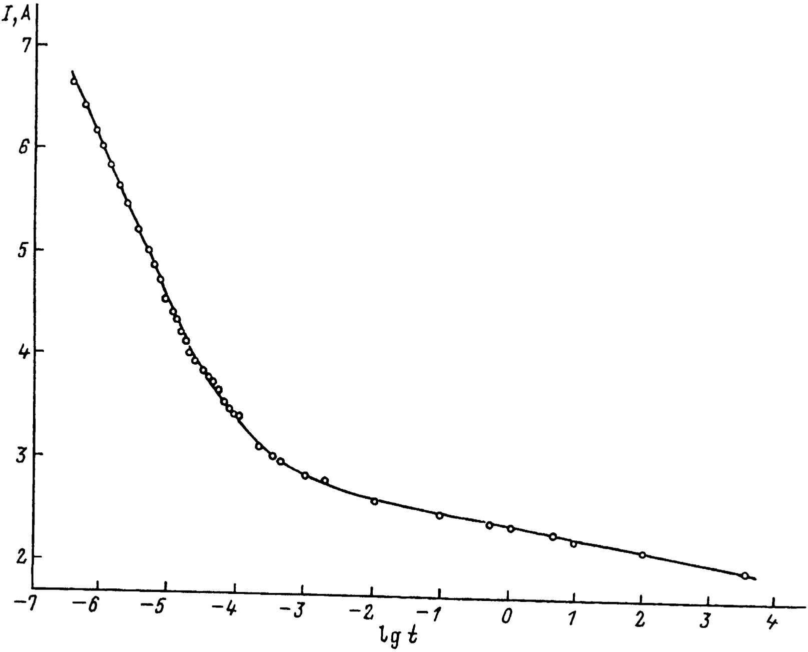

что в кольце существуют два разных тока, времена затухания которых отличаются более чем в 10^8 раз.

Институт химической кинетики и горения СО АН СССР, Новосибирск

Поступило в Редакцию 18 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 23 12 декабря 1990 г.

10

ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ ФОКУСИРОВКА ДО ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА ВКЛЮЧИТЕЛЬНО В ЭМИССИОННО-ЗЕРКАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ С ПРЯМОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОСЬЮ

С.Б. Бимурзаев

Времяпролетные хроматические аберрации (ВХА) электронно-оптических систем, обусловленные разбросом начальных энергий частиц, являются основной причиной, ограничивающей временное разрешение таких методов, как электронно-оптическая хронография и времяпролетная масс-спектрометрия [1, 2]. Способы частичной компенсации ВХА в однородных полях с помощью зеркальных систем предложены в [3, 4]. Настоящая работа посвящена расчету ВХА и исследованию свойств времяпролетной фокусировки до третьего порядка включительно в эмиссионно-зеркальной системе с прямой оптической осью, представляющей собой синтез эмиссионной и зеркальной систем, без наложения ограничений на однородность поля.

Как следует из закона сохранения энергии, скорость частицы с удельным зарядом q, движущейся вдоль оптической оси z системы, равна

$$\dot{z} = \sqrt{-2q[\Phi(z) + \varepsilon]}\ , \tag{1}$$

где $\Phi(z)$ – осевое распределение электростатического потенциала, ε – полная энергия частицы. Потенциал $\Phi(z)$ нормирован так, что $\varepsilon = 0$ для частицы, выбранной в качестве центральной.

Непосредственный расчет ВХА [5] на основании (1) при условии малости величины $\frac{\varepsilon}{\Phi(z)} \ll 1$ неприменим для рассматриваемой системы, которая имеет две особые точки z_{ui} ($i = 1, 2$), в которых $\Phi(z_{ui}) = 0$. В точке z_{u1} эмиттирующая поверхность, находящаяся под нулевым потенциалом, пересекает ось z, в точке z_{u2} происходит поворот центральной частицы, а начальная энергия ε в точке z_{u1} определяется законом эмиссии.

Следуя работе [6], положение центральной частицы на оси z в некоторый момент времени t обозначим через ζ. Тогда из (1) следует равенство

$$\dot{\zeta} = \sqrt{-2q\Phi(\zeta)}\ , \tag{2}$$

где $\Phi(\zeta)$ – функция аргумента ζ, тождественно равная $\Phi(z)$ при $\zeta = z$. Положение любой другой частицы в этот же момент времени определим равенством

$$z = \zeta + \eta, \tag{3}$$

где $\eta = \eta(\zeta)$ – малая величина, удовлетворяющая в точке $\zeta = z_{ui}$ условию

$$\Phi[z_{ui} + \eta(z_{ui})] + \varepsilon = 0. \tag{4}$$

следующему из (1) и (3).

Вследствие синхронности движения центральной и произвольной частиц время их пролета в эмиссионно-зеркальной системе от начальной плоскости $z = z_{u1}$ до некоторой плоскости $z = z_S$ после отражения зеркалом, согласно (2) и (3), можно записать следующим образом:

$$t = \frac{1}{\sqrt{-2q}}\left\{\left[F_1(z_S - \eta_{1S}) - 2F_2(z_S - \eta_{2S})\right] - \left[F_1(z_{u1} - \eta_{1u}) - 2F_2(z_{u2} - \eta_{2u})\right]\right\}, \tag{5}$$

где

$$F_i(z-\eta_i)=\int\limits_{z_{ui}}^{z-\eta_i}\frac{d\zeta}{\sqrt{\varphi(\zeta)}}\,. \tag{6}$$

Здесь и далее индексом „u" отмечены значения величин, относящиеся к моменту вылета частиц или их отражения, а индексом „s" – к плоскости $z=z_s$.

Если $z\neq z_{ui}$, то учитывая малость η, можно записать (6) в виде

$$F_i(z-\eta_i)=F_i(z)-\frac{\eta_i(z)}{\sqrt{\varphi(z)}}\,. \tag{7}$$

Здесь

$$F_i(z)=\frac{1}{\sqrt{\varphi}}(z-Z_{Ti}),\qquad \eta_i(z)=\frac{\varepsilon}{2\varphi_s}\sqrt{\frac{\varphi}{\varphi_s}}\,(z-z_{Ti}), \tag{8}$$

где $\varphi=\varphi(z)$, а

$$Z_{Ti}=z_{ui}+\frac{\sqrt{\varphi}}{2}\int\limits_{z_{ui}}^{z}\frac{(z_{ui}-z)\varphi'}{\varphi\sqrt{\varphi}}\,dz, \tag{9}$$

$$z_{Ti}=Z_{Ti}+\frac{2\varphi_s}{\varphi'_{ui}}\sqrt{\frac{\varphi_s}{\varphi}}\left[1+\frac{\sqrt{\varphi}}{2}\int\limits_{z_{ui}}^{z}\left(\frac{\varphi'-\varphi'_{ui}}{\varphi\sqrt{\varphi}}+\frac{\varphi'_{ui}}{\varphi_s\sqrt{\varphi_s}}\right)dz\right].$$

Штрихи обозначают дифференцирование по z.

Если $z=z_{ui}$, то (6) можно представить следующим образом:

$$F_i(z_{ui}-\eta_{iu})=\int\limits_{0}^{-\eta_{iu}}\frac{d\zeta}{\sqrt{\varphi(z_{ui}+\zeta)}}\,. \tag{10}$$

Используя разложения функций $\eta_{iu}=\eta(z_{ui}-\eta_{iu})$ и $\varphi(z_{ui}+\zeta)$ около точки z_{ui}, а также значения $\eta(z_{ui})$ и $\eta'(z_{ui})$, определяемые из (4) и (8), получим

$$F_i(z_{ui}-\eta_{iu})=\frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\varphi'_{ui}}\left(1+\frac{2}{3}\cdot\frac{\varepsilon\varphi''_{ui}}{\varphi'^2_{ui}}\right). \tag{11}$$

С учетом (7)–(11), представим (5) в виде $t=T+\Delta t$, где

$$T=-\frac{1}{v_s}(z_s-Z_{Ts})- \tag{12}$$

время пролета центральной частицы, а

$$\Delta t=\frac{1}{v_s}\sum_{k=1}^{3}\left(\frac{\varepsilon}{\varphi_s}\right)^{k/2}D_{t\varepsilon}^{(k)}- \tag{13}$$

суммарная ВХА системы до третьего порядка включительно. Здесь $v_S = \sqrt{-2q\Phi_S}$ – скорость центральной частицы, $z_{TS} = (2z_{T2} - z_{T1})\Big|_{z=z_S}$, а $D_{t\varepsilon}^{(k)}$ – коэффициенты ВХА к-го порядка:

$$D_{t\varepsilon}^{(1)} = -\frac{2\Phi_S}{\Phi'_{u1}}\left(1 - \frac{2\Phi'_{u1}}{\Phi'_{u2}}\right), \quad D_{t\varepsilon}^{(2)} = \frac{1}{2}(z_S - z_{TS}), \tag{14}$$

$$D_{t\varepsilon}^{(3)} = -\frac{4}{3}\frac{\Phi_S^2 \Phi''_{u1}}{\Phi'^3_{u1}}\left[1 - \frac{2\Phi''_{u2}}{\Phi''_{u1}}\left(\frac{\Phi'_{u1}}{\Phi'_{u2}}\right)^3\right],$$

где $z_{TS} = (2z_{T2} - z_{T1})\Big|_{z=z_S}$.

Как видно из (14), в плоскости $z_S = z_{TS}$ в эмиссионно-зеркальной системе с однородным полем может быть достигнута времяпролетная фокусировка до второго порядка включительно при условии

$$\Phi'_{u2} = 2\Phi'_{u1}, \tag{15}$$

а в эмиссионно-зеркальной системе с неоднородным полем – до третьего порядка включительно при выполнении (15) и условия

$$\Phi''_{u2} = 4\Phi''_{u1}. \tag{16}$$

При одновременном выполнении условий (15) и (16) имеет место равенство $R_2 = \frac{R_1}{2}$, где $R_i = -\frac{2\Phi'_{ui}}{\Phi''_{ui}}$ – радиус кривизны центральной части эмиттирующей (или отражающей) поверхности, т.е. оптическая сила зеркальной системы в два раза должна превышать оптическую силу эмиссионной.

Из полученных в данной работе выражений, в частности, следуют соответствующие выражения для зеркальной [6] и эмиссионной [7] систем. Однако в зеркальной системе, в отличие от [6], появляются ВХА, пропорциональные нецелочисленным степеням начальной энергии ε (коэффициенты $D_{t\varepsilon}^{(1)}$ и $D_{t\varepsilon}^{(3)}$). Благодаря именно этому обстоятельству становится возможной компенсация ВХА до третьего порядка включительно в эмиссионно-зеркальной системе в целом.

Список литературы

[1] Завойский Е.К., Фанченко С.Д. // ДАН СССР. 1956. Т. 108. № 2. С. 218–221.

[2] Каратаев В.И., Мамырин Б.А., Шмикк Д.В.// ЖТФ. 1971. Т. 41. В. 7. С. 1498–1501.

[3] Мамырин Б.А. // Авт. свид. № 198034, 1966. Бюлл. изобр. 1967. № 13. С. 148.

[4] Болошин И.А., Герценштейн М.Е., Магнушевский В.Р. // Радиотехника. 1977. Т. 32. № 11. С. 80–85.

[5] Бимурзаев С.Б., Якушев Е.М. // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. № 1. С. 125–133.
[6] Дауменов Т., Сапаргалиев А.А., Секунова Л.М., Якушев Е.М. // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 6. С. 1137–1145.
[7] Ибраева З.Ж., Сапаргалиев А.А., Якушев Е.М. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 11. С. 2170–2174.

Алма-Атинский государственный медицинский институт им. С.Д. Асфендиярова

Поступило в Редакцию 18 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 23 12 декабря 1990 г.

01

АНГАРМОНИЧЕСКИЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС

Ю.М. Терентьев

В настоящей работе рассматривается новый вид неустойчивости, возникающий в линейных колебательных системах при взаимодействии гармоник накачки через собственные колебания. При слабой модуляции частоты ν осциллятора резонанс возникает, если спектр накачки содержит частоты ν_2 и ν_1, связанные соотношением

$$2\nu = \nu_2 - \nu_1 . \tag{1}$$

В теории [1–3] воздействие гармоник накачки обычно считается независимым. Так, для систем, соответствующих уравнению Хилла,

$$\ddot{z} + [a + p(t)]\, z = 0, \tag{2}$$

где p – периодическая функция,

$$p(t) = 2q \sum_{k=1} A_k \cos 2kt, \tag{3}$$

а малый параметр q соответствует слабой модуляции, утверждается [3], что области неустойчивости, соответствующие отдельным гармоникам разложения (3), независимо от других гармоник, удовлетворяют при $q \longrightarrow 0$ условиям
$a = (km)^2. \qquad m = 1, 2 \ldots$