1973 ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ Выпуск 56

УДК 537.291

ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО РЕЖИМА РАБОТЫ МАСС-СПЕКТРОМЕТРА БЕННЕТТА

В.А. Каплин, С.И. Фадеев, К.В. Шведова

Предлагаемая работа посвящена задаче определения параметров радиочастотного масс-спектрометра (РМС) типа Беннетта с учетом нелинейных эффектов, описываемых теорией "больших сигналов". Рассматриваемая задача представляет интерес, поскольку проведенные нами расчеты конкретных вариантов РМС показывают, что при переходе от линейного режима к нелинейному возможно улучшение таких характеристик прибора, как разрешающая способность, габариты и т.д. Благодаря этому расширяется круг применения масс-спектрометра данного типа, например, в качестве датчика в системах контроля за различного рода технологическими процессами, когда существенно требование портативности датчика. Отметим, что теория линейного режима работы РМС (теория "малых сигналов") достаточно хорошо разработана (сошлемся,например,на работы отечественных авторов – Е.Ф.Доильницына, М.Я.Щербаковой, А.И.Трубецкого и др.), а по нелинейному режиму, насколько нам известно, публикации отсутствуют. Трудности расчета нелинейного режима работы РМС типа Беннетта те же, что и для РМС типа Редхеда [I]. С формальной точки зрения вычисление разрешающей способности и коэффициента полезного действия сводится к отысканию двух наибольших максимумов многоэкстремальной функции нескольких аргументов, заданной достаточно сложным образом. Поэтому одна из возможных причин отсутствия результатов по теории "больших сигналов" состоит в том, что расчет математической модели РМС, в анализаторе которого энергия заряженных частиц существенно изменяется, связан с большими затратами машинного времени даже для ЭВМ высокой производительности.

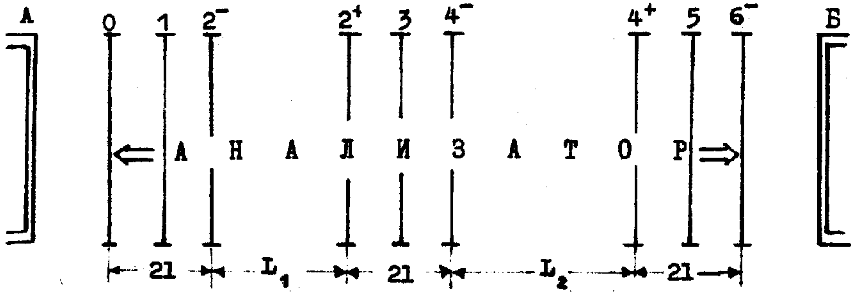
Данная работа состоит из 2-х частей. В § I, написанном С.И. Фадеевым и К.В. Шведовой, приводятся подробная постановка задачи и метод численного решения. Здесь получены формулы, позволяющие вычислить параметры настройки прибора в зависимости от числа K, характеризующего степень нелинейности режима. На конкретных примерах показано, что с увеличением K возрастает разрешающая способность прибора и падает уровень вторых по величине гармоник. В силу этого заданное значение разрешающей способности может быть достигнуто в анализаторе с меньшим числом циклов и секций, что и обусловливает большую компактность прибора.

В §2 содержатся результаты исследования, проведенного В.А.Каплиным. Основные особенности нелинейного режима получили подтверждение при испытаниях 3-каскадного РМС с циклами $n_1 = n_2 = 2$ в режиме частотной развертки спектра. Экспериментальные данные показывают, что разрешающая способность при переходе к нелинейному режиму увеличивается в 2-3 раза для данной конструкции. Ввиду достаточно малой длины пролета вероятная область применения нелинейного режима РМС – массовый анализ заряженных частиц в области давлений 10^{-2} торр и сепарация интенсивных ионных потоков большого сечения.

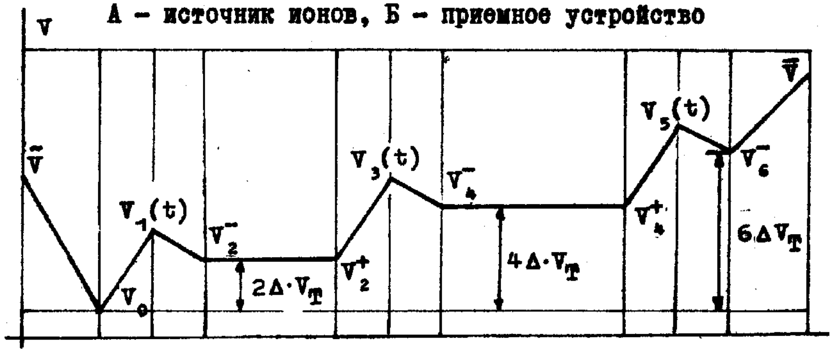
§ I. Метод расчета математической модели РМС

I. Основные элементы конструкции РМС: источник ионов,анализатор и приемное устройство – схематично изображены на рис.I. Здесь представлен вариант, когда анализатор состоит из 3 секций. Для удобства пронумеруем сетки следующим образом: (0, I,2^-) – первая секция, (2^+,3,4^-) – вторая секция, (4^+,5,6^-) – третья секция и т.д., если число секций больше трех. Расстояние между сетками в секциях равно ℓ. Вторая секция находится на расстоянии L_1 от первой, а третья – на расстоянии L_2 от второй и т.д.

Обозначим потенциалы источника ионов, сетки с номером 0 и приемного устройства соответственно через $\tilde{V}$, V_0 и $\overline{V}$. В отличие от РМС типа Редхеда на сетки секций подается дополнительная постоянная разность потенциалов ΔV_T, тормозящая движение



А – источник ионов, Б – приемное устройство



Распределение потенциала в момент времени t.

Рис. I

ионов в прямом потоке в направлении от источника ионов к приемному устройству. Применительно к варианту, изображенному на рис.I, потенциалы сеток с номерами $2^-, 2^+, 4^-, 4^+$ и 6^- соответственно равны $V_2^- = V_2^+ = V_0 + 2\Delta V_T$, $V_4^- = V_4^+ = V_0 + 4\Delta V_T$, $V_6^- = V_0 + 6\Delta V_T$, а потенциалы сеток с номерами I,3,5 меняются со временем по закону:

$$V_1 = V_0 + \Delta V_T - kV_0 \sin(\omega t + \varphi_0), \quad V_3 = V_1 + 2\Delta V_T, \quad V_5 = V_1 + 4\Delta V_T,$$

где t – время, φ_0 – фазовый угол влета иона в анализатор, ω – частота, k – некоторая безразмерная положительная постоянная, определяющая характер режима работы РМС.

Если $\Delta V_T = 0$ и $\ell_j = 0$, $j = 1, 2, \dots, N-1$, то мы имеем анализатор РМС типа Редхеда с N секциями.

В соответствии с указанным распределением потенциала по сеткам закон движения иона с массой m и зарядом q описывается следующим образом.

Под действием разгоняющей разности потенциалов $\tilde V - V_0 > 0$ ион влетает в анализатор со скоростью $\mathcal{U}_0$ и энергией W_0

$$\mathcal{U}_0 = \sqrt{2\frac{q}{m}(\tilde V - V_0)}, \quad W_0 = q(V - V_0). \qquad (I)$$

Между сетками с номерами 0 и I закон движения иона $x(t)$ определяется из решения задачи Коши

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{q}{\ell}[kV_0 \sin(\omega t + \varphi_0) - \Delta V_T], \quad x = 0, \quad \frac{dx}{dt} = \mathcal{U}_0 \quad \text{при} \quad t = 0. \qquad (2)$$

Пусть ион долетает до сетки с номером I за время t_1 .Тогда из (2) следует, что скорость $\mathcal{U}_1$, с которой ион пролетает эту сетку, имеет вид:

$$\mathcal{U}_1 = \mathcal{U}_0 + k\frac{qV_0}{m\ell\omega}[\cos\varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \omega t_1)] - \frac{q\Delta V_T}{m\ell}t_1, \qquad (3)$$

где t_1 есть наименьший положительный корень трансцендентного уравнения

$$m\ell = (m\mathcal{U}_0 + k\frac{qV_0}{\ell\omega}\cos\varphi_0)t_1 + k\frac{qV_0}{\ell\omega^2}[\sin\varphi_0 - \sin(\varphi_0 + \omega t_1) - \frac{q\Delta V_T}{2\ell}t_1^2. \qquad (4)$$

В момент времени t_1 ускорение терпит разрыв. Поэтому задачу Коши для $x(t)$ между сетками I и 2^- можно представить в виде (2), заменив лишь индексы у φ_0 и $\mathcal{U}_0$

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{q}{\ell}[kV_0 \sin(\omega t + \varphi_1) - \Delta V_T], \quad x = 0, \quad \frac{dx}{dt} = \mathcal{U}_1 \quad \text{при} \quad t = 0, \qquad (5)$$

где x – расстояние между ионом и сеткой с номером I, t – время движения иона от сетки с номером I,

$$\varphi_1 = \varphi_0 + \omega t_1 + \pi.$$

Из решения (5) получим, что скорость иона $\mathcal{U}_2^-$ в момент пролета t_2 через сетку с номером 2^- вычисляется по формулам (3) – (4), если в последних заменить $\mathcal{U}_0$, φ_0 и t_1 на $\mathcal{U}_1$, φ_1 и t_2, соответственно.

Так как между сетками с номерами 2^- и 2^+ ион летит по инерции, то скорость иона, влетающего в сетку с номером 2^+, совпадает с $\mathcal{U}_2^-$:

$$\mathcal{U}_2^+ = \mathcal{U}_2^- \equiv \mathcal{U}_2 \,, \tag{7}$$

причем

$$\varphi_2^+ = \varphi_2 = \varphi_0 + \omega\left(t_1 + t_2 + \frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{U}_2}\right). \tag{8}$$

При дальнейшем описании закона движения иона в анализаторе мы получим выражения, аналогичные (2)-(8). Пусть анализатор состоит из N секций, расстояния между которыми равны $\mathcal{L}_j$, $j = 1, 2, \ldots, N-1$. Для i -й секции будем иметь следующие выражения:

$$\mathcal{U}_{2i-1} = \mathcal{U}_{2i-2} + k\frac{qV_0}{\ell\omega}\left[\cos\varphi_{2i-2} - \cos(\varphi_{2i-2} + \omega t_{2i-1})\right] - \frac{q\Delta V_T}{\ell} t_{2i-1},$$

$$\mathcal{U}_{2i} = \mathcal{U}_{2i-1} + k\frac{qV_0}{\ell\omega}\left[\cos\varphi_{2i-1} - \cos(\varphi_{2i-1} + \omega t_{2i})\right] - \frac{q\Delta V_T}{\ell} t_{2i}, \tag{9}$$

где t_{2i-1} и t_{2i} определяются последовательно из трансцендентных уравнений;

$$m\ell = \left(m\,\mathcal{U}_{2i-2} + k\frac{qV_0}{\ell\omega}\cos_{2i-2}\right)t_{2i-1} + k\frac{qV_0}{\ell\omega^2}\times$$

$$\times\left[\sin\varphi_{2i-2} - \sin(\varphi_{2i-2} + \omega t_{2i-1})\right] - \frac{q\Delta V_T}{2\ell}t_{2i-1}^2,$$

$$m\ell = \left(m\,\mathcal{U}_{2i-1} + k\frac{qV_0}{\ell\omega}\cos\varphi_{2i-1}\right)t_{2i} + k\frac{qV_0}{\ell\omega^2}\times \tag{10}$$

$$\times\left[\sin\varphi_{2i-1} - \sin(\varphi_{2i-1} + \omega t_{2i})\right] - \frac{q\Delta V_T}{2\ell}t_{2i}^2,$$

$$\varphi_{2i-1} = \varphi_{2i-2} + \omega t_{2i-1} + \pi, \quad \varphi_{2i} = \varphi_{2i-2} + \omega\left(t_{2i-1} + t_{2i} + \frac{\mathcal{L}_{i-1}}{\mathcal{U}_{2i}}\right),$$

$$i = 1, 2, \ldots, N, \quad \mathcal{L}_0 \equiv 0.$$

Система (9)-(I0) позволяет вычислить кинетическую энергию иона W_{2N}, вылетающего из анализатора, в зависимости от параметров $k, \omega, \varphi, \Delta V_T, \mathcal{L}_j, \ell$ и т.д.

Электростатическое поле между анализатором и приемным устройством тормозит движение ионов. Так как $W_{2N} = \frac{1}{2}m\,\mathcal{U}_{2N}^2$, то на приемное устройство попадают лишь те ионы, для которых выполняется неравенство.

$$\frac{1}{2}m\,\mathcal{U}_{2N}^2 > q\,(V - V_0 - 2N\Delta V_T) \equiv \overline{W}. \tag{11}$$

Принцип действия РМС как прибора, разделяющего по массам одинаково заряженные частицы, основан на следующем. При любом k и достаточно малой тормозящей разности потенциалов ΔV_T для иона с массой m^* можно указать такие частоту ω^* и фазовый угол влета φ_0^* , что кинетическая энергия этого иона окажется больше кинетической энергии ионов с другими массами. При этом подбором величины "потенциального барьера" $\overline{W}$ можно реализовать ситуацию, при которой до приемного устройства будут долетать только ионы с массой m^*. Вообще говоря, РМС будет работать при произвольных $\mathcal{L}_j$ и достаточно малых ΔV_T . Но наилучшую разрешающую способность прибора мы получим, если обеспечим оптимальные условия пролета через анализатор ионам с массой m^* . Это достигается выбором ΔV_T и $\mathcal{L}_j$.

Пусть известен алгоритм, позволяющий вычислять при фиксированном ΔV_T значения ω^* и φ_0^* такие, что кинетическая энергия иона с массой m^*, вылетающего из сетки с номером 2^-, максимальна и равна W_2^* . Очевидно, выбором ΔV_T можно добиться выполнения условия: $\mathcal{U}_2^* = \mathcal{U}_0^*$, $W_2^* = W_0$. (Здесь и в дальнейшем индекс „*" приписывается величинам, связанным с m^*). Если теперь $\mathcal{L}_1$ определить из уравнения

$$\varphi_0^* + \omega^*(t_1^* + t_2^*) + \omega^*\frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{U}_0^*} = \varphi_0^* + 2\pi n_1\,, \quad n_1 = 0, 1, 2, \ldots,$$

так что

$$\mathcal{L}_1 = \frac{\mathcal{U}_0^*}{\omega^*}\left[2\pi n_1 - \omega^*(t_1^* + t_2^*)\right],$$

то ион с массой m^* влетит во вторую секцию с той же скоростью $\mathcal{U}_0^*$ и тем же фазовым углом φ_0^*. Поэтому справедливы равенства

$$t_3^* = t_1^*, \quad t_4^* = t_2^*, \quad \mathcal{U}_4^* = \mathcal{U}_0^*$$

и т.д. При выборе расстояний между секциями по формулам

$$\mathcal{L}_j = \frac{\mathcal{U}_0^*}{\omega^*}\left[2\pi n_j - \omega^*(t_1^* + t_2^*)\right], \qquad j = 1, 2, \dots, N-1, \quad n_j = 1, 2, \dots, \tag{I2}$$

максимальной энергией W_{2N}^* на выходе из анализатора

$$W_{2N}^* = W_0 - q(\tilde{V} - V_0)$$

обладают ионы с массой m^*. В дальнейшем мы будем считать, что в системе (9)–(I0) ΔV_T и $\omega = \omega^*$ выбраны указанным образом.

2. Введем в рассмотрение безразмерные параметры по формулам:

$$t_k = \frac{\ell}{\mathcal{U}_0}\theta_k, \quad \mathcal{U}_k = \mathcal{U}_0 u_k, \quad W_k = W_0 w_k = W_0 u_k^2,$$
$$\mathcal{L}_j = \ell s_j, \quad k, j = 1, 2, \dots, \tag{I3}$$
$$\alpha = \frac{\ell\,\omega_*}{\mathcal{U}_0}, \quad K = \frac{k V_0}{\tilde{V} - V_0}, \quad G = \frac{\Delta V_T}{2(\tilde{V} - V_0)}.$$

При этом система (9)–(I0) запишется в виде:

$$u_{2i-1} = u_{2i-2} + \frac{K}{2\alpha}\left[\cos\varphi_{2i-2} - \cos(\varphi_{2i-2} + \alpha\theta_{2i-1})\right] - G\theta_{2i-1},$$
$$u_{2i} = u_{2i-1} + \frac{K}{2\alpha}\left[\cos\varphi_{2i-1} - \cos(\varphi_{2i-1} + \alpha\theta_{2i})\right] - G\theta_{2i}, \tag{I4}$$

где θ_{2i-1} и θ_{2i} – наименьшие положительные корни трансцендентных уравнений:

$$1 = \left(u_{2i-2} + \frac{K}{2\alpha}\cos\varphi_{2i-2}\right)\theta_{2i-1} + \frac{K}{2\alpha^2}\left[\sin\varphi_{2i-2} - \sin(\varphi_{2i-2} + \alpha\theta_{2i-1})\right] - \frac{G}{2}\theta_{2i-1}^2$$
$$1 = \left(u_{2i-1} + \frac{K}{2\alpha}\cos\varphi_{2i-1}\right)\theta_{2i} - \frac{K}{2\alpha^2}\left[\sin\varphi_{2i-1} - \sin(\varphi_{2i-1} + \alpha\theta_{2i})\right] - \frac{G}{2}\theta_{2i}^2 \tag{I5}$$
$$\varphi_{2i-1} = \varphi_{2i-2} + \alpha\theta_{2i-1} + \pi, \quad \varphi_{2i} = \varphi_{2i-2} + \alpha\left(\theta_{2i-1} + \theta_{2i} + \frac{s_{i-1}}{u_{2i}}\right),$$
$$i = 1, 2, \dots, N,$$
$$s_j = \frac{1}{\alpha^*}\left[2\pi n_j - \alpha^*(\theta_1^* + \theta_2^*)\right], \quad s_0 = 0, \quad u_0 = 1.$$

Если по заданному K найдены $\alpha^*, \varphi_0^*, \theta_1^* + \theta_2^*$ и G, то система (I4)–(I5) определяет u_{2N}^2 как функцию φ_0, α, K и n_j, причем в силу выбора ΔV_T и $\mathcal{L}_j$ наибольший максимум u_{2N}^2 равен I.

$$\max_{\alpha}\left(\max_{\varphi_0} u_{2N}^2\right) = 1, \quad \alpha > 0, \quad 0 \leq \varphi_0 \leq 2\pi,$$

и достигается при $\varphi_0 = \varphi_0^*$, $\alpha = \alpha^*$.

Метод построения функций $f(\alpha)$ и $w(\varphi_0)$,

$$f(\alpha) = \max_{\varphi_0} u_{2N}^2(\varphi_0, \alpha), \quad w(\varphi_0) = u_{2N}^2(\varphi_0; \alpha),$$

при помощи которых непосредственно определяются разрешающая способность $\mathcal{R}$ и коэффициент полезного действия η прибора аналогичен тому, который использовался в [I]. Напомним, что для разрешающей способности по "нулевому уровню" имеет место формула

$$\mathcal{R} = \frac{\alpha_1^2}{\alpha_2^2 - \alpha_1^2}, \quad \alpha_1 < \alpha^* < \alpha_2, \tag{I6}$$

где α_1 и α_2 – абсциссы точек пересечения кривой $f = f(\alpha)$ и прямой

$$f = \bar{w} = \frac{\bar{V} - V_0 - 2N\Delta V_T}{\tilde{V} - V_0}$$

в окрестности наибольшего максимума $f(\alpha)$ при условии, что других точек пересечения нет. Иначе говоря, $\bar{w}$ может принимать значения между $\hat{f}$ и I, где $\hat{f}$ – второй по величине максимум u^2_{2N}. Абсциссы точек пересечения прямой $w=\bar{w}$ с кривой $w=w(\varphi_0)$, $\bar{w}<f(\alpha)$, равны φ_0' и φ_0'', $\varphi_0'<\varphi_0''$, определяют коэффициент полезного действия

$$\eta(\alpha)=\frac{\Delta\varphi_0}{2\pi},\quad \Delta\varphi_0=\varphi_0''-\varphi_0',\ \alpha_1<\alpha<\alpha_2. \qquad (17)$$

Подчеркнем, что при нелинейном режиме $max\,\eta(\alpha)$ достигается при α^*_η, вообще говоря, не совпадающем с α^* [2].

Из формулы (16) следует, что разрешающая способность зависит прежде всего от $\bar{w}$. Однако в силу того, что чувствительность прибора ограничена, мы не можем практически задавать значения $\bar{w}$, слишком близкие к I. Следовательно, возникает проблема выбора такой конструкции анализатора, которая при минимальных числах N, $M=\sum_{j=1}^{N-1} n_j$ обеспечивала бы необходимую разрешающую способность и коэффициент полезного действия. Эта проблема, связанная с задачей целочисленного программирования в достаточно общей постановке, не рассматривается в данной работе. Здесь основные усилия направлены на выявление особенностей поведения $f(\alpha)$ и $w(\varphi_0)$, когда K не является малым параметром, а числа n_j заданы.

3. Определение функции $u^2_{2N}(\varphi_0,\alpha)$ сводится к последовательному вычислению θ_{j+1} и u_{j+1}, $j=0,1,2,\dots,2N-1$, причем для отыскания u_{j+1} требуется предварительно решить уравнение, трансцендентное относительно θ_{j+1}

$$1=\left(u_j+\frac{K}{2\alpha}\cos\varphi_j\right)\theta_{j+1}-\frac{K}{2\alpha^2}\left[\sin\varphi_j-\sin(\varphi_j+\alpha\theta_{j+1})\right]-\frac{1}{2}G\theta^2_{j+1}, \qquad (18)$$

где K, α и G – фиксированные параметры, а u_j и φ_j – найденные ранее величины. Выясним, при каких значениях K,α,G,u_j и φ_j существует решение (18), имеющее физический смысл.

Запишем закон движения иона между j-й и $(j+1)$-й сетками в секции

$$\xi(\theta)=\left(u_j+\frac{K}{2\alpha}\cos\varphi_j\right)\theta+\frac{K}{2\alpha^2}\left[\sin\varphi_j-\sin(\varphi_j+\alpha\theta)\right]-\frac{1}{2}G\theta^2,$$

$$u(\theta)=\frac{d\xi}{d\theta}=u_j+\frac{K}{2\alpha}\left[\cos\varphi_j-\cos(\varphi_j+\alpha\theta)\right]-G\theta,$$

$$\xi=0,\ u=u_j \text{ при } \theta=0;\quad \xi=1;\ u=u_{j+1} \text{ при } \theta=\theta_{j+1},$$

где $\xi=\frac{1}{\ell}x$, $\theta=\frac{u_0}{\ell}t$.

Исходя из физического смысла задачи, будем рассматривать только те решения (18), которые удовлетворяют условию: $u\geq 0$ при $0\leq\xi\leq 1$ [I]. Как и в [I], введем в рассмотрение функцию

$$F(\theta)=\xi(\theta)-1,\ F(0)=-1,\ F(\theta_{j+1})=0.$$

$$\frac{dF}{d\theta}=u(\theta)=\frac{K}{2\alpha}\left[\psi_j-\cos(\varphi_j+\alpha\theta)\right]-G\theta,$$

где $\psi_j=\frac{2\alpha u_j}{K}+\cos\varphi_j$.

Так как $u(0)=u_j>0$, а при достаточно больших θ величина $u(\theta)$ становится отрицательной, то существует наименьший положительный корень θ_0, $u(\theta_0)=0$. Определим границы θ_0.

Пусть $\psi_j>1$. Обозначим

$$Y(\theta)=\frac{K}{2\alpha}\left[\psi_j-\cos(\varphi_j+\alpha\theta)\right],\quad y(\theta)=G\theta.$$

Искомый корень будет соответствовать абсциссе точки пересечения кривых $Y(\theta)$ и $y(\theta)$. Так как

$$min\,Y(\theta)=\frac{K}{2\alpha}(\psi_i-1),$$

то, очевидно, левая граница θ_0, равная θ_0^-, есть абсцисса точки пересечения $y(\theta)$ с прямой $y=min\,Y(\theta)$:

$$\theta_0^-=\frac{K}{2\alpha G}(\psi_j-1).$$

Правой границей θ_0, равной θ_0^+, служит ближайшее к θ_0^- справа значение корня θ_0^+

$$\cos(\varphi_0+\alpha\theta_0^+)=1,\quad \theta_0^+=\frac{2(k+1)\pi-\varphi_0}{\alpha}.$$

При этом выполняются неравенства

$$2k\pi-\varphi_j<\alpha\theta_0^-<2(k+1)\pi-\varphi_j.$$

Отсюда k есть целая часть числа

$$k = E\left\{ \frac{1}{2\pi}(\alpha \theta_0^- + \varphi_j) \right\}.$$

Пусть $|\varphi_i| \leq 1$. Тогда за левую границу θ_0 можно взять $\theta_0^- = 0$, за правую – наименьший положительный корень уравнения

$$\varphi_j = \cos(\varphi_j + \alpha\theta_0^+), \quad \alpha\theta_0^+ = \arccos\varphi_j - \varphi_j .$$

Если вычисленное из этого равенства θ_0^+ окажется отрицательным, то $\alpha\theta_0^+ = 2\pi - \arccos\varphi_j - \varphi_j$ и т.д.

После того как θ_0 найдено, признаком существования искомого решения является условие: $F(\theta_0) > 0$, причем $0 < \theta_{j+1} < \theta_0$. Если $F(\theta_0) > 0$, то нарушается условие положительности $u(\theta)$, и дальнейшая судьба этой частицы перестает нас интересовать.

Нам остается рассмотреть случай $G = 0$, встречающийся в алгоритме поиска $\alpha^*, \varphi_0^*, \theta_1^* + \theta_2^*$ и G. Если $\varphi_j > 1$, то искомое решение имеет границы

$$1 - \frac{K}{2\alpha^2}(1 + \sin\varphi_j) < \varphi_j\theta_{j+1} < 1 + \frac{K}{2\alpha^2}(1 - \sin\varphi_j).$$

Если $\varphi_j \leq 1$, то значение θ_0, $u(\theta_0) = 0$, определяется равенством

$$\cos(\varphi_j + \alpha\theta_0) = \varphi_j ,$$

причем выбирается наименьший положительный корень. Искомое решение существует, если $F(\theta_0) > 0$ при $G = 0$.

4. Определим $G(k)$ таким образом, чтобы

$$\max_{\alpha}\left\{ \max_{\varphi_0} u_2^2(\varphi_0, \alpha) \right\} = 1, \quad \alpha > 0, \quad 0 \leq \varphi_0 \leq 2\pi. \tag{I9}$$

Очевидно, $\alpha^*(K)$ и $\varphi_0^*(K)$, при которых выполняется (I9), являются решениями системы

$$\frac{\partial u_2}{\partial \varphi_2} = 0, \quad \frac{\partial u_2}{\partial \alpha} = 0, \quad u_2 = 1. \tag{20}$$

Если воспользоваться (I4)–(I5), $i = 1$, то условия, определяющие α^*, φ_0^*, G, а также $\theta_1^* + \theta_2^*$ можно записать в виде (индекс „$*$" опущен)

$$K[\cos\varphi_0 - 2\cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1) + \cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1 + \alpha\theta_2)] - 2\alpha(\theta_1 + \theta_2)G = 0,$$

$$- \sin\varphi_0 + 2\sin(\varphi_0 + \alpha\theta_1)\left(1 + \alpha\frac{\partial\theta_1}{\partial\varphi_0}\right) - \sin(\varphi_0 + \alpha\theta_1 + \alpha\theta_2) \times$$

$$\times \left(1 + \alpha\frac{\partial\theta_1}{\partial\varphi_0} + \alpha\frac{\partial\theta_2}{\partial\varphi_0}\right) = \frac{2\alpha G}{K}\left(\frac{\partial\theta_1}{\partial\varphi_0} + \frac{\partial\theta_2}{\partial\varphi_0}\right), \tag{2I}$$

$$- \cos\varphi_0 + 2\cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1) - \cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1 + \alpha\theta_2) + 2\alpha\sin(\varphi_0 + \alpha\theta_1) \times$$

$$\times \left(\theta_1 + \alpha\frac{\partial\theta_1}{\partial\alpha}\right) - \alpha\sin(\varphi_0 + \alpha\theta_1 + \alpha\theta_2)\left(\theta_1 + \theta_2 + \alpha\frac{\partial\theta_1}{\partial\alpha} + \alpha\frac{\partial\theta_2}{\partial\alpha}\right) = 2\frac{\alpha^2 G}{K}\left(\frac{\partial\theta_1}{\partial\alpha} + \frac{\partial\theta_2}{\partial\alpha}\right)$$

Здесь

$$\frac{\partial\theta_1}{\partial\varphi_0} = \frac{K}{2\alpha^2 u_1}[\alpha\theta_1\sin\varphi_0 - \cos\varphi_0 + \cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1)];$$

$$\frac{\partial\theta_1}{\partial\alpha} = \frac{K}{2\alpha^3 u_1}\{\alpha\theta_1[\cos\varphi_0 + \cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1)] + 2[\sin\varphi_0 - \sin(\varphi_0 + \alpha\theta_1)]\}$$

$$\frac{\partial\theta_2}{\partial\varphi_0} = -\frac{K}{2\alpha^2}\left\{\left(1 + \alpha\frac{\partial\theta_1}{\partial\varphi_0}\right)[\cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1 + \alpha\theta_2) - \cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1)] + \right.$$

$$\left. + \alpha\theta_2\left[-\sin\varphi_0 + 2\sin(\varphi_0 + \alpha\theta_1)\left(1 + \alpha\frac{\partial\theta_1}{\partial\varphi_0}\right)\right]\right\} + G\theta_2\frac{\partial\theta_1}{\partial\varphi_0},$$

$$\frac{\partial\theta_2}{\partial\alpha} = \frac{K}{2\alpha^3}\{2[\sin(\varphi_0 + \alpha\theta_1 + \alpha\theta_2) - \sin(\varphi_0 + \alpha\theta_1)] + \alpha\theta_2[\cos\varphi_0 -$$

$$- 2\cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1) - \cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1 + \alpha\theta_2)] + \alpha\left(\theta_1 + \alpha\frac{\partial\theta_1}{\partial\alpha}\right)[\cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1) -$$

$$- \cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1 + \alpha\theta_2) - 2\alpha\theta_2\sin(\varphi_0 + \alpha\theta_1)]\} + G\theta_2\frac{\partial\theta_1}{\partial\alpha},$$

$$u_1 = 1 + \frac{K}{2\alpha}[\cos\varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \alpha\theta_1)] - G\theta_1,$$

$$1=\left(1+\frac{K}{2\alpha}\cos\varphi_0\right)\theta_1+\frac{K}{2\alpha^2}\left[\sin\varphi_0-\sin(\varphi_0+\alpha\theta_1)\right]-\frac{1}{2}G\theta_1^2,$$

$$1=\left\{1+\frac{K}{2\alpha}\left[\cos\varphi_0-2\cos(\varphi_0+\alpha\theta_1)\right]-G\theta_1\right\}\theta_2+\frac{K}{2\alpha^2}\times$$

$$\times\left[\sin(\varphi_0+\alpha\theta_1+\alpha\theta_2)-\sin(\varphi_0+\alpha\theta_1)\right]-\frac{1}{2}G\theta_2^2.$$

Выписанная система равенств имеет достаточно сложный вид. Кроме того, из постановки задачи (I9)-(20) еще не следует единственности решения. В этих условиях целесообразен следующий метод численного решения задачи.

Разобьем область $0<\varphi_0,\ \alpha\leq 2\pi$ на прямоугольники со сторонами h_{φ_0} и h_α и вычислим $u_2(\varphi_0,\alpha)$ в узлах разбиения при некотором фиксированном G (ограничение на α получено опытным путем). При этом для каждого α отыскивается наибольшее значение $u_2(\varphi_0,\alpha)$, и, таким образом, строится функция $\sup\limits_{\varphi_0} u_2(\varphi_0,\alpha)$. Отсюда мы можем найти наибольшее значение $H(G)$:

$$H(G)=\sup_\alpha\left\{\sup_{\varphi_0}u_2(\varphi_0,\alpha)\right\}.$$

Из физического смысла задачи следует, что $H(G)$ – функция, монотонно убывающая с ростом G, и, следовательно, существует единственное значение $G=G^*$, при котором $H=1$.

Для отыскания G^* предлагается итеративный метод, удобный при реализации его на ЭВМ. Вначале вычисляется максимальное приращение энергии в первой секции при отсутствии тормозящей разности потенциалов, т.е. $\max(W_2-W_0)=W_c\max(u_2^2-1)$ при $\Delta V_T=0$ и приравнивается к энергии $2q\Delta V_T^{(1)}$. Воспользовавшись (I3), получим:

$$G_1=\frac{1}{4}(w_*^{(0)}-1),\quad w_*^{(0)}=\max_\alpha\left\{\max_\varphi u_2^2(\varphi_0,\alpha)\right\}\ \text{при}\quad G=0.$$

Далее вычисляем G_2

$$G_2=G_1+\frac{1}{4}(w_*^{(1)}-1),\quad w_*^{(1)}=\max_\alpha\left\{\max_{\varphi_0}u_2^2(\varphi_0,\alpha)\right\}\quad\text{при}\quad G=G_1$$

и т.д.

$$G_{m+1}=G_m+\frac{1}{4}(w_*^{(m)}-1),\quad w_*^{(m)}=\max_\alpha\left\{\max_{\varphi_0}u_2^2(\varphi_0,\alpha)\right\}\quad\text{при}\quad G=G_m.$$

Оказалось, что при K порядка единицы последовательность G_m и соответствующие ей последовательности α_m^*, φ_{0m}^* и $\theta_{1m}^*+\theta_{2m}^*$ быстро сходятся к значениям, при которых с высокой точностью выполняются условия (I9)-(20) (2-4 итерации).

Численное решение задачи (I9)-(20) сопоставим с приближенным, которое будем искать в виде рядов по малому параметру K. Пусть

$$G^*=Kg.$$

Устремив K к нулю в равенствах (2I), получим систему, определяющую главные члены разложений приближенного решения (теория "малых сигналов"):

$$\begin{gathered}\cos\varphi_0-2\cos(\varphi_0+\alpha)+\cos(\varphi_0+2\alpha)=4\alpha g,\\ -\sin\varphi_0+2\sin(\varphi_0+\alpha)-\sin(\varphi_0+2\alpha)=0\\ -\cos\varphi_0+2\cos(\varphi_0+\alpha)-\cos(\varphi_0+2\alpha)+2\alpha\left[\sin(\varphi_0+\alpha)-\sin(\varphi_0+2\alpha)\right]=0,\\ \frac{\partial\theta_1}{\partial\varphi_0}=\frac{\partial\theta_2}{\partial\varphi_0}=\frac{\partial\theta_1}{\partial\alpha}=\frac{\partial\theta_2}{\partial\alpha}=0.\quad u_1=\theta_1=\theta_2=1.\end{gathered}\tag{22}$$

При этом из второго равенства (22) следует, что $\varphi_0+\alpha=\pi$, а третье преобразуется в уравнение, определяющее α : $1-\cos\alpha-\alpha\sin\alpha=0$. Отсюда имеем:

$$\alpha=\alpha_0=2{,}33113\ ,\quad \varphi_0=c_0=0{,}81046\ ,$$
$$\theta_1+\theta_2=2,\quad g=g_0=\frac{1}{2}\sin\alpha_0=0{,}36230.$$

В дальнейшем нас будет интересовать вопрос, как φ_0^*, α^*, $\theta_1^*+\theta_2^*$ и g зависят от K, если K мало. Приближенное решение представим в виде (ограничившись тремя членами разложения):

$$\begin{gathered}\theta_1=1+K a_1+K^2a_2,\quad \theta_2=1+Kb_1+K^2b_2,\\ \alpha=\alpha_0+K\alpha_1+K^2\alpha_2,\quad \varphi_0=c_0+Kc_1+K^2c_2,\\ G^*=K(g_0+Kg_1+K^2g_2).\end{gathered}\tag{23}$$

Подставив (23) в (2I), после простых, но довольно громоздких операций получим следующие значения неизвестных коэффициентов:

$$a_1 = -\frac{2\sin\alpha_0 - \alpha_0(1+\cos\alpha_0)}{4\alpha_0^2}, \quad a_2 = 0,$$

$$b_1 = -a_1, \quad b_2 = -a_2 = 0,$$

$$\alpha_1 = 0, \quad \alpha_2 = \frac{\alpha_0(1+3\cos\alpha_0)a_1^2}{2(1-\cos\alpha_0)\cos\alpha_0},$$

$$c_1 = -\frac{\alpha_0 a_1}{1-\cos\alpha_0}, \quad c_2 = -\alpha_2,$$

$$g_1 = 0, \quad g_2 = \frac{\alpha a_1^2 \cos\alpha_0}{4(1-\cos\alpha_0)}.$$

При этом (23) преобразуется к виду:

$$\alpha^* = 2.33113 + 0.00119\, K^2,$$

$$\varphi_0^* = 0.81046 + 0.04601\, K - 0.00119\, K^2,$$

$$G^* = K\,(0.36230 - 0.00026\, K^2),$$

$$\theta_1^* + \theta_2^* = 2.$$

Приближенное решение (24) и соответствующее ему численное решение задачи (I9)–(20) хорошо согласуются даже в том случае, когда K имеет порядок I, как это следует из табл. I. В первом столбце таблицы приведено численное решение, а во втором – вычисления по формулам (24). Таким образом, формулы (24) позволяют определить параметры настройки прибора во всем практически реализуемом интервале изменения K. Совпадение результатов объясняется тем, что за счет выбора тормозной разности потенциалов ΔV_T для ионов с массой m^* условия пролета через секцию близки к линейному режиму, по крайней мере, для K, порядок которых не выше I.

Напомним, что α^*, G^* и $\theta_1^* + \theta_2^*$ связаны с ω^*, ΔV_T и $\mathcal{L}_j$ равенствами:

$$\omega^* = \frac{\alpha^*}{\ell}\sqrt{2\frac{q}{m^*}(\tilde{V} - V_0)}, \quad \Delta V_T = 2G^*(\tilde{V} - V_0),$$

$$\mathcal{L}_j = \frac{\ell}{\alpha^*}\left[2\pi n_j - \alpha^*(\theta_1^* + \theta_2^*)\right].$$

Из (24) следует, что $\mathcal{L}_j$ практически не зависят от K.

Таблица I

$K = 0.00I$	α^*	2.33II	2.33II
	φ_0^*	0.8I05	0.8I05
	$\theta_1^* + \theta_2^*$	2.0000	2.0000
	G^*	$0.3623 \cdot 10^{-2}$	$0.3623 \cdot 10^{-2}$
$K = 0.I$	α^*	2.33I2	2.33II
	φ_0^*	0.8I49	0.8I50
	$\theta_1^* + \theta_2^*$	2.0000	2.0000
	G^*	$0.3623 \cdot 10^{-1}$	$0.3623 \cdot 10^{-1}$
$K = 0.2$	α^*	2.33I2	2.33I2
	φ_0^*	0.8I95	0.8I97
	$\theta_1^* + \theta_2^*$	2.0000	2.0000
	G^*	$0.7246 \cdot 10^{-1}$	$0.7246 \cdot 10^{-1}$
$K = 0.5$	α^*	2.33I4	2.33I4
	φ_0^*	0.8332	0.8332
	$\theta_1^* + \theta_2^*$	2.0000	2.0000
	G^*	0.I8II	0.I8II
$K = I$	α^*	2.3324	2.3323
	φ_0^*	0.8554	0.8553
	$\theta_1^* + \theta_2^*$	2.0000	2.0000
	G^*	0.3620	0.3620

5. Рассмотрим некоторые примеры. На рис.2 приведены результаты вычислений $f(\alpha)$ при $N = 3$, $n_1 = n_2 = 2$, $K = 0,$I, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5 и I. Здесь мы имеем возможность проследить, как с ростом K понижается уровень вторых по величине максимумов $f(\alpha)$ – от 0,9 при $K = 0,$I до 0,36 при $K = 0,5$. При $K =$ I кривая $f(\alpha)$ имеет только один максимум.

Эти же кривые, но более детально в окрестности $\alpha = \alpha^*$ изображены на рис. 3. Кривая $f(\alpha)$ с большим значением K оказывается "вложенной" в кривую с меньшим значением K, что означает, принимая во внимание (I6), увеличение разрешающей способности с ростом K.

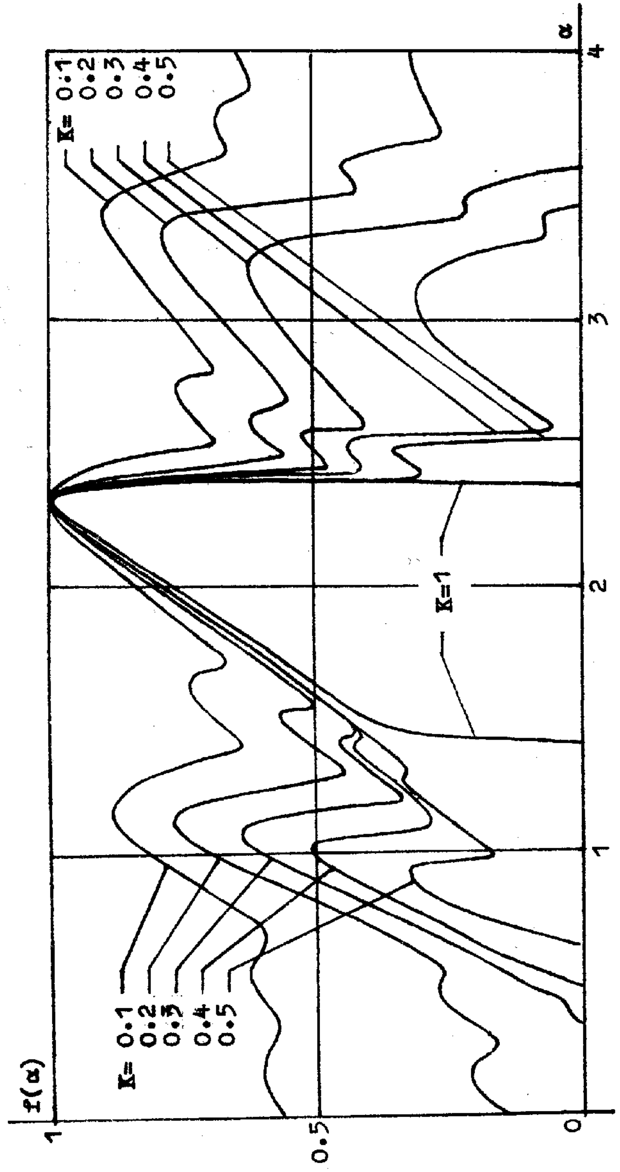


Рис. 2

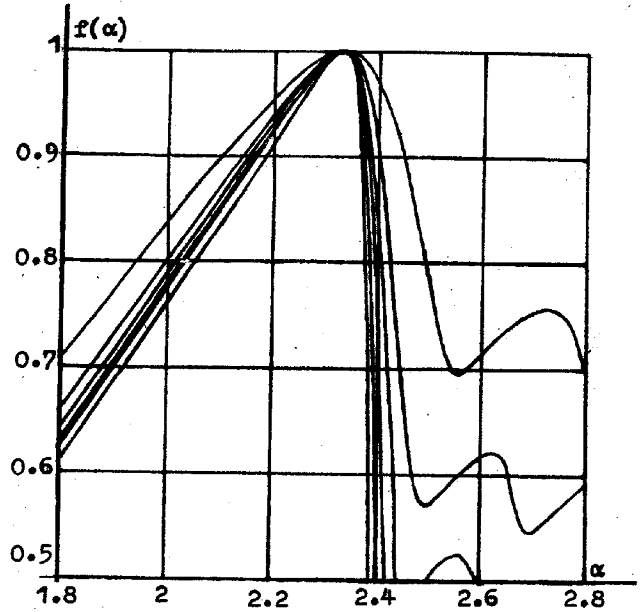


Рис. 3

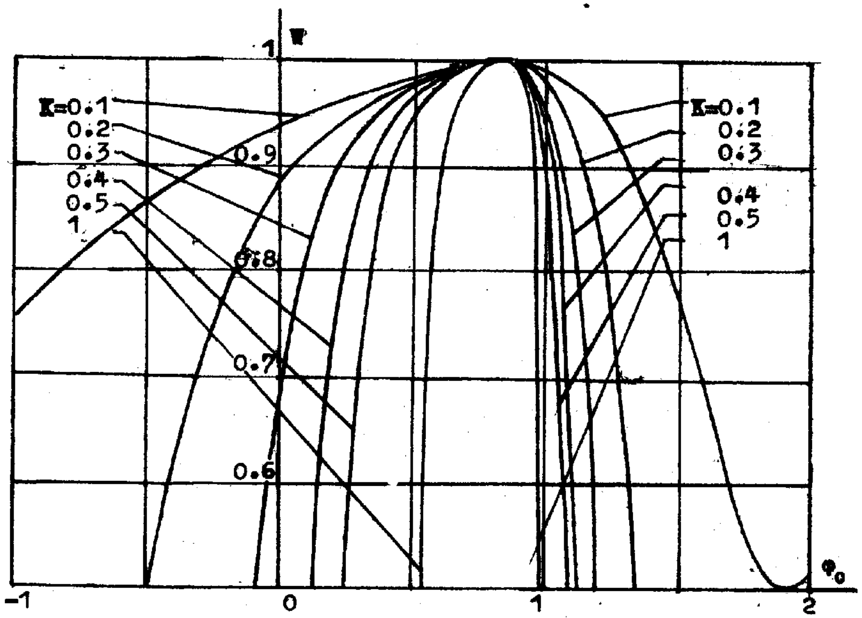


Рис. 4

На рис. 4 даны "развертки" $\bar{w}$ по φ_0 при $\alpha=\alpha^*$, позволяющие вычислить коэффициент полезного действия $\eta(\alpha^*)$.

Входящие в формулу (16) α_1 и α_2 могут быть определены иным образом [2]. Очевидно, абсциссы пересечения кривой $f(\alpha)$ и прямой $f=\bar{w}$ (обозначим их теперь через $\alpha_1^{(0)}$ и $\alpha_2^{(0)}$, $\alpha_1^{(0)} < \alpha_2^{(0)}$) характеризуют интервал масс, поток которых на приемном устройстве не равен нулю. При изменении α от $\alpha_1^{(0)}$ до $\alpha_2^{(0)}$ коэффициент полезного действия $\eta(\alpha,\bar{w})$ монотонно возрастает от нуля до максимального значения при $\alpha=\alpha^*_\eta$, а затем монотонно убывает до нуля при $\alpha=\alpha_2^{(0)}$. Если кривую $\eta(\alpha,\bar{w})$ пересечь прямой $\eta=\bar{\eta}$ такой, что ординаты точек пересечения составляют r-ю часть от максимального значения коэффициента полезного действия, то, подставив в (16) абсциссы точек пересечения α_1 и α_2, мы получим разрешающую способность R_r "по r-ому уровню".

На рис. 5–6 приведены примеры построения кривых $\eta(\alpha,\bar{w})$ при $N=4$, $n_1=11$, $n_2=8$, $n_3=5$, $K=0{,}1$, $0{,}5$ и $\bar{w}=0{,}9$, $0{,}95$. Характерными особенностями кривых являются асимметрия, а также расплывчатость их основания. Последнее приводит к существенному различию между разрешениями по нулевому уровню и, например, по уровню 0.5.

Наконец, отметим свойство "насыщения конструкции", обусловленное нелинейностью режима: для каждого K существуют числа $\bar{N}$ и $\bar{M}=\sum\limits_{j=1}^{\bar{N}-1} n_j$ такие, что при $N>\bar{N}$ и $M>\bar{M}$ разрешающая способность анализатора практически не будет возрастать. С аналогичным явлением мы столкнулись при анализе нелинейного режима работы РМС типа Редхеда [1].

§ 2. Результаты экспериментального исследования РМС в нелинейном режиме

Для проверки основных положений, вытекающих из теории нелинейного режима РМС Беннетта, было предпринято экспериментальное изучение особенностей анализатора в режиме больших амплитуд высокочастотного (ВЧ) модулирующего потенциала. Испытания проводились на стендовой установке, собранной на базе магнитного электроразрядного насоса НЭМ-100, которая обеспечивала получение "безмасляного" вакуума $\sim 10^{-7}$ торр и возможность напуска в рабочий объем спектрально-чистых газов (Ne, Ar).

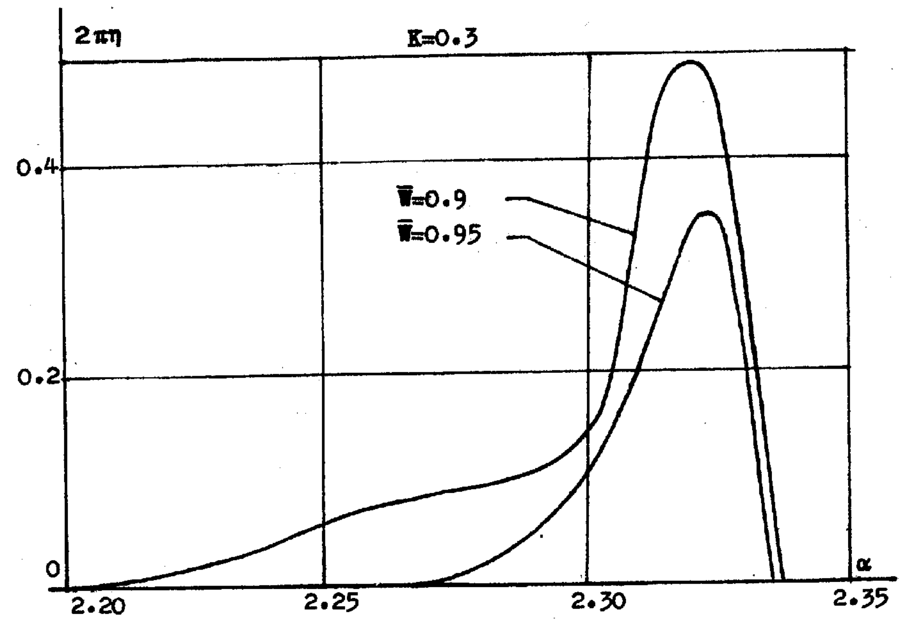


Рис. 5

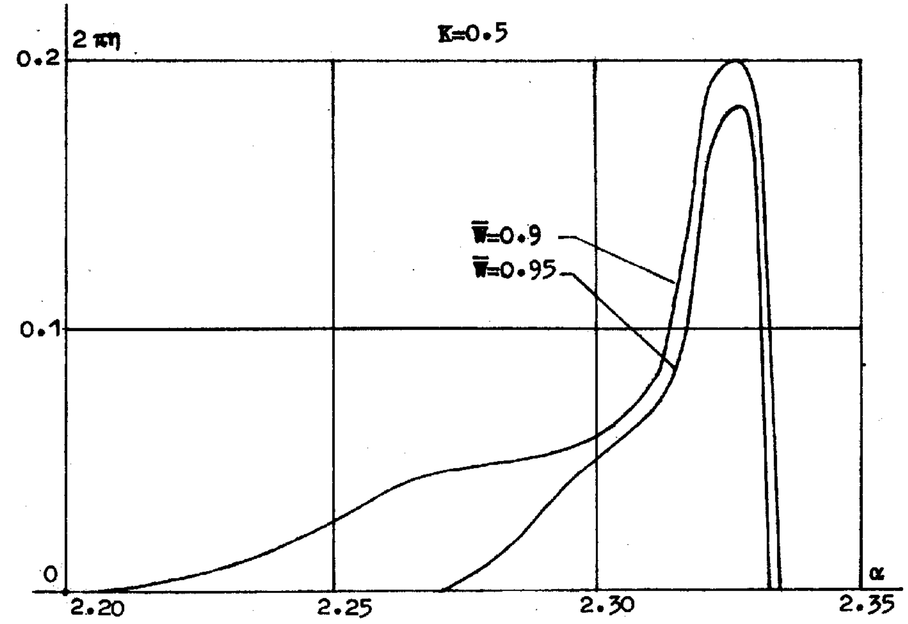


Рис. 6

"Нелинейный" анализатор РМС состоял из 3 секций (длина зазоров между сетками ℓ = 2 мм), разделенных двумя пространствами дрейфа с циклами $n_1 = n_2$ = 2. Собственная длина анализатора при этом составляла 25 мм. Вместе с анализатором на одном фланце установлен источник ионов поперечного типа, обеспечивающий небольшой энергетический разброс $\Delta W \leq$ 2 – 3 эв (рис.7).

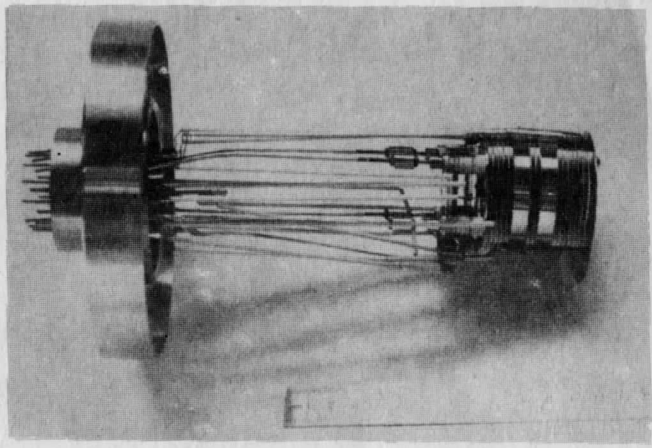


Рис. 7

Ускоряющий потенциал был выбран равным I50в ± 0,5%. На другом фланце в направлении оптической оси анализатора устанавливался приемник ионов – вторично-электронный умножитель типа ВЭУ-I.

В целях обеспечения постоянства начальной энергии ионов, влетающих в анализатор, независимо от их массы, а также фиксации отношения K все измерения выполнялись при частотной развертке спектра масс. Перестройка частоты генератора производилась с помощью конденсатора переменной емкости 40–450 пф, специальная конструкция которого позволила осуществить линеаризацию шкалы масс. Разработанный для этой задачи генератор качающейся частоты (принципиальная схема и общий вид даны на рис. 8,9) имел следующие характеристики:

Диапазон частот, перекрываемых за один цикл развертки,	4 – 9 мгц
Нестабильность частоты – статическая	$\leq$ I0^{-4}
Выходное напряжение	I0 – 300 в на $C_{экв}$ = I50 пф

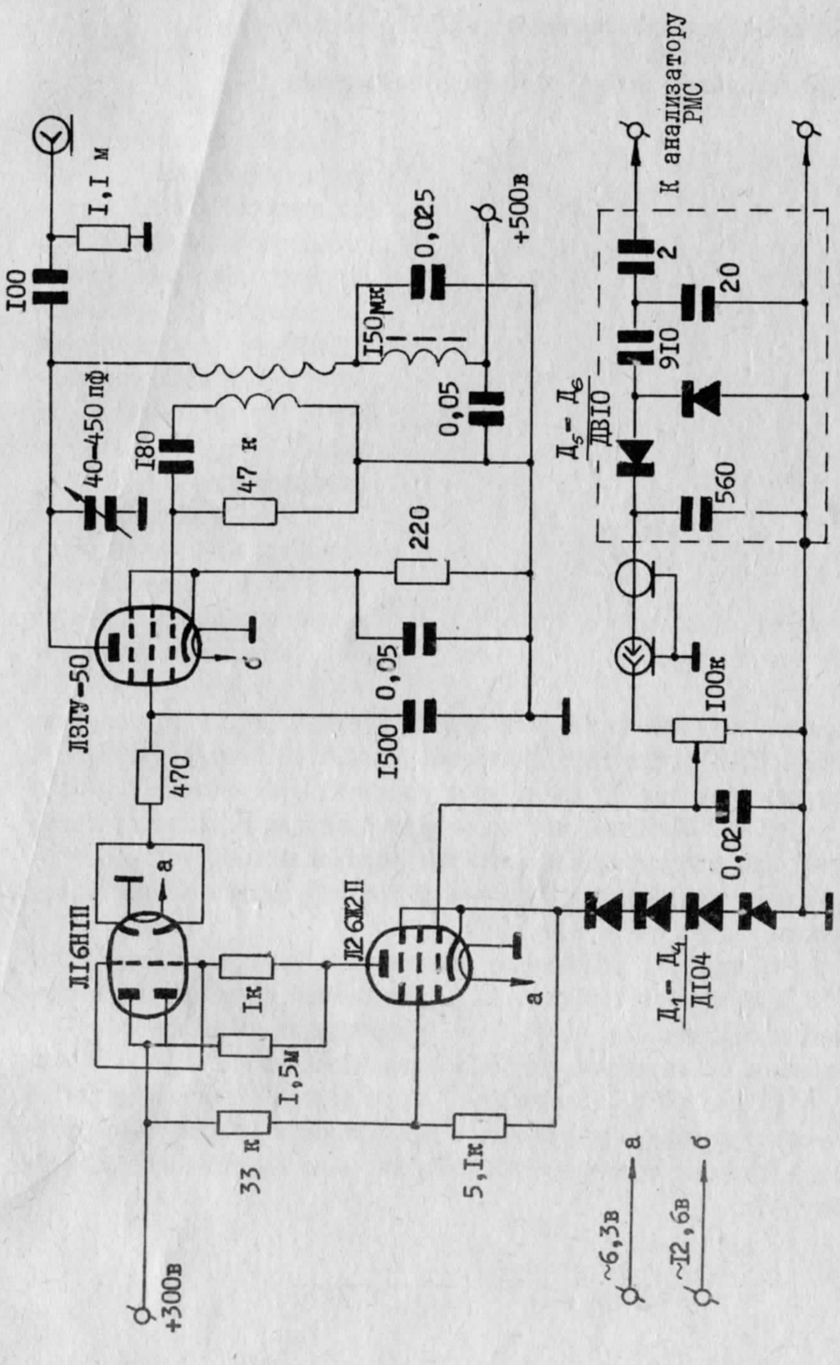


Рис. 8. Принципиальная схема генератора качающейся частоты

Динамическая нестабильность K по всему диапазону $\leqslant$ I,5%

Длительность цикла электромеханической развертки 0,I – I0 сек.

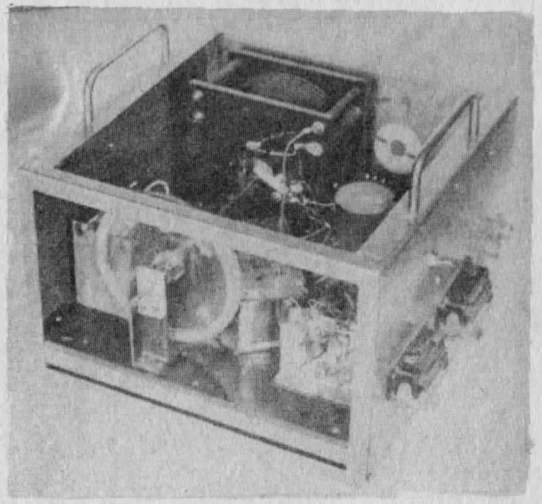


Рис. 9

Были определены зависимости параметров настройки α^*, ΔV_T^* разрешающей способности $\mathcal{R}_{0,1}$, а также поведение уровня второй по величине гармоники в зависимости от K. Основные результаты, представленные на рис. I0–I3, сводятся к следующему.

I. В режиме малых амплитуд ВЧ потенциала ($K \leqslant 0{,}I$) разрешающая способность анализатора $\mathcal{R}_{0.1}$, измеренная при $w = 0{,}9$, равна ≈ 6 (рис.I0). Вторая по величине гармоника имеет уровень 0,86, а третья гармоника – 0,73 (расчетные значения 0,9 и 0,76, соответственно). Положение гармоник на шкале масс соответствует теории ($\alpha = 3{,}4$ и $\alpha = 2{,}74$). Заметим, что по линейной теории анализатор такого типа при относительной величине задерживающего барьера $w = 0{,}9$ имеет разрешение $\mathcal{R}_{0.1} \approx 6$ и уровень второй по величине гармоники 0,77 ($\alpha = 3{,}46$) [3].

2. С ростом K разрешение анализатора увеличивается и при $K = 0{,}5$ достигает I4 (рис. II). Для данной конструкции "насыщение" наступает при $K \geqslant 0{,}7$ и разрешающая способность по сравнению с линейным режимом увеличивается в 2,5 – 3 раза ($\mathcal{R}_{0.1} \approx 18$ при $K \to I$). Разрешение анализатора определялось из масс-спектрограмм, полученных в динамическом режиме при скорости развертки спектра ≈ 300 аем/сек – по известному соотношению [4]:

$$\mathcal{R}_{0.1} = \frac{m_i + m_j}{m_i - m_j} \cdot \frac{L}{(\Delta \ell_i)_{0.1} + (\Delta \ell_j)_{0.1}} .$$

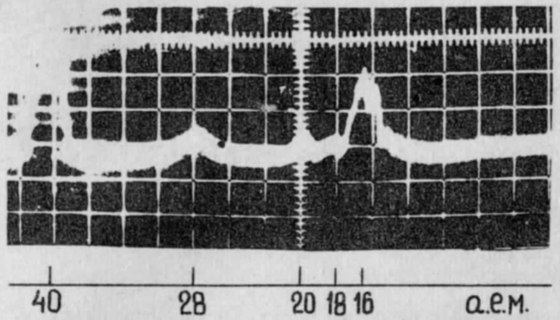


Рис.I0. Масс-спектр остаточной атмосферы. Линейный режим. ($P = 3 \cdot 10^{-6}$ торр; $K = 0{,}I$; $\bar{w} = 0{,}92$; $\mathcal{R}_{0.1} = 6$).

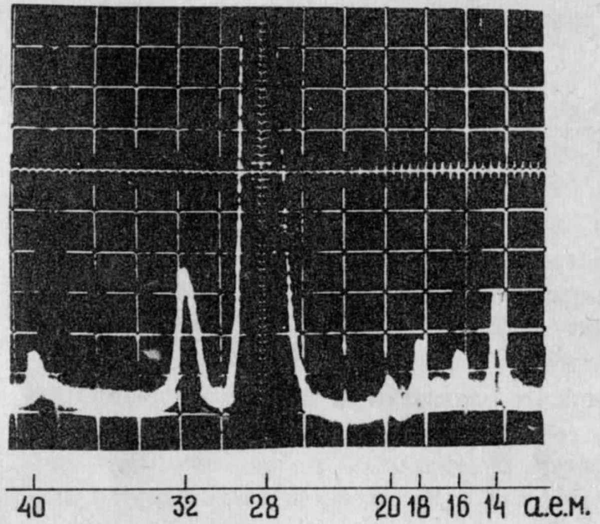


Рис.II. Масс-спектр остаточной атмосферы с напуском воздуха. Нелинейный режим.($P = 4 \cdot 10^{-6}$ торр; $K = 0{,}5$; $\bar{w} = 0{,}92$; $\mathcal{R}_{0.1} = 14$).

Здесь L – интервал между соседними пиками, $(\Delta \ell_i)_{0.1}$ и $(\Delta \ell_j)_{0.1}$ – ширина пиков на уровне 0,I от их высоты.

3. Уровень гармоник с увеличением K существенно понижается, и при $K = 0{,}6$ обнаружить гармоники в интервале регистрируемых масс 8 – 48 аем практически не удалось.

4. Параметр α^* в интервале $K = 0{,}I - 0{,}5$ не зависит от K, но, начиная с $K > 0{,}5$, происходит некоторое увеличение

α^* , выражающееся в повышении рабочей частоты настройки. Так, для неона (m = 20 аем) эта зависимость имеет вид (табл. 2)

Таблица 2

K	0,I	0,5	0,7	I,0
$\omega^*/2\pi$, мгц	7,05	7,05	7,I5	7,37
α^*	2,33	2,33	2,36	2,44

Отмеченный эффект, то есть невозможность сохранения оптимальной скорости пролета синхронных частиц с помощью потенциала "подстройки" ΔV_T^* , связан, по-видимому, с провисанием ВЧ потенциала и микрооптикой сеток анализатора.

Параметр ΔV_T^* определялся экспериментально и расчетным путем из соотношения

$$\Delta V_T^* = \frac{2\sqrt{2}\,G}{K} V_f^{(эф)}, \quad V_f^{(эф)} = \frac{k V_0}{\sqrt{2}} .$$

В интервале изменения K = 0,I–0,7 эти значения близки (табл. 3 и рис. I2), если "подстройка" обеспечивает максимальную токовую эффективность. При этом разрешение несколько меньше, и, наоборот, если установить $\Delta V_T < \Delta V_T^*$, то можно получить большее разрешение при меньшей чувствительности. Кроме того, рис. I2 содержит экспериментальные зависимости параметров настройки анализатора: $\bar{V}_{max}$ – максимальная величина "потенциального барьера", соответствующего $\bar{\omega}$, при $\eta = 0$; V_T – суммарная тормозящая разность потенциалов, приложенная к анализатору и определяющая максимальную энергию синхронных частиц.

Таблица 3

K	0,I	0,3	0,	0,7	I,0
$V_f^{(эф)}$, в	I0,5	3I,6	53	74	I05
G^*	0,036	0,I08	0,I8	0,252	0,36
$2\Delta V_T^*$, в (расч.)	2I,4	65	I08,5	I52	2I5
$2\Delta V_T^*$, в (эксп.)	23,3	73,5	I20	I5I	205

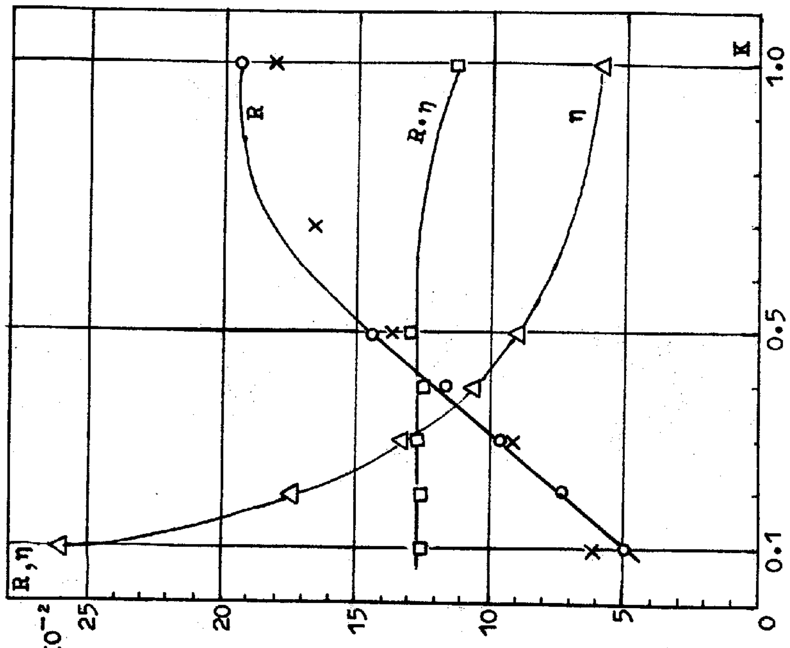


Рис. I3. Зависимости R и η от K : □, Δ, ○ – расчетные значения $R\cdot\eta$, η и R ; —— экспериментальные значения $R_{0,1}$.

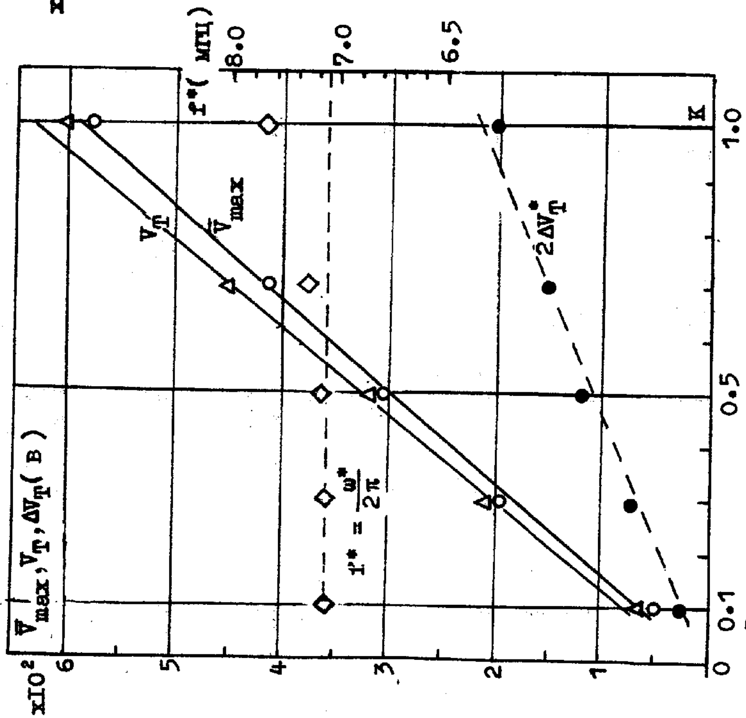


Рис. I2. Зависимости параметров настройки от K : - - - теоретические кривые, —— экспериментальные кривые, ◇, Δ, ○, ● результаты эксперимента

5. Ограничение прироста R и уменьшение произведения $R\cdot\eta$ для данной конструкции анализатора, согласно теории (рис.3-4), начинается со значений $K \geq 0{,}7$ (рис. 13). При этих же K отмечено влияние обратного потока на режим работы источника ионов, заключающееся в нейтрализации электронного потока. Так, при $K = 1$ ток эмиссии уменьшается примерно на 30% от номинального значения $\mathcal{J}_э = 0{,}3$ ма. Влияние тока эмиссии может быть исключено переводом источника в импульсный режим работы, но, очевидно, что получение больших разрешений при $K = 1$ является уделом достаточно коротких конструкций с малым числом секций и циклов.

6. Важным для практики результатом является возможность достижения в нелинейном режиме разрешения 20 - 30 при длине пролета ионов 10 - 20 мм. Анализаторы таких размеров будут удовлетворительно работать при давлениях $\approx 5\cdot 10^{-3}$ торр.

Из всех типов динамических масс-анализаторов лишь радиочастотные конструкции позволяют достичь высоких значений параметра $\mathcal{D}/\mathcal{L}$, где $\mathcal{D}$ - апертура устройства, $\mathcal{L}$ - характеристическая длина. Например, для магнитных масс-сепараторов, квадрупольных и монополярных фильтров масс это отношение составляет $5\cdot 10^{-2} - 10^{-3}$, в то время как для 4-циклового РМС в нелинейном режиме $\mathcal{D}/\mathcal{L} \approx 1$. При сопоставлении мы полагаем, что масс-сепараторы обеспечивают одинаковое разрешение 15 - 30.

Дополнительное преимущество нелинейных конструкций РМС сепараторов заключается в возможности глубокой регулировки коэффициента переноса ионов через анализатор (трансмиссии) и разрешения, так как уровень вторых и т.д. гармоник стремится к нулю с ростом K. Однако возможность получения необходимых для практики плотностей тока ($\approx 1 - 10$ мка/см^2) в РМС является отдельным принципиальным вопросом, требующим специального рассмотрения. С теоретической точки зрения эта проблема связана с определением параметров, при которых проявляется "насыщение конструкции".

Литература

1. ФАДЕЕВ С.И., ШВЕДОВА К.В. Расчет нелинейного режима работы масс-спектрометра Редхеда. -"Вычислительные системы", Новосибирск, "Наука" СО, вып. 27, 1967, с. 39-81.

2. ЮСНЕRЕR К.Н. Nichtlineare theorie fur das noch Fregu-enz-massenspectrometer nach Redhead. - Vakuum Technik, 1961, N 6, p.163-175.

3. ЩЕРБАКОВА М.Я. Оптимальные конструкции анализаторов радиочастотного масс-спектрометра с двумя и тремя пространствами дрейфов.-"Космические исследования", 1965, т.III, вып.2, с.309-314.

4. РАФАЛЬСОН А.Э., ШЕРЕШЕВСКИЙ А.М. Масс-спектрометрические приборы. М., Госатомиздат, 1970.

Поступила в ред.-изд.отд.
17 апреля 1973 года