Письма в ЖТФ, том 19, вып. 7 12 апреля 1993 г.
01; 10

ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ ФОКУСИРОВКА В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ С ПЛОСКОСТЬЮ СИММЕТРИИ

Л.Г. Гликман, Ю.В. Голосковов
С.П. Карецкая

Здесь приводятся основные результаты, полученные нами при исследовании времяпролетной фокусировки заряженных частиц в электростатическом двумерном поле с плоскостью симметрии. Использовалась декартова система координат X, Y, Z. Плоскость $Z = 0$ совмешалась с плоскостью симметрии поля (средней плоскостью), потенциал $\varphi = \varphi(X, Z)$. Вводилась также криволинейная ортогональная система координат x, y, s ось s которой направлялась по осевой траектории пучка, лежащей в средней плоскости. Ось x располагалась в этой же плоскости, ось y – перпендикулярно к ней (рис. 1).

В рассматриваемом поле время пролета $t(s)$ произвольной частицы и ее координата $x(s)$ связаны между собой соотношением

$$t - t_0 = \frac{1}{B}(x \cos\vartheta - x_0 \cos\vartheta_0 + Y - Y_0), \tag{1}$$

B – постоянная, равная составляющей скорости частицы в направлении оси Y; ϑ – угол между осью X и касательной к осевой траектории в текущей точке. Он считается положительным при отсчете от оси X против часовой стрелки. $Y = Y(s)$ – координата осевой траектории. Индексом „0" отмечаются значения переменных в предметной плоскости.

Как обычно, вводилось понятие основной частицы. Предполагалось, что она движется по осевой траектории, покидает предметную плоскость в момент времени $t_0 = 0$, имеет массу m и начальную скорость $v_0 = \sqrt{-\frac{2e\varphi_0}{m}}$, где φ_0 – потенциал предметного пространства. Произвольная частица в пучке имеет массу $m^* = m(1+\gamma)$, начальную скорость $v_0^* = \sqrt{-\frac{2e\varphi_0(1+\varepsilon)}{m^*}}$, начальные линейные и угловые координаты x_0, y_0, x_0', y_0' (штрихами обозначается дифференцирование по s). Из (1) следует, что существуют простые связи между коэффициентами разложений $x(s)$ и $t(s)$ в ряды по малым параметрам $x_0, x_0', y_0, y_0', \varepsilon$ и γ. Были выполнены необходимые преобразования, удержаны члены второго порядка малости и установлены соотношения между коэффициентами разложений:

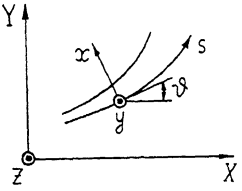

Рис. 1.

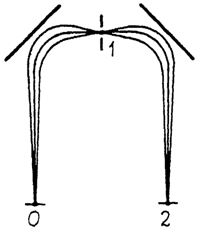

Рис. 2.

$$t - t_0 = T(1 + T_\alpha x_0' + T_x x_0 + T_\varepsilon \varepsilon + T_\gamma \gamma + T_{\alpha\alpha} x_0'^2 + T_{\alpha x} x_0' x_0 +$$
$$+ T_{\alpha\varepsilon} x_0'\varepsilon + T_{x\varepsilon} x_0 \varepsilon + T_{\varepsilon\varepsilon} \varepsilon^2 + T_{\beta\beta} y_0'^2 + T_{\beta y} y_0' y_0 + T_{yy} y_0^2 +$$
$$+ T_{\alpha\gamma} x_0'\gamma + T_{x\gamma} x_0 \gamma + T_{\varepsilon\gamma} \varepsilon\gamma + T_{\gamma\gamma} \gamma^2), \qquad (2)$$

$$x = K_\alpha x_0' + K_x x_0 + K_\varepsilon \varepsilon + K_{\alpha\alpha} x_0'^2 + K_{\alpha x} x_0' x_0 + K_{\alpha\varepsilon} x_0'\varepsilon +$$
$$+ K_{x\varepsilon} x_0 \varepsilon + K_{\varepsilon\varepsilon}\varepsilon^2 + K_{\beta\beta} y_0'^2 + K_{\beta y} y_0' y_0 + K_{yy} y_0^2, \qquad (3)$$

где коэффициенты являются функциями от S. В двумерном поле T_{xx} и K_{xx} всегда равны нулю. Время пролета основной частицы от начальной до текущей точки

$$T = \frac{Y - Y_0}{v_0 \sin\vartheta_0}. \qquad (4)$$

В [1, 2] сформулированы требования к времяпролетному масс-анализатору с высокой разрешающей способностью и высокой трансмиссией: в плоскости входного окна детектора должны быть равны нулю по меньшей мере коэффициенты T_x, T_α, T_ε, K_α, K_ε и M_β, где M_β – коэффициент в разложении

$$y = M_\beta y_0' + M_y y_0 + \ldots$$

Приняв такую постановку задачи, мы потребовали сначала, чтобы в пространстве изображений существовало действительное стигматичное изображение действительного предмета (в плоскости изображений $S = S_1$ $K_\alpha = 0$, $M_\beta = 0$). В двумерном поле это условие может быть выполнено только для зеркала или преломляющей системы с зеркалом. Ограничимся здесь случаем зеркала. Тогда в пространстве изображений $\varphi = \varphi_0$, $\vartheta = \pi - \vartheta_0$, $K_x = -1$, $K_{\alpha x} = 0$, $K_{x\varepsilon} = 0$; K_ε, $K_{\alpha\alpha}$, $K_{\alpha\varepsilon}$ и $K_{\varepsilon\varepsilon}$ не зависят от положений предметной плоскости и плоскости изображений. Коэффициенты разложения (2) в гауссовой плоскости $S = S_1$ определяются следующими простыми соотношениями

$$T = -\frac{2K_\varepsilon \operatorname{tg}\vartheta_0}{v_0}, \quad T_\alpha = -\operatorname{ctg}\vartheta_0, \quad T_x = 0,$$

$$T_\varepsilon = \frac{1}{2}(\operatorname{ctg}^2\vartheta_0 - 1), \quad T_\gamma = \frac{1}{2}, \quad T_{\alpha\alpha} = \frac{1}{2} + \operatorname{ctg}^2\vartheta_0\left(1 + \frac{K_{\alpha\alpha}}{2K_\varepsilon}\right),$$

$$T_{\alpha x} = 0, \quad T_{x\varepsilon} = 0, \quad T_{\alpha\varepsilon} = -(T_\varepsilon + T_{\alpha\alpha})\operatorname{ctg}\vartheta_0,$$

$$T_{\varepsilon\varepsilon} = \frac{1}{4}\left[T_\varepsilon(\operatorname{ctg}^2\vartheta_0 - 3) + T_{\alpha\alpha}\operatorname{ctg}^2\vartheta_0\right],$$

$$T_{\beta\beta} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{K_{\beta\beta}\operatorname{ctg}^2\vartheta_0}{K_\varepsilon}\right), \quad T_{\beta y} = \frac{K_{\beta y}\operatorname{ctg}^2\vartheta_0}{2K_\varepsilon},$$

$$T_{yy} = \frac{K_{yy}\operatorname{ctg}^2\vartheta_0}{2K_\varepsilon}, \quad T_{\alpha\gamma} = \frac{T_\alpha}{2}, \quad T_{x\gamma} = 0,$$

$$T_{\varepsilon\gamma} = \frac{T_\varepsilon}{2}, \quad T_{\gamma\gamma} = -\frac{1}{8}.$$

Следовательно, в зеркале с двумерным полем в гауссовой плоскости $T_\varepsilon = 0$ только при $\vartheta_0 = 45°$, а T_α ни при каком угле падения нулем быть не может. Время пролета не зависит от x_0 ($T_x = 0$, $T_{\alpha x} = 0$, $T_{x\varepsilon} = 0$, $T_{x\gamma} = 0$). Все коэффициенты, кроме $T_{\beta\beta}$, $T_{\beta y}$ и T_{yy}, не зависят от положений предметной плоскости и плоскости изображений. При обращении в нуль T_ε и $T_{\varepsilon\varepsilon}$ равными нулю становятся и $T_{\alpha\alpha}$, $T_{\alpha\varepsilon}$, $T_{\varepsilon\gamma}$.

Далее было показано, что устранить бóльшую часть времяпролетных аберраций можно в системе, схематически изображенной на рис. 2. Она состоит из двух одинаковых зеркал с двумерным полем и $\vartheta_0 = 45°$, на рисунке показаны только их эффективные плоскости отражения. Зеркала расположены симметрично относительно плоскости $S = S_1$, проходящей через точку 1. Предметная плоскость системы проходит через точку 0, плоскость изображений $S = S_2$ – через точку 2. В плоскости $S = S_1$ формируется промежуточное стигматичное изображение. Для такой системы зеркал в плоскости изображений всегда равны нулю T_α, T_x, T_ε, $T_{\alpha x}$, $T_{x\varepsilon}$, $T_{\alpha\gamma}$, $T_{x\gamma}$ и $T_{\varepsilon\gamma}$. Если распределение поля в зеркалах подобрано так, что в каждом из них $K_{\alpha\alpha} = -3K_\varepsilon$, и во втором зеркале $K_{\beta\beta} = -K_\varepsilon$, то равны нулю также $T_{\alpha\alpha}$, $T_{\varepsilon\varepsilon}$, $T_{\beta\beta}$ и $T_{\beta y}$. Тогда время пролета произвольной частицы до $S = S_2$ определяется формулой

$$t_2 - t_0 = 2T(1 + T_\gamma \gamma + T_{yy} y_0^2 + T_{\gamma\gamma} \gamma^2),$$

где

$$T = -\frac{2K_\varepsilon}{v_0}, \quad T_\gamma = \frac{1}{2}, \quad T_{yy} = \frac{K_{yy}}{2M_y^2 K_\varepsilon}, \quad T_{\gamma\gamma} = -\frac{1}{8},$$

K_{yy} и M_y относятся ко второму зеркалу.

Вместе с тем в плоскости $S = S_2$ обеспечивается стигматичная фокусировка, и в x– направлении отсутствуют сферическая и многие другие виды аберраций второго порядка.

Обратим внимание, что рассмотренная система зеркал позволяет следующее:

1. С помощью регулируемой диафрагмы в плоскости $S = S_1$ ограничивать разброс ионов по энергии, если первоначально он слишком велик.
2. С помощью той же диафрагмы проводить энерго–масс–анализ, регистрируя в плоскости $S = S_2$ спектр масс с выбранной энергией.
3. Понижать начальную энергию ионов, увеличивая тем самым время пролета и разрешающую способность. Этому способствуют два обстоятельства. При $\vartheta_0 = 45^\circ$ энергия ионов остается достаточно большой в точке поворота. Хорошее качество фокусировки позволяет работать при больших энергетическом и угловом разбросах, сопровождающих понижение ускоряющего потенциала в источнике.

Список литературы

[1] Matsuo T., Sakuraj T., Matsuda H. // Nucl. Instr. Meth. 1987. V. A258. N 3. P. 327–330.

[2] Wollnik H. // Nucl. Instr. Meth. 1990. V. A298. N 1–3. P. 156–160.

Институт ядерной физики
АН Республики Казахстан

Поступило в Редакцию
11 марта 1993 г.