

Предполагается использовать данный ресквид в качестве датчика шумового термометра от единиц милликельвин. Исследования дисперсии частоты генерации сигнала показали необходимость оптимизации усилительного тракта с целью снижения его шумовой температуры.

В целом предлагаемый датчик оказался не только удобным инструментом для исследований электродинамики ресквидов, но и пригодным для практических применений.

### Список литературы

- [1] Erne S., Koch H., Luther H. // Proc. SQUID's 85. 1985. P. 165—170.
- [2] Лихарев К. К., Ульрих Б. Т. Системы с джозефсоновскими контактами. М., 1978. 447 с.
- [3] Silver A., Zimmerman J. US Patent. N 3622881.
- [4] Park J., Vaidya A. // J. Low Temp. Phys. 1980. Vol. 40. P. 247—257.
- [5] Soulen R. J., Jr, Van Vechten D. // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 36. N 1. P. 239—265.
- [6] Verschueren J. M. V., Uiterwaal A. A., van der Heijden et al. // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 43. N 15. P. 210—215.
- [7] Носков В. Л., Комашко В. А. // Электронная техника. Сер. 6. Материалы. 1981. № 4. С. 33—36.
- [8] Буш С. А., Кривой Г. С., Чернин А. М. // Тез. докл. совещ. «Техническое и программное обеспечение комплексов полунатурного моделирования». Гродно, 1988. Ч. 1. С. 40.
- [9] Zarpe H. H. // IEEE Trans. Electr. Dev. 1980. Vol. ED-27. N 10. P. 1870—1882.

Омский политехнический институт

Поступило в Редакцию  
3 февраля 1990 г.

01; 12

Журнал технической физики, т. 61, в. 4, 1991

© 1991 г.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МАСС-АНАЛИЗАТОРА СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

А. В. Губин

В работе [1] сообщается о масс-спектрометре со скрещенными полями, созданном на базе серийного прибора МИ 1201. Для этого был увеличен зазор магнитного анализатора и в нем размещена многоэлектродная фокусирующая система (МЭФС), выполненная в виде концентрических электродов, нанесенных симметрично на две параллельные диэлектрические пластины (см. рисунок). Учитывая перспективность подобных конструкций анализатора со скрещенными полями, и с целью их численного моделирования была разработана математическая модель анализатора.

Принимая во внимание геометрические особенности МЭФС и соотношения между параметрами ( $L/r_0 \ll 1$ ,  $H/r_0 \ll 1$ ,  $G/r_0 \ll 1$ ,  $g/r_0 \ll 1$ ,  $l_0/r_0 \ll 1$ ,  $l_k/r_0 \ll 1$ ,  $(R_{r_0}^* - R_{r_0})/r_0 \ll 1$ ,  $(R_{r_k}^* - R_{r_k})/r_0 \ll 1$ ), распределение потенциала внутри системы можно представить в виде

ряда  $V(\eta, \zeta) = \sum_{k, l=0}^{\infty} a_{k, l} \eta^k \zeta^{2l}$ , где  $\eta = (r - r_0)/r_0$ ,  $\zeta = z/r_0$ . При этом коэффициенты  $a_{k, l}$

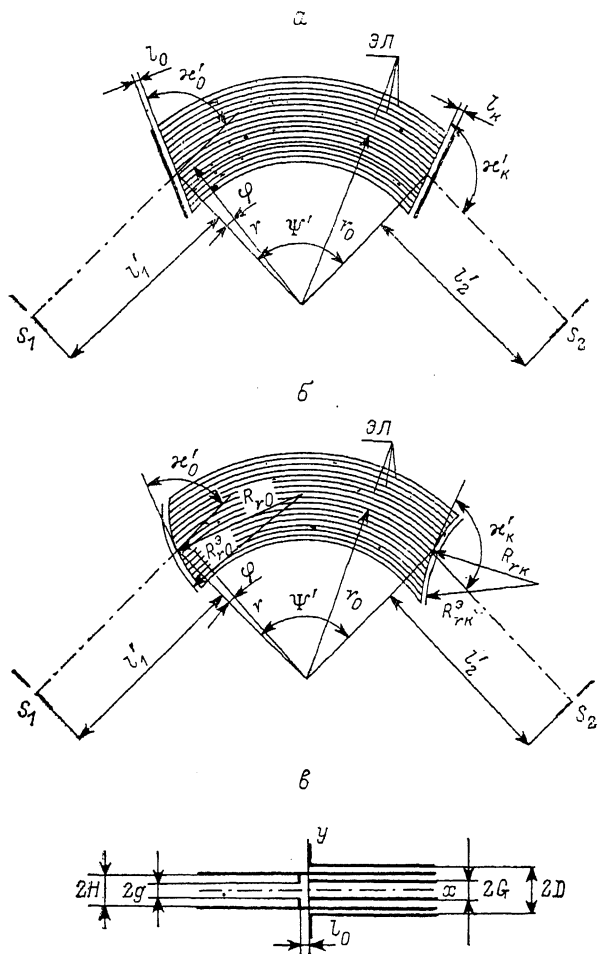
определяются из рекуррентного соотношения

$$a_{k, l+1} = \frac{1}{(2l+2)(2l+1)} \left[ (-1)^k \sum_{m=1}^{k+1} (-1)^m m a_{m, l} - (k+2)(k+1) a_{k+2, l} \right],$$

где  $k=0, 1, 2, \dots$ ;  $l=0, 1, 2, \dots$ ; коэффициенты  $a_{k, 0}$  являются независимыми и связаны с распределением поля в средней плоскости.

Ввиду нарушения аксиальной симметричности поля МЭФС на краях его потенциальную функцию представим в виде  $V(\eta, \varphi, \zeta) = \sum_{k, l=0}^{\infty} b_{k, l}(\eta, \varphi, \zeta) \eta^k \zeta^{2l}$ . Предполагаем при этом, что  $b_{k, l}(\eta, \varphi, \zeta)$  на плоскостях, где расположены верхние и нижние электроды, принимают

значения  $a_{k, l}$ , а на экранирующих диафрагмах и стенках вакуумной камеры равны нулю. Подставляя выражение  $V(\eta, \varphi, \zeta)$  в предложенном виде в соответствующее уравнение Лап-



### Ионно-оптическая схема масс-анализатора со скрещенными полями.

*a* — с плоскими границами, *б* — с цилиндрическими границами, *в* — вид граничной области сбоку.  $S_1, S_2$  — щели источника и приемника ионов;  $l'_1, l'_2$  — входное и выходное плечи анализатора;  $\varphi'$  — угол сектора;  $r_0$  — радиус кривизны среднего электрода, совпадающий с радиусом кривизны средней траектории иона в анализаторе;  $\alpha'_0, \alpha'_k$  — углы наклона входной и выходной границ МЭФС;  $R_{r0}, R_{rk}$  — радиусы кривизны входной и выходной границ МЭФС;  $R_{r0}^p, R_{rk}^p$  — радиусы кривизны экранирующих диафрагм;  $l_0, l_k$  — расстояния между экранирующими диафрагмами и краями МЭФС;  $\text{ЭЛ}$  — электроды МЭФС;  $2D$  — размер зазора магнита;  $2G$  — расстояние между верхними и нижними электродами;  $2g$  — высота щели диафрагмы;  $2H$  — внутренний размер вакуумной камеры;  $r, \varphi, z$  — оси цилиндрической системы координат, ось  $z$  перпендикулярна плоскости рисунка;  $x, y$  — декартовы координаты.

ласа и учитывая, что степенной ряд равен нулю, если коэффициенты при всех членах ряда равны нулю, после решения дифференциального уравнения получим

$$b_{k, l+1} = \frac{1}{4(l+1)\zeta^2} \int_0^{\zeta} \zeta^{2l-1} F(\eta, \varphi, \zeta) d\zeta,$$

где

$$F(\eta, \varphi, \zeta) = \frac{\partial^2 b_{k, l}}{\partial \eta^2} - 2(k+1) \frac{\partial b_{k+1, l}}{\partial \eta} - (k+2)(k+1) b_{k+2, l} - \\ - \frac{1}{1+\eta} \frac{\partial b_{k, l}}{\partial \eta} - \frac{1}{1+\eta} (k+1) b_{k+1, l} - \frac{1}{(1+\eta)^2} \frac{\partial^2 b_{kl}}{\partial \varphi^2} - \frac{\partial^2 b_{k, l}}{\partial \zeta^2}.$$

Здесь и в некоторых местах ниже для упрощения записи не указаны функциональные параметры в  $b_{k, l}$ . При последовательном нахождении  $b_{k, l}$  функция  $F(\eta, \varphi, \zeta)$  известна. Функциональные параметры  $b_{k, 0}$  являются независимыми. После замены  $b_{k, 0}(\eta, \varphi, \zeta) = a_{k, 0} f(\eta, \varphi, \zeta)$  задача нахождения  $b_{k, 0}(\eta, \varphi, \zeta)$  сводится к решению уравнения Лапласа относительно  $f(\eta, \varphi, \zeta)$ . Причем  $f(\eta, \varphi, \zeta)$  принимает значение 1 на плоскостях, где расположены электроды, и 0 на экранирующих диафрагмах и на стенках вакуумной камеры. При плоской входной границе МЭФС (см. рисунок, а)  $f(\eta, \varphi, \zeta) = V_0 \{r_0 [\cos \alpha'_0 - (1 + \eta) \times \times \cos(\varphi + \alpha'_0)], r_0 \zeta\}$ , где  $V_0(x, y)$  определяется системой двух уравнений, найденных с использованием известного в теории конформного отображения метода [2],

$$x = -\frac{2}{\pi} \left\{ H \ln \left[ \frac{\sqrt{(R_1 \cos \varphi_1 + R_2 \cos \varphi_2)^2 + (R_1 \sin \varphi_1 + R_2 \sin \varphi_2)^2}}{\sqrt{b^2 - a^2} + \sqrt{d^2 - a^2}} \right] - \right. \\ \left. - (H - G) \ln \left[ \frac{\sqrt{(R_{21} \cos \varphi_2 + R_{11} \cos \varphi_1)^2 + (R_{21} \sin \varphi_2 + R_{11} \sin \varphi_1)^2}}{R_{31}} \right] - \right. \\ \left. - G \ln \left[ \frac{\sqrt{(bR_2 \cos \varphi_2 + dR_1 \cos \varphi_1)^2 + (bR_2 \sin \varphi_2 + dR_1 \sin \varphi_1)^2}}{(b\sqrt{d^2 - a^2} + d\sqrt{b^2 - a^2}) R_0} \right] \right\}, \\ y = -\frac{2}{\pi} \left\{ H \operatorname{arctg} \left( \frac{R_1 \sin \varphi_1 + R_2 \sin \varphi_2}{R_1 \cos \varphi_1 + R_2 \cos \varphi_2} \right) - (H - G) \left[ \operatorname{arctg} \left( \frac{R_{21} \sin \varphi_2 + R_{11} \sin \varphi_1}{R_{21} \cos \varphi_2 + R_{11} \cos \varphi_1} \right) - \varphi_3 \right] - \right. \\ \left. - G \left[ \operatorname{arctg} \left( \frac{bR_2 \sin \varphi_2 + dR_1 \sin \varphi_1}{bR_2 \cos \varphi_2 + dR_1 \cos \varphi_1} \right) - \varphi_0 \right] \right\} + H, \quad (1)$$

где

$$R_{11} = R_1 \sqrt{(d^2 - 1)(1 - a^2)}; \quad R_{21} = R_2 \sqrt{(b^2 - 1)(1 - a^2)};$$

$$R_{31} = R_3 [\sqrt{(b^2 - 1)(d^2 - a^2)} + \sqrt{(d^2 - 1)(b^2 - a^2)}];$$

$$R_0 = \frac{\sqrt{U_1^2 + V_1^2}}{a}; \quad \varphi_0 = \operatorname{arctg} \left( \frac{V_1}{U_1} \right);$$

$$R_1 = \sqrt[4]{(U_2 - b^2)^2 + V_2^2}; \quad \varphi_1 = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left( \frac{V_2}{U_2 - b^2} \right);$$

$$R_2 = \sqrt[4]{(U_2 - d^2)^2 + V_2^2}; \quad \varphi_2 = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left( \frac{V_2}{U_2 - d^2} \right);$$

$$R_3 = \sqrt[4]{(U_2 - 1)^2 + V_2^2}; \quad \varphi_3 = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left( \frac{V_2}{U_2 - 1} \right);$$

$$U_1 = \frac{1 - e^{2\pi U_0}}{1 - 2e^{\pi U_0} \cos(\pi V_0) + e^{2\pi U_0}}; \quad V_1 = \frac{2e^{\pi U_0} \sin(\pi V_0)}{1 - 2e^{\pi U_0} \cos(\pi V_0) + e^{2\pi U_0}};$$

$$U_2 = \frac{(1 - e^{2\pi U_0})^2 - 4e^{2\pi U_0} \sin^2(\pi V_0)}{[1 - 2e^{\pi U_0} \cos(\pi V_0) + e^{2\pi U_0}]^2}; \quad V_2 = \frac{4(1 - e^{2\pi U_0}) e^{\pi U_0} \sin(\pi V_0)}{[1 - 2e^{\pi U_0} \cos(\pi V_0) + e^{2\pi U_0}]^2},$$

где  $a, b, c, d$  определяются системой четырех уравнений

$$\frac{a^2 c^2}{bd} = \frac{G}{H},$$

$$\frac{(1 - a^2)(c^2 - 1)}{\sqrt{(b^2 - 1)(d^2 - 1)}} = \frac{H - G}{H},$$

$$H \ln \left( \frac{\sqrt{d^2 - b^2}}{\sqrt{b^2 - a^2} + \sqrt{d^2 - a^2}} \right) - (H - G) \ln \left[ \frac{\sqrt{(d^2 - b^2)(1 - a^2)}}{\sqrt{(b^2 - 1)(d^2 - a^2)} + \sqrt{(d^2 - 1)(b^2 - a^2)}} \right] - \\ - G \ln \left( \frac{a\sqrt{d^2 - b^2}}{b\sqrt{d^2 - a^2} + d\sqrt{b^2 - a^2}} \right) = \frac{\pi}{2} l_0,$$

$$H \operatorname{arctg} \left( \frac{\sqrt{d^2 - c^2}}{\sqrt{c^2 - b^2}} \right) - (H - G) \operatorname{arctg} \left[ \frac{\sqrt{(b^2 - 1)(d^2 - c^2)}}{\sqrt{(d^2 - 1)(c^2 - b^2)}} \right] -$$

$$- G \operatorname{arctg} \left( \frac{b\sqrt{d^2 - c^2}}{d\sqrt{c^2 - b^2}} \right) = \frac{\pi}{2} (H - g). \quad (2)$$

В случае выпуклой границы МЭФС (см. рисунок, б)

$$f(\eta, \varphi, \zeta) = V_0 \left\{ -\ln \left[ \frac{r_0}{R_{r0}} \sqrt{1 + (1 + \eta)^2 + \left(\frac{R_{r0}}{r_0}\right)^2 - 2(1 + \eta) \cos \varphi - 2 \frac{R_{r0}}{r_0} \cos \zeta'_0 + \dots} \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \frac{R_{r0}}{r_0} (1 + \eta) \cos (\varphi + \zeta'_0) \right], \frac{r_0}{R_{r0}} \zeta \right\}.$$

При этом в системах уравнений (1) и (2) следует сделать замены  $G$  на  $G/R_{r0}$ ,  $l_0 \rightarrow \ln(R_{r0}^2/R_{r0})$ ,  $g \rightarrow g/R_{r0}$ ,  $H \rightarrow H/R_{r0}$ . При вогнутой границе МЭФС

$$f(\eta, \varphi, \zeta) = V_0 \left\{ \ln \left[ \frac{r_0}{R_{r0}} \sqrt{1 + (1 + \eta)^2 + \left(\frac{R_{r0}}{r_0}\right)^2 - 2(1 + \eta) \cos \varphi + \dots} \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \frac{R_{r0}}{r_0} \cos \zeta'_0 - 2 \frac{R_{r0}}{r_0} (1 + \eta) \cos (\varphi + \zeta'_0) \right], \frac{r_0}{R_{r0}} \zeta \right\}.$$

с заменой в системах уравнений в отличие от предыдущего случая  $l_0$  на  $-\ln(R_{r0}^2/R_{r0})$ . Следует отметить, что при цилиндрических границах МЭФС  $f(\eta, \varphi, \zeta)$  определено с точностью до малой величины  $(2G)/R_{r0}$  третьего порядка. Если потенциал на средней траектории анализатора равен нулю, то потенциальная функция краевого поля с точностью до третьего порядка малости имеет вид

$$V(\eta, \varphi, \zeta) = b_1, 0\eta + b_2, 0\eta^2 + b_3, 0\eta^3 + b_0, 1\zeta^2 + b_1, 1\eta\zeta^2.$$

По результатам работы [3] с использованием разработанного метода расчета краевого поля МЭФС и известных данных о краевом магнитном поле была написана программа расчета ионно-оптических характеристик анализаторов со скрещенными полями. Причем методика расчета характеристик взята из работы [4]. Коэффициент пропускания анализатора рассчитывался методом Монте-Карло. При моделировании экспериментальной установки полагалось, что  $2D=20$  мм,  $2H=16$  мм,  $2G=10$  мм,  $2g=8$  мм,  $l_0=1$  мм и для выходной границы анализатора параметры аналогичны. Остальные параметры соответствовали геометрии ионно-оптической схемы анализатора масс-спектрометра МИ 1201, характеристикам источника ионов прибора и данным работы [1].

Численное исследование показало, что краевое поле МЭФС оказывает сильное воздействие на заряженные частицы в аксиальном направлении, что приводит к резкому уменьшению коэффициента пропускания ( $K$ ): так у магнитного анализатора  $K=46\%$ , у электростатического анализатора  $0.4\%$ , у анализатора со скрещенными полями  $1\%$ . Столь резкое падение  $K$  было зафиксировано в эксперименте. Значение разрешающей способности по основанию массового пика у анализатора со скрещенными полями выше, чем у магнитного, соответственно 2240 и 500, что приводит к лучшей изотопической чувствительности. Экспериментально в работе [1] было показано, что значение изотопической чувствительности у анализатора со скрещенными полями лучше (в 7 раз), чем у магнитного.

#### Список литературы

- [1] Сысов А. А., Белая А. В., Губин А. В. и др. // Тез. докл. IV Всесоюз. конф. по масс-спектрометрии. Сб. секции «Приборы для масс-спектрометрических исследований». Сумы, 1986. С. 27—28.
- [2] Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного М.: Наука, 1987. 688 с.
- [3] Самсонов Г. А., Сысов А. А. // Деп. в ВИНТИ. 1979. № 3188. 49 с.
- [4] Сысов А. А., Самсонов Г. А. Теория и расчет статических масс-анализаторов. Ч. 1. М., 1972. 172 с.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию  
26 марта 1990 г.  
В окончательной редакции  
4 сентября 1990 г.