

**О РАСЧЕТЕ АМПЛИТУД КОЛЕБАНИЙ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В ГИПЕРБОЛОИДНЫХ МАСС-СПЕКТРОМЕТРАХ
ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ПИТАНИИ**

*Э. П. Шеретов, А. П. Борисовский, Б. И. Колотилин, В. И. Банин,
С. П. Овчинников*

В работе дается расчет амплитуд колебаний заряженных частиц в гиперболоидных масс-спектрометрах при импульсном питании. Исследуются особенности амплитудно-фазовых характеристик (АФХ). Получено простое выражение для площади эллипса захвата и анализируется его положение на фазовой плоскости. Выведены соотношения, позволяющие определять возможность захвата заряженных частиц при любых начальных координатах и скоростях. Определен для осесимметричного анализатора объем области захвата и его зависимость от фазы ввода.

Гиперболоидные масс-спектрометры в настоящее время широко используются при анализе и контроле технологических процессов в самых разнообразных областях науки и техники [1]. В последние годы повысился интерес к этим приборам в связи с возможностью на их базе создать новое поколение космической масс-спектрометрической аппаратуры [2]. В связи с этим дальнейшее развитие получил метод питания таких приборов импульсным периодическим сигналом, что позволяет резко улучшить массово-энергетические характеристики создаваемых инструментов [3]. Основы теории расчета диаграммы стабильности для такого режима гиперболоидных масс-спектрометров развиты в работе [4].

В настоящей работе дается расчет амплитуд колебаний заряженных частиц в гиперболоидных масс-спектрометрах при импульсном питании, что является базой для создания инженерного расчета таких устройств. В дальнейшем мы будем базироваться на результатах работы [4], используя принятые в ней обозначения.

Пусть на гиперболоидную электродную систему подан импульсный сигнал, форма которого показана на рис. 1. Частица введена в поле анализатора в момент времени t_{00} (рис. 1) с составляющими начальной координаты и скорости по данной координатной оси R_0 и \dot{R}_0 . Тогда легко можно показать, что связь между начальными (в точке t_{00}) и конечными (в точке $t_{00} + T$) координатами и скоростями может быть записана в виде

$$\begin{aligned} R(t_{00} + T) &= \psi_{1\Delta} R_0 + \psi_{2\Delta} \dot{R}_0, \\ \dot{R}(t_{00} + T) &= \psi_{3\Delta} R_0 + \psi_{4\Delta} \dot{R}_0, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\psi_{2\Delta} = \text{ch } a^{1/2} \text{ch } q^{1/2} + \frac{\xi_1}{\xi_2} \text{sh } q^{1/2} \left[\text{sh } a^{1/2} - \left(1 - \frac{\xi_2^2}{\xi_1^2}\right) \text{sh } a^{1/2} \Delta_1 \text{ch } a^{1/2} (1 - \Delta_1) \right],$$

$$\psi_{3\Delta} = \frac{1}{\xi_1} \text{sh } a^{1/2} \text{ch } q^{1/2} + \frac{\text{ch } q^{1/2}}{\xi_2} \left[\text{ch } a^{1/2} - \left(1 - \frac{\xi_2^2}{\xi_1^2}\right) \text{sh } a^{1/2} \Delta_1 \text{sh } a^{1/2} (1 - \Delta_1) \right],$$

$$\psi_{4\Delta} = \xi_1 \text{sh } a^{1/2} \text{ch } q^{1/2} + \xi_2 \text{sh } q^{1/2} \left[\text{ch } a^{1/2} - \left(1 - \frac{\xi_1^2}{\xi_2^2}\right) \text{sh } a^{1/2} \Delta_1 \text{sh } a^{1/2} (1 - \Delta_1) \right],$$

$$\psi_{4\Delta} = \text{ch } a^{1/2} \text{ ch } q^{1/2} + \frac{\xi_2}{\xi_1} \text{ sh } q^{1/2} \left[\text{sh } a^{1/2} - \left(1 - \frac{\xi_1^2}{\xi_2^2} \right) \text{ sh } a^{1/2} \Delta_1 \text{ ch } a^{1/2} (1 - \Delta_1) \right],$$

$$a = \frac{\xi_1^2 t_1^2}{\xi_2^2}, \quad q = \xi_2^2 t_2^2, \quad 2\beta = \psi_{1\Delta} + \psi_{4\Delta}, \quad \Delta_1 = \frac{\Delta t_1}{t_1}. \quad (2)$$

Значение параметра β , как и в [4], определяет вид траектории: при $|\beta| > 1$ — это траектория, нарастающая во времени, а при $|\beta| < 1$ — ограниченная. В дальнейшем будем решать задачу для ограниченных траекторий, т. е. для траекторий «стабильных» частиц. В таком случае, вводя обозначение

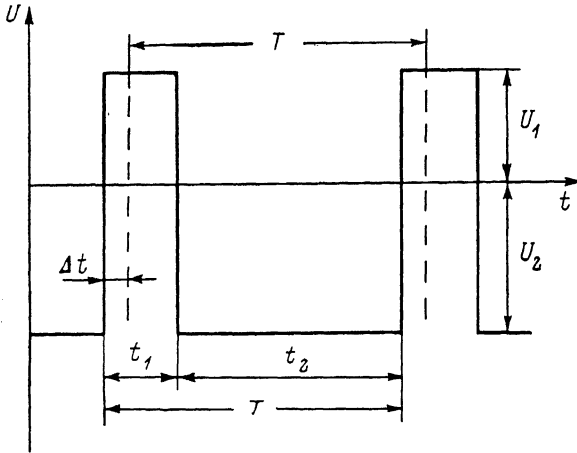


Рис. 1. Форма импульсного сигнала.

$\cos \eta = \beta$, можем для искомой траектории написать характерное решение в виде [4]

$$R(n) = A \cos \eta n + B \sin \eta n, \quad (3)$$

где

$$A = R_0, \quad B = \frac{1}{\sin \eta} [R_0 - R(t_{00} + T) \cos \eta].$$

Теперь, поскольку амплитуда экстремального решения $R_m = A + B_2$, задача нахождения амплитуды колебаний заряженной частицы сводится к определению экстремального значения R_m путем нахождения соответствующего момента сопоставления основного и характерного решений t_{00} [5]. Учитывая (1)–(3), получаем

$$R_m^2 \sin^2 \eta = \psi_{2\Delta} [-\psi_{3\Delta} R_0^2 + R_0 \dot{R}_0 (\psi_{1\Delta} - \psi_{4\Delta}) + \psi_{2\Delta} \dot{R}_0], \quad (4)$$

где $\psi_{i\Delta}$ определяются моментом сопоставления t_{00} (т. е. временем Δt_1).

Заменяем начальную координату и начальную скорость R_0 и \dot{R}_0 на соответствующие величины R_{00} и \dot{R}_{00} в начале промежутка t_1 с помощью соотношений (1), получаем

$$R_m^2 \sin^2 \eta = \psi_{2\Delta} \left[-R_{00}^2 \psi_{30} + R_{00} \dot{R}_{00} \left(\frac{\xi_1}{\xi_2} - \frac{\xi_2}{\xi_1} \right) \text{ sh } a^{1/2} \text{ sh } q^{1/2} + \dot{R}_{00}^2 \psi_{20} \right], \quad (5)$$

где $\psi_{30} = \psi_{3\Delta} (\Delta=0)$, $\psi_{20} = \psi_{2\Delta} (\Delta=0)$.

В (5) только $\psi_{2\Delta}$ определяется временем сопоставления траекторий t_{00} . Нахождение экстремума ψ_{2m} функции $\psi_{2\Delta}$ не вызывает труда

$$\psi_{2m} = \psi_{20} - \frac{1}{\xi_1} \left(\frac{\xi_1}{\xi_2} - \frac{\xi_2}{\xi_1} \right) \text{ sh } q^{1/2} \text{ sh}^2 \frac{1}{2} a^{1/2}. \quad (6)$$

Окончательно получаем выражение для амплитуды колебаний частиц в гиперболических масс-анализаторах при импульсном питании

$$R_m^2 = \frac{\psi_{2m}}{1 - \beta^2} [-R_{00}^2 \psi_{30} + R_{00} \dot{R}_{00} (\psi_{10} - \psi_{40}) + \dot{R}_{00}^2 \psi_{20}]. \quad (7)$$

Зависимость R_m от фазы ввода заряженных частиц в поле определяется влиянием фазы на величины R_{00} и \dot{R}_{00} , которые с помощью системы (1) рассчитываются через любую фазу ввода частицы в предшествующий промежуток t_1 период.

Как и в [5], при использовании (7) следует различать два вида экстремальных характерных решений. Для того чтобы соотношение (7) определяло максимальное отклонение частицы, следует всегда полагать $\xi_1^2 < 0$.

С учетом сказанного можно записать окончательное выражение для амплитуды колебаний ионов в гиперболическом анализаторе

$$R_m^2 = \frac{\psi_{2m}}{1 - \xi^2} [R_0^2 \Phi_{3i} + R_0 \dot{R}_0 \Phi_{0i} + \dot{R}_0^2 \Phi_{2i}], \quad (8)$$

где вид функции Φ_{ji} зависит от фазы ввода заряженной частицы в поле.

Если частица вводится в промежуток времени t_2 , предшествующий промежутку t_1 , то для Φ_{ji} имеем

$$\begin{aligned} \Phi_{32} &= - \left[\Phi_{30} - \xi_2 \operatorname{sh} a^{1/2} \left(\frac{\xi_2}{\xi_1} - \frac{\xi_1}{\xi_2} \right) \operatorname{sh} q^{1/2} (1 - \Delta_2) \operatorname{sh} q^{1/2} \Delta_2 \right], \\ \Phi_{22} &= \left[\psi_{20} + \frac{1}{\xi_2} \operatorname{sh} a^{1/2} \left(\frac{\xi_1}{\xi_2} - \frac{\xi_2}{\xi_1} \right) \operatorname{sh} q^{1/2} \Delta_2 \operatorname{sh} q^{1/2} (1 - \Delta_2) \right], \\ \Phi_{02} &= \left[(\psi_{10} - \psi_{40}) - 2 \left(\frac{\xi_1}{\xi_2} - \frac{\xi_2}{\xi_1} \right) \operatorname{sh} a^{1/2} \operatorname{sh} q^{1/2} (1 - \Delta_2) \operatorname{ch} q^{1/2} \Delta_2 \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где $\Delta_2 = \Delta t_2 / t_2$.

Если фаза ввода Δ_1 соответствует промежутку t_1 , то имеем

$$\Phi_{31} = -\psi_{3\Delta}, \quad \Phi_{01} = \psi_{1\Delta} - \psi_{4\Delta}, \quad \Phi_{21} = \psi_{2\Delta}. \quad (10)$$

Теперь исследуем особенности амплитудно-фазовых характеристик (АФХ) при импульсном питании (зависимости R_m от фазы ввода). Интересны АФХ при условии $R_0=1$ и $\dot{R}_0=0$; назовем их АФХ первого рода и АФХ второго рода, определенные при условии $R_0=0$ и $\dot{R}_0=1$.

Из (8) следует, что если рабочая точка частицы на диаграмме стабильности приближается к какой-либо границе зоны стабильности ($\beta \rightarrow 1$), то амплитуда колебаний беспредельно возрастает. Важно здесь заметить, что поскольку ψ_{2m} и Φ_{ji} незначительно изменяются вблизи вершины общей диаграммы стабильности, то рост амплитуды с приближением рабочей точки к границе зоны стабильности в основном связан с множителем $(1 - \beta^2)$.

Интересно, что АФХ первого рода имеют по два экстремума. Один на промежутке t_1 при $\Delta_1 = 1/2$, а другой на промежутке t_2 при $\Delta_2 = 1/2$, что соответствует середине этих отрезков времени. Легко видеть, что в экстремуме на промежутке t_1 $R_m^2 = 1$ и оказывается независимым от положения рабочей точки на диаграмме стабильности. Из (8)–(10) следует, что АФХ первого рода на границах промежутков t_1 и t_2 принимает одни и те же значения, поскольку

$$R_m^2(\Delta_1 = 0) = R_m^2(\Delta_2 = 0) = R_m^2(\Delta_1 = 1) = R_m^2(\Delta_2 = 1).$$

Из (9) и (10) видно, что функции Φ_{31} и ψ_{32} являются четными по фазе ввода относительно точек $\Delta_1 = \Delta_2 = 1/2$. Это значит, что АФХ первого рода являются симметричными на промежутках t_1 и t_2 относительно их середин. Можно показать, что и АФХ второго рода обладают такой же симметрией относительно середины промежутков t_1 и t_2 . Так же как и АФХ первого рода, они имеют экстремумы в точках $\Delta_1 = 1/2$ и $\Delta_2 = 1/2$. При этом можно заметить из (8)–(10), что если в экстремуме АФХ первого рода имеет максимум, то в этой же фазе АФХ второго рода имеет минимум, и наоборот.

В таблице приведены результаты расчета по соотношениям (8)–(10) АФХ первого рода для r -координаты в случае осесимметричного анализатора ($Q=4$, $a_r = -5.8405$, $g_r = 0.90374$). Рабочая точка лежит вблизи границы зоны стабильности ($\beta_r = -0.991722$). Для сравнения даны результаты расчета этой же АФХ на ЭВМ по методу Рунге—Кутты. Видна хорошая точность, обеспечиваемая при использовании полученных нами соотношений (8)–(10).

Пусть в (8) под R_m полагаем, как обычно, нормированную величину (на максимальный размер электродной системы анализатора вдоль данной оси). Тогда это соотношение при $R_m^2 = 1$ описывает область захвата заряженных частиц в импульсном поле на фазовой плоскости $R_0 - \dot{R}_0$, которая является проекцией на эту плоскость общего объема захвата в шестимерном фазовом пространстве

Δ_2	R_{mr}		Δ_1	R_{mr}	
	соотн. (8)–(10)	по Рунге–Кутты		соотн. (8)–(10)	по Рунге–Кутты
0	16.2974	16.2960	0.1	14.3527	14.3562
0.2	15.20514	15.2088	0.3	8.1466	8.1455
0.4	14.6684	14.6733	0.4	4.2819	4.2822
0.5	14.6018	14.6056	0.5	0.99982	0.99948
0.6	14.6684	14.6701	0.6	4.2819	4.2832
0.8	15.2051	15.2092	0.7	8.1467	8.1492
1	16.2974	16.3028	0.9	14.3527	14.3565

стве [6] (при достаточно больших временах сортировки ионов в импульсном поле). Область захвата, как видно из (8), является центральной кривой второго порядка. Ее уравнение можно записать в виде

$$1 = aR_0^2 + bR_0\dot{R}_0 + c\dot{R}_0^2, \quad (11)$$

где

$$a = \psi_{2m}\Phi_{3i}/(1 - \beta^2), \quad b = \psi_{2m}\Phi_{0i}/(1 - \beta^2), \quad c = \psi_{2m}\Phi_{2i}/(1 - \beta^2).$$

Используя (8)–(10), можно показать, что для параметра δ имеем

$$\delta = ac - (b/2)^2 = \psi_{2m}^2/(1 - \beta^2). \quad (12)$$

В стабильной области решений δ , как видно из (12), больше нуля, и область захвата, имеющая границей (11), является эллипсом [6]. Проанализируем особенности эллипса захвата при импульсном питании.

Если ввести величину P_0 соотношением

$$P_0 = (a - c)/b,$$

то длины малой и большой полуосей эллипса определяются соотношением

$$l_{1,2}^2 = \frac{\sqrt{P_0^2 + 1} \pm P_0}{a[\sqrt{P_0^2 + 1} \pm (P_0 + b/2a)]}. \quad (13)$$

Ориентация эллипса захвата определяется углом Θ_m между направлением большой и малой осей и осью \dot{R}_0

$$\text{tg } \Theta_{m1,2} = P_0 \pm \sqrt{P_0^2 + 1}. \quad (14)$$

Важным параметром эллипсов захвата является их площадь S , ибо она в конечном счете определяет реальную чувствительность масс-спектрометров [6].

Используя (8)–(10) и (13), получаем простое выражение для площади эллипса захвата при импульсном питании

$$S = \pi \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\psi_{2m}}. \quad (15)$$

Соотношение (15) общее как на промежутке t_1 , так и для промежутка t_2 . Из соотношения (15) следует очень важный вывод: площадь эллипса захвата не зависит от фазы ввода частиц в высокочастотное поле. В таком случае, если осуществлять равномерное заполнение фазового объема образованными ионами, чувствительность масс-спектрометра не должна зависеть от фазы ввода ионов в ВЧ поле. На практике, однако, осуществить такой ввод пока не удается, что существенно снижает возможности рассматриваемых приборов.

Из (15) видно, что с приближением рабочей точки частицы к границе зоны стабильности ($|\beta| \rightarrow 1$) $S \rightarrow 0$ и на границе зоны стабильности захват частиц невозможен.

Используя соотношение для a , c и b , можно получить выражение для p_0 в промежутке t_1 в виде

$$p_0 = \frac{\psi_{2\Delta} + \psi_{2m}}{(\xi_1/\xi_2 - \xi_2/\xi_1) \operatorname{sh} q^{1/2} [2 \operatorname{sh} a^{1/2} \Delta_1 \operatorname{ch} a^{1/2} (1 - \Delta_1) - \operatorname{sh} a^{1/2}]} \quad (16)$$

Учитывая, что на промежутке t_0 , как было показано ранее, оптимальной является фаза $\Delta_1 = 1/2$, получаем для p_0 в оптимальной фазе

$$p_0(\Delta_0 = 1/2) = \infty.$$

В таком случае $\Theta_{m1} = \pi/2$ и $\Theta_{m2} = 0$. Это значит, что в оптимальных фазах эллипсы захвата ориентированы вдоль осей R_0 и R_0 на фазовой плоскости.

В полученных выше соотношениях зависимость амплитуды колебаний от положения рабочей точки относительно границ зон стабильности «спрятана» в члене $1 - \beta^2$. При приближении к границе зоны стабильности $|\beta| \rightarrow 1$ и $1 - \beta^2 \rightarrow 0$. Выражение для β приведено в [4]. Если масс-спектрометр работает в режиме высокого разрешения, то всегда рабочая точка анализируемых ионов находится весьма близко к границам зон стабильности, и параметр β близок к единице. В этом случае оказывается целесообразным $1 - \beta^2$ в полученных соотношениях заменить на величину

$$\frac{2q}{\rho_i} \frac{\partial \beta}{\partial q}, \quad (17)$$

где $\rho_i = q/\Delta q$ — разрешение прибора, определяющее близость рабочей точки удерживаемых в анализаторе частиц к i -й границе зоны стабильности. В соотношении (17) $d\beta/dq$ можно определять в точке, лежащей на пересечении линии развертки спектра масс с соответствующей границей зоны стабильности или даже в точке, совпадающей с вершиной общей зоны стабильности.

Теперь соотношение (8) можно переписать с учетом (17) и соотношения для β [4] в виде

$$R_m^2 = \rho_i \frac{\psi_{2m}}{\Phi_4} [R_0^2 \Phi_{3i} + R_0 \dot{R}_0 \Phi_{0i} + \dot{R}_0^2 \Phi_{2i}], \quad (18)$$

где

$$\Phi_4 = q^{1/2} \operatorname{sh} q^{1/2} \operatorname{ch} a^{1/2} \left(1 + \frac{\lambda^2 q + a}{2\lambda q}\right) + a^{1/2} \operatorname{sh} a^{1/2} \operatorname{ch} q^{1/2} \left(1 + \frac{\lambda^2 q + a}{2\lambda a}\right). \quad (19)$$

Полученные выше соотношения справедливы для колебаний заряженных частиц по всем трем координатным осям электродной системы гиперболоидного анализатора. Однако во избежание трудностей и ошибок, которые могут возникнуть при расчете, следует договориться об обозначениях. Будем рассматривать движение положительных заряженных частиц. В таком случае, если на кольцевой электрод подан положительный импульс напряжения, этому промежутку сопоставим обозначение a_r и примем $a_r < 0$. Соответственно длительность этого промежутка принимаем равной t_1 . Следующему за этим отрицательному импульсу сопоставляем обозначение q_r и $q_r > 0$. Длительность этого импульса t_2 . При расчете движения частиц по z -координате отрицательному импульсу на кольцевом электроде сопоставим обозначение a_z и $a_z < 0$, а положительному q_z и $q_z > 0$. Очевидно, что

$$a_z = -2q_r, \quad q_z = -2a_r.$$

При этом во всех формулах для z -координаты следует под λ_z понимать отношение t_2 к t_1 , т. е. $\lambda_z = 1/\lambda_r$. Если мы принимаем такие обозначения, то при сопоставлении амплитудно-фазовых характеристик следует понимать, что фазам Δ_1 по r -координате соответствует фаза Δ_2 по z . В качестве примера исполь-

зования принятых обозначений определим Φ_4 для r -координаты (Φ_{4r}) и для z -координаты (Φ_{4z}). Имеем (см. (19))

$$\Phi_{4r} = q_r^{1/2} \operatorname{sh} q_r^{1/2} \cos a_r^{1/2} \left(1 + \frac{\lambda_r^2 q_r - a_r}{2\lambda_r q_r}\right) - a_r^{1/2} \sin a_r^{1/2} \operatorname{ch} q_r^{1/2} \left(1 - \frac{\lambda_r^2 q_r - a_r}{2\lambda_r a_r}\right),$$

$$\Phi_{4z} = (2a_r)^{1/2} \operatorname{sh} (2a_r)^{1/2} \cos (2q_r)^{1/2} \left(1 - \frac{\lambda_r^2 q_r - a_r}{2\lambda_r a_r}\right) - (2q_r)^{1/2} \sin (2q_r)^{1/2} \operatorname{ch} (2a_r)^{1/2} \left(1 + \frac{\lambda_r^2 q_r - a_r}{2\lambda_r q_r}\right), \quad (20)$$

где величины a_r и q_r берутся по модулю.

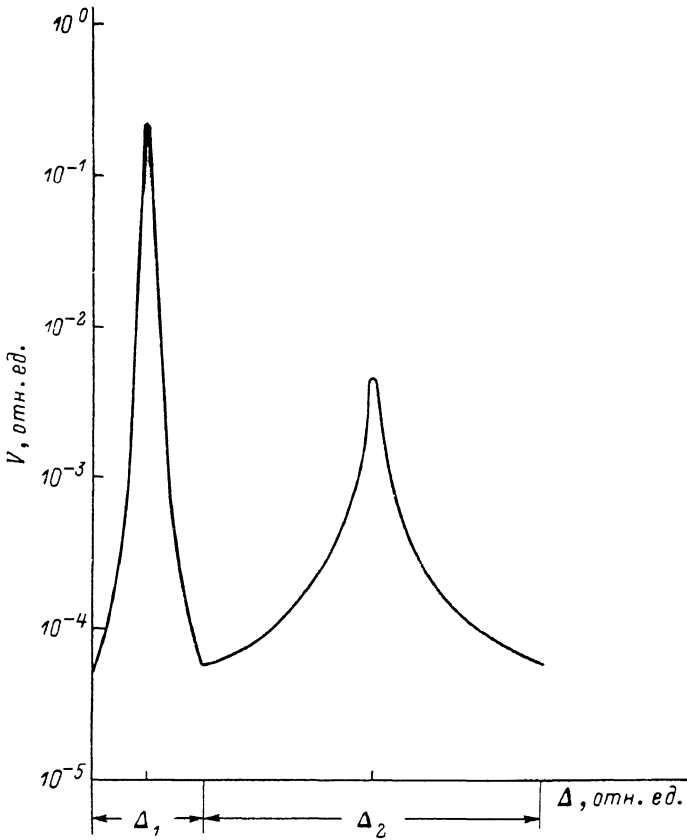


Рис. 2. Зависимость объема захвата от фазы ввода ионов.

Полученные выше соотношения позволяют определять возможность захвата заряженных частиц при любых начальных координатах и скоростях. Если искать условия захвата частиц, образуемых в объеме анализатора (либо вводимых в объем) с очень малыми начальными скоростями, то задача существенно упрощается, и из соотношений, приведенных выше, можно найти объем области захвата, в которой могут образовываться такие частицы при условии их улавливания в поле ловушки. Объем области захвата в таком случае оказывается мерой чувствительности анализатора. Определим относительный объем области захвата $V_{\text{захв}}$ соотношением (для осесимметричного анализатора)

$$V_{\text{захв}} = \frac{(1 - \beta_r^2)(1 - \beta_z^2)^{1/2}}{\psi_{2m}(r)\Phi_{3i}(r)\psi_{2m}^{1/2}(z)\Phi_{3i}^{1/2}(z)}. \quad (21)$$

Если учесть для величин, входящих в (21), все полученные выше соотношения, а для β_r и β_z формулу, приведенную в [4], то для $Q=4$, $a_r = -5.8405$,

$q_r=0.90374$ получаем выражения из (21), определяющие зависимость чувствительности прибора от фазы ввода ионов

$$V_{\text{захв}}(\Delta_1) = \frac{k_0}{[1 - k_3 \sin a^{1/2} \Delta \sin a^{1/2} (1 - \Delta_1)] [1 - k_4 \text{sh}(2a)^{1/2} \Delta_1 \text{sh}(2a)^{1/2} (1 - \Delta_1)]^{1/2}},$$

$$V_{\text{захв}}(\Delta_2) = \frac{k_0}{[1 - k_1 \text{sh} q^{1/2} \Delta_2 \text{sh} q^{1/2} (1 - \Delta_2)] [1 - k_2 \sin(2q)^{1/2} \Delta_2 \sin(2q)^{1/2} (1 - \Delta_2)]^{1/2}}, \quad (22)$$

где $k_0=5.6845 \cdot 10^{-5}$, $k_1=8.102075 \cdot 10^{-1}$, $k_2=2.5782$, $k_3=1.13948$, $k_4=1.39757 \cdot 10^{-1}$.

На рис. 2 приведена зависимость объема захвата от фазы ввода ионов, построенная по (22). Откуда видно, что чувствительность масс-спектрометра типа трехмерной ловушки по медленным ионам в сильной степени зависит от фазы ввода заряженных частиц в импульсное ВЧ поле. Как и было отмечено выше, существуют две оптимальные фазы ($\Delta_1=0.5$ и $\Delta_2=0.5$). Оптимальные фазы соответствуют серединам, подаваемым на электродную систему импульсами.

Из рис. 2 видно, что наибольшая чувствительность соответствует фазе $\Delta_1=0.5$. При этом $V_{\text{захв. опт}}(\Delta_1)=0.2727$. Во второй оптимальной фазе чувствительности существенно меньше $V_{\text{захв. опт}}(\Delta_2)=0.00469$. На фазах, соответствующих переходу от одного импульса к другому ($\Delta_1=0$ либо 1 и $\Delta_2=0$ либо 1), чувствительность падает существенно $V_{\text{захв.}}(\Delta=0)=5.6845 \cdot 10^{-5}$, т. е. почти на три с половиной порядка по сравнению с оптимальной.

Заключение

Получены соотношения, определяющие амплитуду колебаний ионов в гиперболических масс-спектрометрах при импульсном питании. Это позволило получить выражения, определяющие параметры акцептансов для таких приборов эллипсов захвата. Найдено выражение для площади эллипса захвата на фазовой плоскости и соотношения, определяющие его ориентацию. Рассмотрены особенности амплитудно-фазовых характеристик (АФХ) на примере расчета АФХ для гиперболического масс-спектрометра типа трехмерной ловушки на осесимметричной линзе и показана высокая точность полученных соотношений. Для случая образования ионов в осесимметричном анализаторе с малыми начальными скоростями получено соотношение, связывающее чувствительность масс-спектрометра с фазой ввода ионов в импульсное ВЧ поле.

Литература

- [1] Шеретов Э. П. ЖТФ, 1979, т. 49, № 1, с. 34—46.
- [2] Сурков Ю. А., Иванова В. Ф., Пудов А. Н. и др. Письма в Астрон. журн., 1986, т. 12, № 2, с. 110—113.
- [3] Шеретов Э. П., Колотилин Б. И., Веселкин Н. В. А. с. № 1104602. — Опул. в Б. И., 1984, № 27.
- [4] Шеретов Э. П., Терентьев В. И. ЖТФ, 1972, т. 42, № 5, с. 953—962.
- [5] Шеретов Э. П., Колотилин Б. И. ЖТФ, 1972, т. 42, № 9, с. 1931—1933.
- [6] Шеретов Э. П., Колотилин Б. И. ЖТФ, 1975, т. 45, № 2, с. 420—424.

Рязанский
радиотехнический институт

Поступило в Редакцию
28 июля 1987 г.

В окончательной редакции
21 апреля 1988 г.