

01;10

Энергоанализатор с цилиндрической формой электродов

© Л.П. Овсянникова, Т.Я. Фишкова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: L. Ovsyannikova@pop.ioffe.rssi.ru

Поступило в Редакцию 23 сентября 2003 г.

В аналитическом виде получено распределение электростатического потенциала, а также основные параметры анализатора по энергии простой конструкции. Найдены режимы его работы с максимально возможной дисперсией в широком диапазоне угловых размеров ползающего электрода. Такое устройство удачно сочетается с предложенным авторами ранее высокодисперсионным масс-анализатором с цилиндрической формой полюсов и может быть использовано для фокусировки пучка заряженных частиц по скорости.

Рассчитан двухэлектродный электростатический анализатор заряженных частиц по энергии, поперечное сечение которого схематично представлено на рис. 1, а. Вход и выход пучка осуществляется через щель в заземленном электроде. Распределение потенциала в таком устройстве в двумерном приближении имеет вид

$$\Phi(x) = \frac{V}{\pi} \left[\xi + \operatorname{arctg} \frac{(x-1) \sin \xi + y \cos \xi}{1 - (x-1) \cos \xi + y \sin \xi} + \operatorname{arctg} \frac{(x-1) \sin \xi - y \cos \xi}{1 - (x-1) \cos \xi - y \sin \xi} \right], \quad (1)$$

где V — потенциал на электроде, ξ — половина углового размера этого электрода. Здесь и в дальнейшем координаты и все линейные размеры выражены в единицах радиуса цилиндра r .

В плоскости дисперсии анализатора xOz оно таково:

$$\frac{\Phi(x)}{V} = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{x \operatorname{tg}(\xi/2)}{2-x} \right), \quad (2)$$

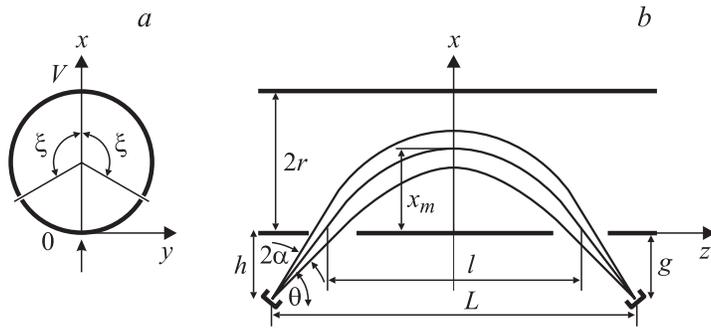


Рис. 1. Энергоанализатор с цилиндрической формой электродов: *a* — его поперечное сечение, *b* — ход траекторий в плоскости дисперсии.

и выражения для основных параметров в зеркальном режиме работы записываются в виде интегралов. Так, расстояние между входом частиц в поле ($x = 0$) и выходом из него равно:

$$l = \frac{2\pi \sin(2\theta)}{\beta} \left\{ \operatorname{ctg} \frac{\xi}{2} - \int_0^{x_m} P(x)q(x)dx \right\}. \quad (3)$$

Здесь $\beta = -V/\Phi_0$ — сила анализатора (Φ_0 — ускоряющий потенциал), θ — угол входа центральной траектории пучка, x_m — координата точки поворота траектории, равная

$$x_m = \frac{2}{1 + \operatorname{ctg}\left(\frac{\pi \sin^2 \theta}{2\beta}\right) \operatorname{tg} \frac{\xi}{2}}. \quad (4)$$

Из этой формулы следует, что максимальный угол впуска, при котором траектория касается ползающего электрода ($x_m = 2r$), вне зависимости от его размера равен

$$\theta_m = \arcsin \sqrt{\beta}. \quad (5)$$

Определим кратчайшие расстояния от источника h и приемника g заряженных частиц до края поля, при которых существует фокусировка первого порядка по углу раствора пучка α в плоскости дисперсии

(рис. 1, *b*). Это условие может быть достигнуто для целого ряда значений h и g в случае, если их суммарная величина $\lambda = h + g$ равна:

$$\lambda = l \cos(2\theta) \operatorname{tg} \theta - \frac{2\pi \sin^2(2\theta)}{\beta} \times \int_0^{x_m} P(x)q(x) \left\{ 1 + \frac{\Phi(x)}{E_x q(x) \sin \xi} - \frac{\pi \Phi(x)q(x)}{V} \right\} dx, \quad (6)$$

где E_x — напряженность электрического поля в плоскости дисперсии анализатора, через $P(x)$ и $q(x)$ обозначены следующие величины:

$$P(x) = \sqrt{1 + \frac{\Phi(x)}{\Phi_0 \sin^2 \theta}}, \quad q(x) = \frac{1 + \cos \xi - x}{\sin \xi}.$$

База анализатора (расстояние между источником и приемником) равна:

$$L = l + \lambda \operatorname{ctg} \theta. \quad (7)$$

При фокусировке первого порядка главный абберационный член определяется коэффициентом второго порядка, который имеет следующий вид:

$$C_2 = \frac{2}{\sin^2(2\theta)} \left\{ l [2 \cos^2 \theta (1 - 8 \cos^2 \theta) - 1] + 2L(5 \cos^2 \theta - 1) \right\} + \frac{8\pi \cos^3 \theta}{\beta \sin \theta} \int_0^{x_m} P(x)q(x) \left[2 - \frac{\pi \Phi^2(x)}{V^2} \left(\pi q^2(x) - \frac{4V}{E_x \sin \xi} \right) \right] dx. \quad (8)$$

Коэффициент линейной дисперсии по энергии для данного анализатора зависит только от величины базы анализатора и угла впуска центральной траектории пучка, так же как для всех анализаторов зеркального типа, у которых существует фокусировка первого порядка по углу [1]:

$$D = L/(2 \cos^2 \theta). \quad (9)$$

По приведенным выше формулам произведен расчет параметров в плоскости дисперсии двухэлектродного цилиндрического энергоанализатора в широком диапазоне изменения угловых размеров электродов

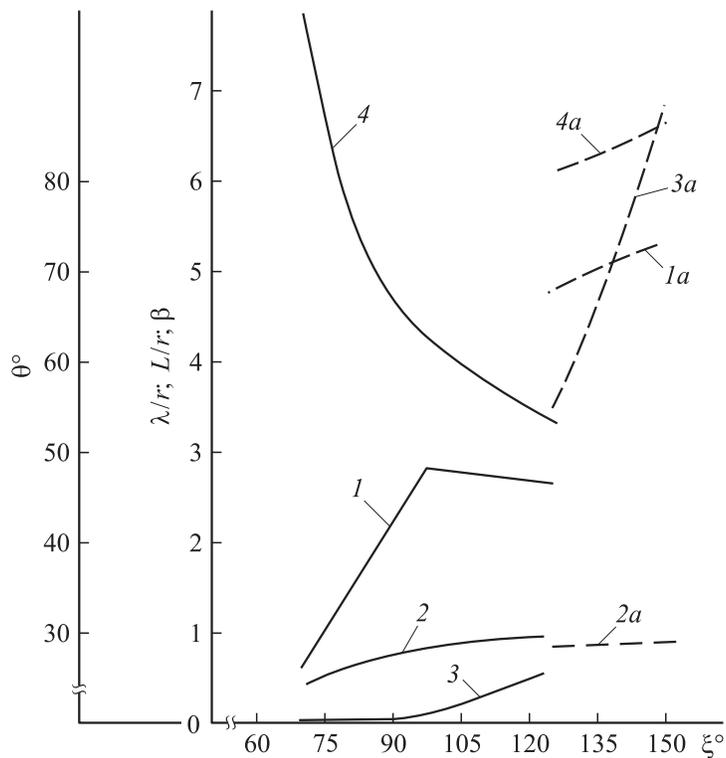


Рис. 2. Параметры анализатора при условии фокусировки второго порядка по углу раствора пучка в плоскости дисперсии в зависимости от угловых размеров ползающего электрода. $1, 1a$ — угол впуска центральной траектории пучка; $2, 2a$ — сила электростатического поля; $3, 3a$ — суммарное расстояние от источника и приемника до края поля; $4, 4a$ — база энергоанализатора.

$50^\circ < \xi < 150^\circ$. Наибольший интерес представляют режимы работы, при которых имеет место фокусировка второго порядка по углу. При $\xi < 70$ таких режимов не существует. На рис. 2 даны основные параметры анализатора в режимах работы с максимально возможной дисперсией по энергии. На первой ветви ($\xi = 70-125^\circ$) для каждой величины угла имеется некоторая область изменения силы поля, в

которой коэффициент $C_2 = 0$. При этом для максимально возможной силы анализатора величина угла входа центральной траектории максимальна, а база анализатора и расстояние от источника и приемника до границы поля минимальны. Поэтому линейная дисперсия по энергии — наибольшая. Ввиду вышесказанного при любом угловом размере ползающего электрода на первой ветви режим с наибольшей силой является оптимальным с точки зрения получения максимальной дисперсии (сплошные кривые 1–4). Однако абсолютная величина последней невелика $D = (4.8–3.5)r$. При малых углах $\xi = 70–80^\circ$ габариты анализатора велики, так как $L = (8 \div 6)r$, а углы впуска малы $\theta = 25 \div 35^\circ$. К тому же фокусировка пучка происходит на краю поля, что неудобно с точки зрения расположения источника и приемника. Кроме того, коэффициент сферической аберрации третьего порядка, который определялся по углу наклона кривой $C_2 = f(\theta)$ в точке $C_2 = 0$, велик: $C_3 = (65–20)r$. Поэтому следует использовать анализатор с угловыми размерами в диапазоне $\xi = 100–120^\circ$, где наряду с большими углами впуска пучка и меньшими базами на два порядка уменьшаются остаточные аберрации ($C_3 = 0.76r–0.13r$).

На второй ветви при $\xi = 125–150^\circ$ (штриховые кривые 1а–4а) для каждого ξ также имеется область, в которой $C_2 = 0$, и при минимальной силе анализатора имеет место максимальная дисперсия. Ее величина, полученная из универсальной формулы (9), достигает $D = 21.5r–41.0r$. Однако при этом велики аберрации третьего порядка $C_3 = (52–142)r$. Для получения высокой разрешающей способности по энергии, которая для точечного источника характеризуется отношением D/C_3 , предпочтительнее использовать устройство с $\xi = 100–120^\circ$.

Следует отметить, что параметры рассчитанного здесь анализатора близки по величине к аналогичным параметрам двухэлектродного анализатора в виде усеченного цилиндра, у которого один из электродов является частью цилиндрической поверхности, а другой — плоский [2]. Однако конструктивно энергоанализатор с обоими цилиндрическими электродами удачно сочетается с предложенным авторами высокодисперсионным масс-анализатором в виде цилиндра из магнитного материала, разрезанного по образующим на четыре части. При этом две противоположные части являются полюсами магнита с произвольными угловыми размерами, а две другие — экранами с нулевым магнитным потенциалом [3]. При подаче потенциала на один из экранов, либо одновременно на него и полюса магнита (через другой экран осуще-

ствляется впуск пучка) как раз и образуется исследуемое здесь электростатическое поле. В таком комбинированном электромагнитном поле имеется возможность осуществить фокусировку по скорости. Кроме того, электростатическую составляющую возможно будет использовать для уменьшения (в идеале коррекции) сферической абберации второго порядка, имеющей место в чисто магнитном поле.

Список литературы

- [1] *Фишкова Т.Я.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 7. С. 1358–1364.
- [2] *Фишкова Т.Я., Кориц И.А.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 2. С. 367–371.
- [3] *Овсянникова Л.П., Фишкова Т.Я.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 10. С. 119–123.