

УДК 537.533.3

Тороидальный энергоанализатор с дополнительными электродами для электрической юстировки. Саченко В.Д., Явор М.И. // Научное приборостроение. Физика аналитических приборов. Л.: Наука, 1989. - С. 35-40.

Рассмотрена возможность электрической юстировки ионно-оптических параметров тороидального дефлектора, позволяющей скорректировать отрицательное влияние дефектов изготовления и сборки энергоанализатора. Юстировка осуществляется путем вариации потенциалов на дополнительных электродах, расположенных в торцах электродов анализатора. Выведены аналитические соотношения, связывающие эти потенциалы с изменением распределения поля в межэлектродном зазоре. Показано, что возможность юстировки ограничена ростом коэффициентов аберраций третьего порядка. Рассмотрены различные варианты конструкций ограничивающих электродов. лит. - 5 назв., ил. - 1.

ТОРОИДАЛЬНЫЙ ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОР С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ ДЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЮСТИРОВКИ

Тороидальный энергоанализатор [1] широко распространен в качестве электростатического каскада масс-спектрометров с последовательным расположением электростатического и магнитного полей. Но наряду с очевидными достоинствами такой анализатор имеет и недостаток, ограничивающий его применение — сложную форму электродов. Этот недостаток усугубляется тем, что требования к точности изготовления тороидального энергоанализатора являются достаточно высокими, поскольку форма электродов полностью определяет конно-оптические параметры анализатора, а электрическая юстировка его невозможна.

В работах [2, 3] предлагались конструкции энергоанализаторов с полем, близким к полю тороидального анализатора, но имеющих более простую цилиндрическую форму отклоняющих электродов и допускающих возможность электрической юстировки. Эта возможность достигалась путем введения дополнительных кольцевых электродов, огра-

ничивающих размеры энергоанализатора в аксиальном направлении. Вариация потенциалов на ограничивающих электродах приводит к изменению распределения потенциала электростатического поля вблизи оси пучка заряженных частиц. К сожалению, быстрое изменение аксиальной кривизны эквипотенциалей поля при приближении к цилиндрическим электродам влечет за собой большие абберации энергоанализатора, что препятствует возможности пропускания широких пучков.

В настоящей статье предлагается использовать дополнительные ограничивающие электроды в тороидальном энергоанализаторе. При этом тороидальная форма отклоняющих электродов обеспечивает малость изменения аксиальной кривизны эквипотенциалей во всем межэлектродном пространстве, и, следовательно, малые абберации, а ограничивающие электроды — возможность электрической юстировки анализатора в небольших пределах. Выведены соотношения, связывающие изменения параметров распределения поля вблизи оси пучка с потенциалами на ограничивающих электродах. Эти соотношения позволяют также установить пределы возможности юстировки.

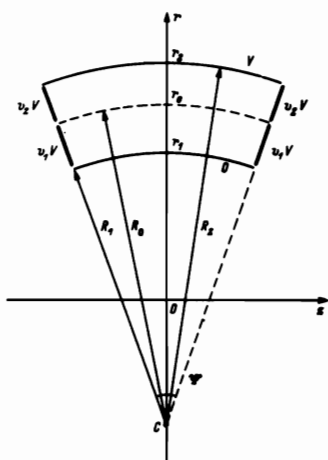
Рассматриваемый энергоанализатор представляет собой тороидальный конденсатор, ограниченный в аксиальном направлении двумя парами кольцевых конических электродов, образующие которых проходят через центр C аксиальной кривизны тороидальных электродов (рисунок). Окружности, являющиеся образующими тороидальных электродов, предполагаются концентрическими с аксиальными радиусами кривизны R_1 и R_2 . Азимутальные радиусы кривизны сечений тороидальных электродов средней плоскостью $z = 0$ равны r_1 и r_2 . Расстояния краев кольцевых конических электродов от точки C равны: для внутреннего электрода R_1 и R_0 , для внешнего — R_0 и R_2 , где

$R_0 = (R_1 + R_2)/2$. Предполагается, что зазоры между коническими и тороидальными электродами, также как и между двумя коническими электродами, пренебрежимо малы.

Кроме того, зазор между внутренним и внешним тороидальным электродами $b = r_2 - r_1 = R_2 - R_1$ считается малым по сравнению с радиусом r_1 , то есть $\epsilon = b/r_1 \ll 1$. Будем считать также, что угол между образующими ограничивающих конических поверхностей $\psi = O(\epsilon)$. Потенциал внутреннего тороидального электрода положим равным 0, внешнего — V , внутреннего конического электрода $v_1 V$, внешнего $v_2 V$.

Перейдем к координатам $\xi = (r - r_1)/b$, $v = z/b$, и обозначим

$$\rho = \sqrt{\left(\frac{R_1}{b} + \xi\right)^2 + v^2}, \quad \varphi = \arctg \frac{v}{\frac{R_1}{b} + \xi}.$$



Сечение электродов энергоанализатора аксиальной плоскостью

Потенциал электростатического поля анализатора является решением уравнения Лапласа

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \frac{\epsilon}{1 + \epsilon \xi} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 u}{\partial v^2} = 0 \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} u|_{\rho = \frac{R_1}{b}} &= 0, & u|_{\rho = \frac{R_1}{b} + 1} &= V, \\ u|_{\varphi = \pm \frac{\psi}{2}} &= v_1 V, & \frac{R_1}{b} < \rho < \frac{R_1}{b} + \frac{1}{2}, \\ u|_{\varphi = \pm \frac{\psi}{2}} &= v_2 V, & \frac{R_1}{b} + \frac{1}{2} < \rho < \frac{R_1}{b} + 1 \end{aligned} \quad (2)$$

Решение задачи (1), (2) будем искать в виде ряда

$$u(\xi, \nu) = \sum_{j=0}^{\infty} u_j(\xi, \nu) \varepsilon^j. \quad (3)$$

Подстановка формулы (3) в уравнения (1) и (2) приводит к рекуррентной последовательности уравнений

$$\Delta u_0 = 0, \quad \Delta u_1 = -\frac{\partial u_0}{\partial \xi},$$

и т.д., где $\Delta = \partial^2/\partial \xi^2 + \partial^2/\partial \nu^2$, с граничными условиями (2) для функции u_0 и однородными граничными условиями для u_j при $j \geq 1$.

Аналитическое выражение для функции u_0 можно получить методом конформных отображений. Рассмотрим отображение плоскости $\zeta = \nu + i\xi$ на плоскость $w = \eta + i\lambda$, заданное соотношением

$$w = i \frac{\ln(1 - i\zeta \frac{\beta}{R_1})}{\ln(1 + \frac{\beta}{R_1})} \quad (4)$$

Отображение (4) переводит область $R_1/\beta < \rho < R_1/\beta + 1$, $-\psi/2 < \varphi < \psi/2$ в плоскости ζ в прямоугольник

$$-\frac{\psi}{2 \ln(1 + \frac{\beta}{R_1})} < \eta < \frac{\psi}{2 \ln(1 + \frac{\beta}{R_1})}, \quad 0 < \lambda < 1$$

в плоскости w , поскольку

$$\lambda = \frac{\ln \frac{\beta \rho}{R_1}}{\ln(1 + \frac{\beta}{R_1})}, \quad \eta = -\frac{\varphi}{\ln(1 + \frac{\beta}{R_1})}.$$

Обозначим $\alpha = \psi/\ln(1 + \beta/R_1)$. Заметим, что $\lambda = \xi + O(\varepsilon)$, $\eta = -\nu + O(\varepsilon)$

В координатах (λ, η) задача для функции u_0 имеет вид

$$\frac{\partial^2 u_0}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial^2 u_0}{\partial \eta^2} = 0, \quad (5)$$

$$u_0(0, \eta) = 0; \quad u_0(1, \eta) = V; \quad u_0(\lambda, \pm \frac{\alpha}{2}) = v(\lambda) V,$$

где

$$v(\lambda) = \begin{cases} v_1, & 0 < \lambda < \frac{\ln(1 + \frac{\beta}{2R_1})}{\ln(1 + \frac{\beta}{R_1})}, \\ v_2, & \frac{\ln(1 + \frac{\beta}{2R_1})}{\ln(1 + \frac{\beta}{R_1})} < \lambda < 1. \end{cases}$$

Решение задачи (5) можно записать в виде

$$u_0(\lambda, \eta) = V [U_0(\lambda, \eta) + w_0(\lambda, \eta)],$$

$$U_0(\lambda, \eta) = \lambda + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \frac{\operatorname{ch}(\pi n \eta)}{\operatorname{ch}(\pi n \frac{\alpha}{2})} \sin(\pi n \lambda),$$

$$w_0(\lambda, \eta) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \frac{\operatorname{ch}(\pi n \eta)}{\operatorname{ch}(\pi n \frac{\alpha}{2})} \sin(\pi n \lambda),$$

$$a_n = 2 \int_0^1 v(\lambda) \sin(\pi n \lambda) d\lambda.$$

Таким образом,

$$u_0(\xi, 0) = V \{ \lambda(\xi, 0) + 2d_1 \mu \sin(\pi \lambda(\xi, 0)) + 2d_2 \mu^2 \sin(2\pi \lambda(\xi, 0)) \} + O(\mu^3), \quad (6)$$

где $d_1 = 2/\pi - a_1$, $d_2 = 1/\pi + a_2$, $\mu = \exp\{-\pi \alpha/2\}$.

Подставив в (6) разложение

$$\frac{\ln(1 + \frac{\xi \beta}{R_1})}{\ln(1 + \frac{\beta}{R_1})} = \xi \left\{ 1 + (1 - \xi) \frac{\beta}{2R_1} + O(\varepsilon^2) \right\},$$

получим

$$u_0(\xi, 0) = V \left\{ \xi + \xi(1-\xi) \frac{\delta}{2R_1} + 2d_1 \mu \sin(\pi\xi) + d_1 \mu \pi \xi(1-\xi) \frac{\delta}{R_1} \times \right. \\ \left. \times \cos(\pi\xi) + 2d_2 \mu^2 \sin(2\pi\xi) \right\} + O(\epsilon^2) + O(\epsilon^2 \mu) + O(\epsilon \mu^2) + O(\mu^3). \quad (7)$$

Перейдем к определению функции u_1 . В координатах (λ, η) можно представить u_1 в виде

$$u_1(\lambda, \eta) = u_1^{(1)}(\lambda, \eta) + u_1^{(2)}(\lambda, \eta),$$

где $u_1^{(1)}$ — решение уравнения

$$\frac{\partial^2 u_1^{(1)}}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial^2 u_1^{(1)}}{\partial \eta^2} = - \frac{\partial u_0}{\partial \lambda},$$

с однородными граничными условиями, $u_1^{(2)} = O(\epsilon)$. Функцию $u_1^{(1)}$ будем искать в виде

$$u_1^{(1)} = V \left\{ \frac{1}{2} (1-\lambda) U_0(\lambda, \eta) - \frac{1}{2} \lambda \omega_0(\lambda, \eta) + \omega_1(\lambda, \eta) \right\}.$$

Нетрудно убедиться, что функция ω_1 должна удовлетворять уравнению Лапласа и граничным условиям $\omega_1(0, \eta) = \omega_1(1, \eta) = 0$, $\omega_1(\lambda, \pm \pi/2) = \lambda v(\lambda)/2$, и может быть записана в виде

$$\omega_1(\lambda, \eta) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin(\pi n \lambda) \frac{\operatorname{ch}(\pi n \eta)}{\operatorname{ch}(\pi n \frac{\pi}{2})},$$

где

$$b_n = \int_0^1 \lambda v(\lambda) \sin(\pi n \lambda) d\lambda.$$

Окончательно получим:

$$u_1(\xi, 0) = V \left\{ \frac{1}{2} \xi(1-\xi) + \left[\frac{2}{\pi} (\xi-1) - \alpha_1 \xi + b_1 \right] \mu \sin(\pi\xi) \right\} + O(\epsilon) + O(\mu\epsilon) + O(\mu^2). \quad (8)$$

Используем полученные результаты для описания распределения поля вблизи оси пучка заряженных частиц, которая является окружностью радиуса $r_0 = (r_1 + r_2)/2$. Одним из способов такого описания является введение набора параметров c_k , $k = 0, 1, 2, \dots$, имеющих вид

$$c_k = \left(\frac{r_0}{\delta} \right)^k \left[\frac{\partial^k}{\partial \xi^k} \left(\frac{r_0}{R(\xi)} \right) \right]_{\xi = \frac{1}{2}},$$

где $R(\xi)$ — радиус аксиальной кривизны эквипотенциальной поверхности, пересекающей среднюю плоскость по окружности радиуса $r_1 + \delta\xi$. Смысл величин c_k состоит в том, что они входят как параметры в уравнение движения частиц в анализаторе [4], причем параметр c_0 определяет параксиальные свойства пучка, c_1 — абберации второго порядка, c_2 — третьего и т.д. Величины c_k могут быть выражены через производные по ξ от распределения потенциала $u(\xi, 0)$ в средней плоскости [5]. Используя соответствующие соотношения, а также формулы (7) и (8), можно с точностью до малых поправок получить выражения для c_k вида $c_k = C_k + \delta c_k$, где C_k — значения параметров c_k при $\mu = 0$, то есть в неограниченном тороидальном энергоанализаторе, а слагаемые δc_k для $k = 0, 1, 2$ имеют вид

$$\delta c_0 = 2\pi d_1 \frac{\mu}{\epsilon} + \pi^2 \mu \left(\frac{d_1}{2} - \frac{2}{\pi} + b_1 \right), \quad (9) \\ \delta c_1 = - \frac{16\pi^3 d_2 \mu^2}{\epsilon^2} + \delta c_0 \left[\frac{1}{2} - C_0 \left(1 + \frac{\pi}{8} \right) \right], \\ \delta c_2 = - \frac{\pi^2 \epsilon^2}{\epsilon^2} \delta c_0.$$

Поясним смысл полученных результатов. Формулы (9) показывают, что, варьируя потенциалы на ограничивающих электродах и меняя таким образом величины d_1 и d_2 , можно проводить юстировку энергоанализатора, устанавливая требуемые значения пара-

метров c_0 и c_1 , то есть фокусного расстояния и коэффициентов aberrаций второго порядка. Однако возможность юстировки параметра ограничена тем, что с ростом δc_0 быстро увеличивается величина параметра δc_2 , то есть коэффициенты aberrаций третьего порядка. Это вызвано тем обстоятельством, что аксиальная кривизна эквипотенциальных поверхностей, изменяясь вблизи оси пучка, остается постоянной в окрестности электродов. Для того, чтобы неравномерность изменения аксиальной кривизны эквипотенциалей не приводила к росту aberrаций третьего порядка, необходимо юстировку проводить в ограниченных пределах. При $\epsilon = 0,1$ условие $|\delta c_2| < 10$ приводит к ограничению вариации $|\delta c_0|$ в пределах $0,01$. Таким образом, возможности электрической юстировки коэффициента тороидальности поля c_0 невелики.

Можно несколько уменьшить неравномерность изменения аксиальной кривизны эквипотенциальных поверхностей вблизи оси пучка, введя еще одну дополнительную пару ограничивающих электродов для электрической регулировки параметра c_2 . Однако расчеты показывают, что достигаемые при этом результаты невелики и не оправдывают усложнения конструкции анализатора и процесса юстировки.

Заметим, что с хорошей точностью коэффициенты d_1 и d_2 выражаются через "нормированные" потенциалы v_1 и v_2 соотношениями

$$d_1 = \frac{2}{\pi} [v_1 + v_2 - 1], \quad d_2 = \frac{1}{\pi} [2(v_1 - v_2) + 1]. \quad (10)$$

Из формул (10) видно, что изменение потенциалов v_1 и v_2 на $v_1 + \Delta v$, $v_2 - \Delta v$ приводит к изменению коэффициента d_2 при сохранении величины d_1 , то есть к изменению коэффициентов aberrаций второго порядка при сохранении неизменным фокусного расстояния энергоанализатора.

Рассмотрим возможность электрической юстировки параметров энергоанализатора, ограниченного парой сплошных конических электродов. Этот случай описывается полученными выражениями при условии $v_1 = v_2 = \omega$. Тогда $d_1 = 2\pi^{-1}(2\omega - 1)$, $d_2 = 1/\pi$. Здесь возможна юстировка только параметра c_0 , но следует учитывать, что, во-первых, изменение c_0 влечет за собой и изменение c_1 на величину $\delta c_0 [0,5 - c_0(1 + \pi^2/8)]$, являющаяся, правда, малой при малых δc_0 , и, во-вторых, даже при $\delta c_0 = 0$ величина c_1 отличается от значения c_1 в неограниченном тороидальном энергоанализаторе. Разность $c_1 - c_1$ при $\delta c_0 = 0$ можно сделать малой, увеличив аксиальный размер энергоанализатора: для удовлетворения условия $|(c_1 - c_1)|_{\delta c_0 = 0} < 0,1$, например, необходимо (при $\epsilon = 0,1$), чтобы выполнялось неравенство $\alpha > 4$, то есть чтобы аксиальный размер энергоанализатора был в 4 раза больше межэлектродного зазора b . Если такие размеры энергоанализатора допустимы, а электрическая юстировка параметра c_1 не требуется, то конические электроды можно изготавливать сплошными. Нетрудно оценить, что в этом случае для вариации параметра c_0 на величину порядка $0,01$ требуется изменение потенциала на ограничивающем электроде на $1,5\%$ от значения V .

Если значение $\alpha = 4$ является неприемлемым по конструктивным соображениям или нужно обеспечить возможность юстировки величины c_1 , то есть aberrаций второго порядка, то лучше использовать энергоанализатор с двумя парами конических электродов. Следует отметить, однако, что уменьшение аксиальных размеров энергоанализатора повышает чувствительность параметра c_0 к изменению потенциалов на ограничивающих электродах, что не очень удобно с точки зрения точности юстировки. Кроме того, крайние траектории пучка заряженных частиц должны отстоять от ограничивающих электродов, вблизи которых происходит нарушение структуры

поля, на расстояние порядка межэлектродного зазора δ , что также препятствует уменьшению аксиальных размеров энергоанализатора. Что же касается чувствительности параметра c_1 к изменению разности потенциалов $2\Delta\psi = \psi_1 - \psi_2$, то из (9) следует, что при $\epsilon = 0,1$ и $\alpha = 4$ изменению параметра c_1 на величину порядка $0,1$ соответствует изменение $2\Delta\psi$ на величину $0,5$, то есть изменение разности потенциалов между коническими электродами на 50% от значения V .

В заключение отметим, что малость зазоров между соседними электродами энергоанализатора предполагалась с целью облегчения расчета аналитических соотношений между вострируемыми параметрами и потенциалами на электродах и не является принципиальной. Действительно, для осуществления электрической вострировки необходимо лишь создание в плоскостях $\psi = \pm \psi/2$ распределения потенциала $\psi(\xi)$ с изменяемыми каким-либо способом амплитудами гармоник a_1 и a_2 . Ясно, что менять требуемым образом распределение потенциала в указанных плоскостях можно с помощью подачи дополнительных вострировочных потенциалов на электроды любой формы, укрепляемые в торцах электродов тороидального анализатора. Однако установить аналитические соотношения между величинами подаваемых на эти электроды потенциалов и изменений параметров энергоанализатора в общем случае невозможно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. - М., 1978. - 224 с.
2. Matsuda H.//Rev.Sci.Instr. 1961.- V. 32, N 7.- P. 850-852.
3. Hu Zhao-Heng et al//Mass-Spectrom. 1987. V.35, N 5.- P. 312-315.
4. Matsuo T. et al//Nucl. Instr.Meth. 1972.- V. 103, N 3.- P. 515-532.
5. Wollnik H. et al//Nucl. Inctr. 1972.- V. 102, N 1. - P. 13-17.