospects) // *International Journal of Mass Spectrometry*. 2001. V. 206, N 3. P. 251–266.
2. *Mirgorodskaya O.A., Shevchenko A.A., Chernushevich I.V. et al.* Electrospray-ionization time-of-flight mass spectrometry in protein chemistry // *Analytical Chemistry*. 1994. V. 66, N 1. P. 99–107.
3. *Wiley W.C., McLaren I.H.* Time-of-flight mass spectrometer with improved resolution // *Rev. Sci. Instr.* 1955. V. 26. P. 1150–1157.
4. *Bimurzayev S.B., Daumenov T.D., Sekunova L.M., Yakushev Ye.M.* Prostranstvennaya i vremyaproletnaya fokusirovka v elektronnom zerkale // *ZhTF*. 1983. T. 53. S. 524–528 (in Russian).
5. *Bimurzayev S.B., Daumenov T.D., Sekunova L.M., Yakushev Ye.M.* Prostranstvennyye i vremyaproletnyye karakteristiki trekhelektrodnykh elektrstaticheskiy zerkal s vrashchatelnoy simmetriyey // *ZhTF*. 1983. T. 53. S. 1151–1156. (in Russian).
6. *Yakushev E.M.* Theory and computation of electron mirrors; the central particle method // *Advances in Imaging and Electron Physics*. 2013. V. 178. P. 149–249.
7. *Bimurzaev S.B., Bimurzaeva R.S., Yakushev E.M.* Calculations of time-of-flight chromatic aberrations in the electron-optical systems possessing straight optical axes // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 1999. V. 427, N 1–2. P. 271–274.
8. *Pomozov T.V., Yavor M.I.* Bessetochnyy ortogonalnoy uskoritel dlya mnogootrazhatelnykh vremyaproletnykh mass-analizatorov // *Nauchnoye priborostroyeniye*. 2012. T. 22, № 1. S. 113–120. (in Russian).