

01;10

©1993 г.

АППАРАТНАЯ ФУНКЦИЯ СФЕРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛЬНОГО АНАЛИЗАТОРА В РЕЖИМЕ ИДЕАЛЬНОЙ УГЛОВОЙ ФОКУСИРОВКИ

В.В.Защквара, А.Ф.Былинкин, В.К.Максимов, А.А.Бок

Теоретически рассчитана аппаратная функция (АФ) сферического зеркального анализатора (СЗА) для одной из наиболее интересных схем идеальной угловой фокусировки. Измеренная на макете СЗА аппаратная функция хорошо согласуется с расчетной.

В работе [1], посвященной теоретическому исследованию электронно-оптических свойств СЗА с внутренним отражением пучка заряженных частиц, мы обратили внимание на одну из схем, отвечающую режиму идеальной угловой фокусировки: точечный источник и его изображение расположены диаметрально противоположно на поверхности внутреннего сферического электрода, соотношения радиусов внутреннего и внешнего сферических электродов R и R_1 , отклоняющего $U_{от}$ и ускоряющего U_y потенциалов связаны известным условием

$$2 \left(1 - \frac{R}{R_1} \right) = \frac{U_{от}}{U_y}, \quad (1)$$

установленным впервые в работе [2]. Спектрометр, фокусирующий по этой схеме, имеет уникальные свойства. Во-первых, продольная дисперсия по энергии составляет $2R$ для всех траекторий независимо от угла вылета заряженных частиц из источника — свойство изодисперсности траекторий. Во-вторых, источник в виде сферического сегмента, расположенного на поверхности внутренней сферы, без искажений в натуральную величину изображается фокусируемыми в СЗА пучками заряженных частиц заданной кинетической энергии на диаметрально противоположный участок. При этом выполняется однозначное соответствие между точками источника и изображения — свойство аутентичности изображения. Представляет интерес рассчитать АФ сферического зеркального анализатора, работающего в указанном режиме идеальной угловой фокусировки, и сопоставить АФ с экспериментально измеренной на макете СЗА, схема которого показана на рис. 1. Решение этой задачи составляет содержание настоящей работы.

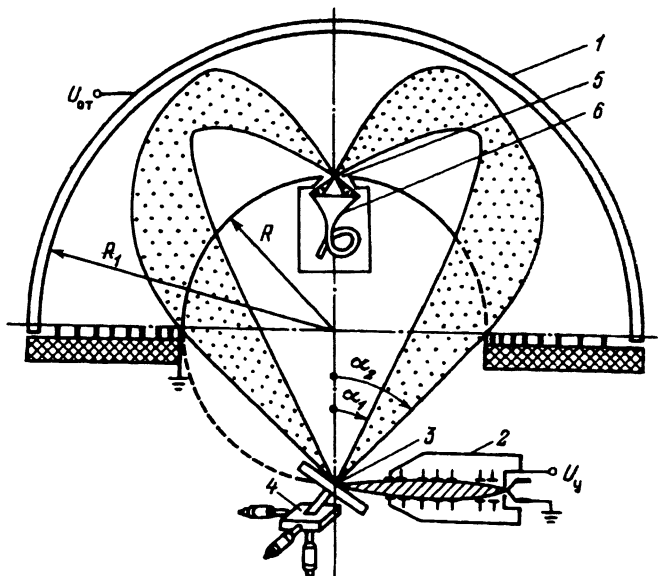


Рис. 1. Схема спектрометра заряженных частиц на основе СЗА.

По определению аппаратная функция анализатора — это зависимость интенсивности моноэнергетического потока заряженных частиц, выходящего из источника постоянной яркости и проходящего через приемную щель, от изменения энергии настройки анализатора [3].

Выведем формулу для АФ СЗА, пренебрегая влиянием краевых полей на ячейках сетки, покрывающей апертурное окно на поверхности внутреннего сферического электрода. Пусть приемной щелью СЗА является небольшое круглое отверстие радиусом $r \ll R$ на поверхности внутренней сферы. Центр отверстия диаметрально противоположен базовой позиции точечного источника (точка A_0 на рис. 2). Воспользуемся соотношением для угла перемещения заряженной частицы χ в поле СЗА

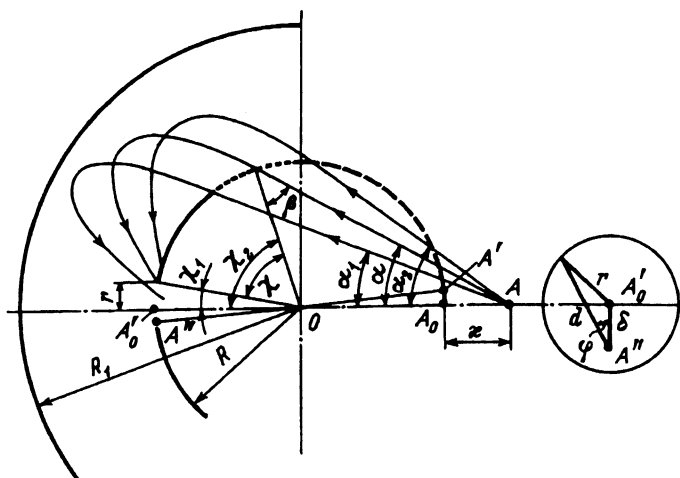


Рис. 2. Траектории заряженных частиц в СЗА вблизи приемного отверстия.

(рис. 2), полученным в работе [1] в форме

$$2 \sin \frac{\chi}{2} = \frac{\sin 2(\chi_2 - \alpha)}{\sqrt{S^2 - (2S - 1) \sin^2(\chi_2 - \alpha)}}, \quad (2)$$

где

$$S = \frac{U_{\text{от}}}{2U_y} \frac{R_1}{R_1 - R}$$

— параметр отражения СЗА, равный единице в условиях идеальной угловой фокусировки; α — угол наклона произвольной траектории, вышедшей из источника; χ_2 и χ_1 — угловые координаты точек входа и выхода траектории на поверхности внутренней сферы.

Разрешим уравнение (2) относительно S

$$S = \sin^2(\chi_2 - \alpha) \left[1 + \text{ctg}(\chi_2 - \alpha) \text{ctg} \frac{\chi}{2} \right]. \quad (3)$$

Согласно схеме на рис. 2, выполняются соотношения

$$\beta = \chi_2 - \alpha, \quad \frac{OA}{R} = 1 + \kappa, \quad \sin(\chi_2 - \alpha) = (1 + \kappa) \sin \alpha,$$

$$\chi = \chi_2 - \chi_1 = \alpha - \chi_1 + \arcsin [(1 + \kappa) \sin \alpha],$$

где κ — осевое смещение точечного источника из базовой позиции в точке A_0 (рис. 2). Подстановка этих величин в (3) дает

$$S = (1 + \kappa)^2 \sin^2 \alpha \left\{ 1 + \frac{\sqrt{1 - (1 + \kappa)^2 \sin^2 \alpha}}{(1 + \kappa) \sin \alpha} \times \right. \\ \left. \times \text{ctg} \frac{1}{2} [\alpha - \chi_1 + \arcsin [(1 + \kappa) \sin \alpha]] \right\}. \quad (4)$$

Считаем, что χ_1 определяет полярную координату точек, расположенных на краю круглого приемного отверстия, тогда

$$\chi_1 = \frac{r}{R} \frac{180}{\pi} (\text{град}).$$

Зададим величину осевого смещения точечного источника κ . Выберем один из лучей, выходящих из точечного источника под углом α . Формула (4) при фиксированных значениях κ , α и χ_1 позволяет найти величину S , близкую к единице, при которой луч после отражения от поля сферического зеркала упадет на край приемного отверстия. При других значениях S луч либо проходит в это отверстие, либо не проходит. Формула (4) является базовым соотношением, с помощью которого для СЗА можно аналитически рассчитать АФ в различных случаях.

Допустим, что монохроматический источник A (рис. 2) излучает в элемент телесного угла $d\omega = 2\pi \sin \alpha d\alpha$ поток заряженных частиц интенсивностью $dJ = B(\alpha) 2\pi \sin \alpha d\alpha$, где $B(\alpha)$ — яркость источника. Наклон граничных лучей в пучке по отношению к оси симметрии составляет α_1 и

α_2 , угловая расходимость пучка в аксиальной плоскости равна $\alpha_2 - \alpha_1$. В условиях идеальной угловой фокусировки или близких к ней в результате отклоняющего действия сферического поля пучок целиком попадает в приемное отверстие (считаем, что прозрачность апертурной сетки равна единице) и интенсивность регистрируемого сигнала составляет

$$J_0 = 2\pi \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \beta(\alpha) \sin \alpha d\alpha.$$

Если β — постоянная величина, не зависящая от α , то

$$J_0 = 2\pi\beta(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (5)$$

а) Аппаратная функция СЗА для точечного источника в базовой позиции ($\kappa = 0$). В этом случае формула (4) упрощается

$$S = \sin^2 \alpha \left[1 + \operatorname{ctg} \alpha \cdot \operatorname{ctg} \left(\alpha - \frac{\chi}{2} \right) \right] \quad (6)$$

или

$$\alpha = \operatorname{arctg} \left(\frac{S}{S-1} \operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2} \right). \quad (7)$$

При конечной угловой ширине приемного отверстия $\pm \chi_1$ существует интервал значений параметра отклонения S , для которого анализируемый пучок заряженных частиц с угловой расходимостью $\alpha_2 - \alpha_1$ целиком поступает в отверстие. Этот интервал составляет

$$\left[1 + \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_2} \right]^{-1} - \left[1 - \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_2} \right]^{-1}.$$

В нем интенсивность регистрируемого сигнала остается неизменной и равной (5). Вне этого интервала интенсивность сигнала снижается, так как только часть пучка поступает в приемное отверстие. В диапазонах S

$$\left[1 + \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_1} \right]^{-1} - \left[1 + \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_2} \right]^{-1} \quad \text{и} \quad \left[1 - \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_2} \right]^{-1} - \left[1 - \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_1} \right]^{-1}$$

интенсивность сигнала падает до нуля по закону

$$\begin{aligned} J(S) &= 2\pi\beta \int_{\alpha_1}^{\operatorname{arctg} \left[\frac{S}{S-1} \operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2} \right]} \sin \alpha d\alpha = \\ &= 2\pi\beta \left\{ \cos \alpha_1 - \left[1 + \left(\frac{S}{S-1} \right)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\chi_1}{2} \right]^{-1/2} \right\}. \end{aligned}$$

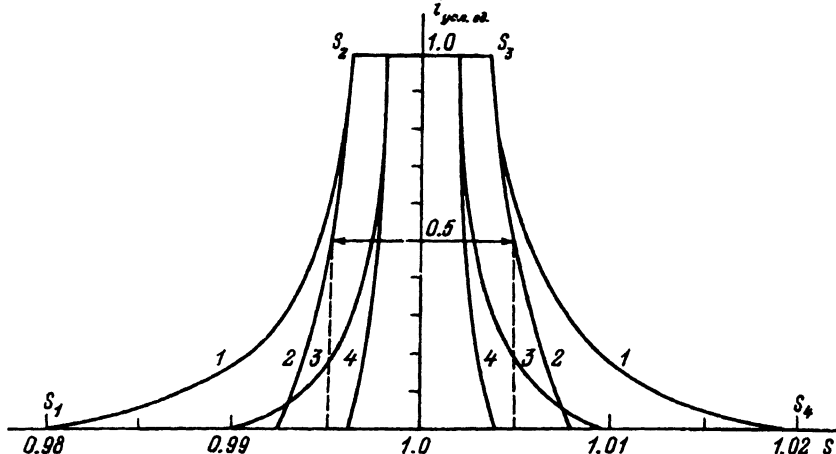


Рис. 3. Аппаратные функции для точечного источника в базовой позиции, рассчитанные при $\alpha_2 = 45^\circ$ и различных значениях α_1 и χ_1 . α_1 , град: 1,3 — 10; 2,4 — 25; χ_1 , град: 1,2 — 42; 3,4 — 21.

Нормируя максимум интенсивности на единицу, получим

$$i(S) = \frac{J(S)}{J(1)} = \frac{1}{\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2} \left\{ \cos \alpha_1 - \left[1 + \left(\frac{S}{S-1} \right)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\chi_1}{2} \right]^{-1/2} \right\}. \quad (8)$$

Характерные точки АФ для этого случая указаны на кривой 1 (рис. 3).

Таким образом, в случае несмещенного точечного источника АФ имеет плоскую вершину протяженностью от

$$S_2 = \left[1 + \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_2} \right]^{-1}$$

до

$$S_3 = \left[1 - \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_2} \right]^{-1}$$

и две спадающие по закону (8) ветви, которые снижаются до нуля в точках

$$S_1 = \left[1 + \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_1} \right]^{-1} \quad \text{и} \quad S_4 = \left[1 - \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_1} \right]^{-1}.$$

(рис. 3, кривая 1). Из-за конечной угловой ширины приемного отверстия АФ содержит элемент слабой несимметрии, проявляющийся в небольшом отличии удаленностей точек S_1 , S_2 и S_3 , S_4 от центра $S = 1$. На рис. 3 представлены АФ в случае несмещенного точечного источника, рассчитанные для $\alpha_2 = 45^\circ$ и различных значений α_1 и χ_1 .

Найдем ширину АФ на половине ее высоты, эта характеристика часто используется для оценки энергетического разрешения анализатора. Полагая в (8) $i = 1/2$, получим

$$\operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2} = \frac{S_n - 1}{S_n} \left[\frac{4}{(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2)^2} - 1 \right]^{1/2},$$

S_n — значение параметра отклонения S для $A\Phi$ на половине высоты.
Поскольку разрешение $W = 2\Delta S_n = 2(1 - S_n)$, а

$$\operatorname{tg} \frac{\chi}{2} = \frac{r}{2R},$$

то для оценки разрешения имеем формулу

$$W = \frac{r}{R} \left[\frac{4}{(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2)^2} - 1 \right]^{-1/2}. \quad (9)$$

Например, $\alpha_1 = 25^\circ$, $\alpha_2 = 45^\circ$, согласно (8), $W = 1.365(r/R)$. В этом случае для достижения разрешения в 10^{-2} (1%) необходимо, чтобы $r/R = 0.0073$, если $R = 39.5$ мм, то $r = 0.29$ мм (рис. 3, кривая 2).

б) Аппаратная функция СЗА для точечного источника, смещенного вдоль оси симметрии ($\varkappa \neq 0$). Эту задачу мы решали методом последовательных приближений. В качестве малых параметров были выбраны величины \varkappa и χ_1 . Разложив (4) в ряд по \varkappa и χ_1 во втором приближении, получаем

$$S = S_0 + \frac{1}{2}\varkappa S_0 - S_0 \frac{1}{4 \cos^2 \alpha} \varkappa^2 - S_0 \left(\frac{1 + \sin^2 \alpha}{2 \sin 2\alpha} \right) \chi_1 \varkappa, \quad (10)$$

S_0 выражается формулой (6), согласно которой имеем

$$S_0 = S - f = \sin^2 \alpha \left[1 + \operatorname{ctg} \alpha \operatorname{ctg} \left(\alpha - \frac{\chi_1}{2} \right) \right], \quad (11)$$

где f — добавка к S_0 в формуле (10).

Разрешив (11) относительно α , получим аналоги формул (7) и (8)

$$\alpha = \operatorname{arctg} \left(\frac{S - f}{S - f - 1} \operatorname{tg} \frac{\chi_1}{2} \right), \quad (12)$$

$$i(s) = \frac{1}{\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2} \left\{ \cos \alpha_1 - \left[1 + \left(\frac{S - f}{S - f - 1} \right)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\chi_1}{2} \right]^{-1/2} \right\}. \quad (13)$$

Из (12) и (13) следует, что в первом приближении по \varkappa продольное смещение источника не приводит к изменению формы линии, сдвигая ее как целое на величину $(1/2)\varkappa$. Квадратичная добавка к S уже зависит от α (формула (10)), поэтому изменения в форме линии являются эффектом второго порядка относительно \varkappa и χ_1 .

в) Аппаратная функция СЗА в случае точечного источника, смещенного с оси симметрии. Взаимное расположение приемного отверстия и смещенного точечного источника A , находящегося на поверхности внутренней сферы, показано на рис. 2. Справа на этом рисунке в увеличенном виде представлена проекция на плоскость приемного отверстия. В режиме идеальной угловой фокусировки изображением источника A' является диаметрально противоположная точка A'' , удаленная от центра

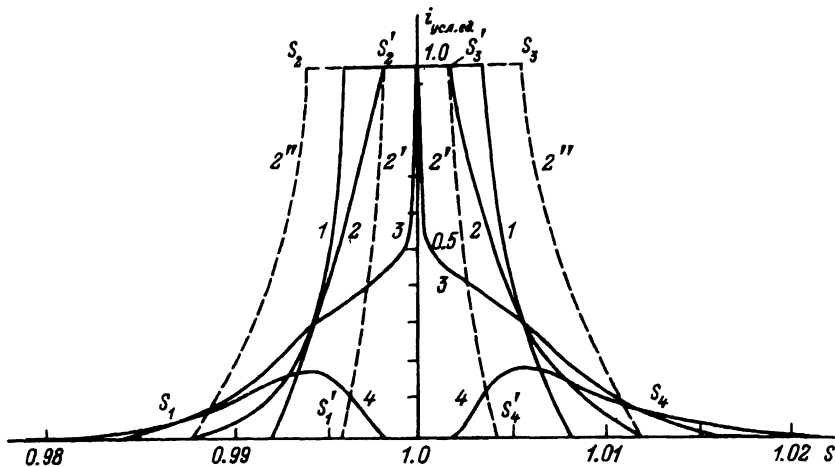


Рис. 4. Аппаратные функции, рассчитанные для $\chi_1 = 0.42^\circ$, $\alpha_1 = 25^\circ$, $\alpha_2 = 45^\circ$ и различных значений смещения δ оси точечного источника. 1 — $\delta = 0.2 - 0.5r$, 3 — $\approx r$, 4 — $1.5r$.

отверстия на расстоянии δ . Из-за эксцентричного расположения изображения A'' относительно центра приемного отверстия удаление от A'' точек, расположенных на краю круглого отверстия, зависит от азимутального угла φ

$$\chi_1(\varphi) = \frac{d(\varphi)}{R} = a \cos \varphi + \sqrt{\tau_1^2 - a^2 \sin^2 \varphi}, \quad (14)$$

где $a = \delta/R$, $\tau_1 = r/R$.

Координаты характерных точек $A\Phi$, определяющих протяженность плоской вершины и протяженность участка спада интенсивности до нуля, теперь зависят от φ . Например, для $\varphi = 0$

$$\chi_{1 \max} = (r + a) \frac{180}{\pi}; \quad S_1 = \left[1 + \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_{1 \max}}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_1} \right]^{-1};$$

$$S_2 = \left[1 + \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_{1 \max}}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_2} \right]^{-1}; \quad S_3 = \left[1 - \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_{1 \max}}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_2} \right]^{-1}; \quad S_4 = \left[1 - \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_{1 \max}}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_1} \right]^{-1},$$

для $\varphi = \pi$

$$\chi_{1 \min} = (r - a) \frac{180}{\pi}; \quad S'_1 = \left[1 + \operatorname{tg} \frac{\chi_{1 \min}}{\operatorname{tg} \alpha_1} \right]^{-1};$$

$$S'_2 = \left[1 + \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_{1 \min}}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_2} \right]^{-1}; \quad S'_3 = \left[1 - \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_{1 \min}}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_2} \right]^{-1}; \quad S'_4 = \left[1 - \frac{\operatorname{tg} \frac{\chi_{1 \min}}{2}}{\operatorname{tg} \alpha_1} \right]^{-1}.$$

Обозначения, поясняющие расчет АФ в различных интервалах S , даны на кривой 2, представленной штриховыми линиями на рис. 4. Относительная интенсивность на участке $S'_2 \leq S \leq S'_3$ равна единице, на остальных участках от S_1 до S_4 определяется выражением

$$i(s) = \cos \alpha_1 - \frac{1}{\operatorname{int}(\varphi)} \int_{\operatorname{int}(\varphi)} F(S, \varphi) d\varphi, \quad (15)$$

где $\text{int}(\varphi)$ — функция, определяющая интервал интегрирования по φ ;

$$F(S, \varphi) = \left[1 + \left(\frac{S}{S-1} \right)^2 \text{tg}^2 \frac{\chi_1(\varphi)}{2} \right]^{-1/2}.$$

Так, на участке $S'_3 \leq S \leq S'_4$ относительная интенсивность выражается соотношением

$$i(S) = \cos \alpha_1 - \frac{1}{\varphi_1(S)} \int_0^{\varphi_1(S)} F(S, \varphi) d\varphi, \quad (16)$$

где $\varphi_1(S)$ является решением уравнения

$$a \cos \varphi_1 + \sqrt{r_1^2 - a^2 \sin^2 \varphi_1} = 2 \text{arctg} \left(\frac{S-1}{S} \text{tg} \alpha_2 \right). \quad (17)$$

На участке $S'_4 \leq S \leq S_3$

$$i(S) = \cos \alpha_1 - \frac{1}{\varphi_1(S) - \varphi_2(S)} \int_{\varphi_2(S)}^{\varphi_1(S)} F(S, \varphi) d\varphi, \quad (18)$$

где $\varphi_2(S)$ находим из уравнения

$$a \cos \varphi_2 + \sqrt{r_1^2 - a^2 \sin^2 \varphi_2} = 2 \text{arctg} \left(\frac{S-1}{S} \text{tg} \alpha_1 \right). \quad (19)$$

На участке $S_3 \leq S \leq S_4$

$$i(S) = \cos \alpha_1 - \frac{1}{\pi - \varphi_2(S)} \int_{\varphi_2(S)}^{\pi} F(S, \varphi) d\varphi. \quad (20)$$

Левая ветвь АФ для смещенного с оси источника находится аналогичным образом с той лишь разницей, что $\varphi_1(S)$ и $\varphi_2(S)$ определяются из других уравнений

$$\varphi_1(S) \quad \text{из} \quad a \cos \varphi_1 + \sqrt{r_1^2 - a^2 \sin^2 \varphi_1} = 2 \text{arctg} \left(\frac{1-S}{S} \text{tg} \alpha_2 \right), \quad (21)$$

$$\varphi_2(S) \quad \text{из} \quad a \cos \varphi_2 + \sqrt{r_1^2 - a^2 \sin^2 \varphi_2} = 2 \text{arctg} \left(\frac{1-S}{S} \text{tg} \alpha_1 \right). \quad (22)$$

В случае, если $S'_4 > S_3$ (а значит, и $S_2 > S'_1$), что выполняется при условии

$$\frac{\text{tg} \left(\frac{r_1+a}{2} \right)}{\text{tg} \left(\frac{r_1-a}{2} \right)} < \frac{\text{tg} \alpha_2}{\text{tg} \alpha_1},$$

интервал интегрирования для правой ветви АФ разбивается на три участка: 1) $S'_3 - S_3$, 2) $S_3 - S'_4$, 3) $S'_4 - S_4$, значения относительных интенсивностей АФ на которых определяются соотношениями

$$i_1(S) = \cos \alpha_1 - \frac{1}{\varphi_1(S)} \int_0^{\varphi_1(S)} F(S, \varphi) d\varphi, \quad (23)$$

$$i_2(S) = \cos \alpha_1 - \frac{1}{\pi} \int_0^\pi F(S, \varphi) d\varphi, \quad (24)$$

$$i_3(S) = \cos \alpha_1 - \frac{1}{\pi - \varphi_2(S)} \int_{\varphi_2(S)}^\pi F(S, \varphi) d\varphi, \quad (25)$$

где $\varphi_1(S)$ и $\varphi_2(S)$ следуют из формул (17) и (19).

Левая ветвь АФ при этом находится из уравнений (23)–(25) с использованием (21) и (22).

На рис. 4 показаны аппаратные функции, рассчитанные для $\chi_1 = 0.42^\circ$, $\alpha_1 = 25^\circ$, $\alpha_2 = 45^\circ$ и различных значений смещения с оси δ точечного источника: кривая 1 — АФ для $\delta = 0$; кривые 2, 2', 2'' — АФ для $\delta = 0.5r$ (2 — результирующая АФ, 2' — АФ для $\varphi = \pi$, 2'' — АФ для $\varphi = 0$). Если $\delta = r$, то изображение точечного источника попадает на край приемного отверстия. В этом случае, как видно из кривой 3, АФ не имеет плоского участка у вершины. Снижение интенсивности начинается сразу с вершины, ширина АФ у основания приблизительно вдвое больше, чем в случае расположения источника в базовой позиции.

Если точечный источник смещен с оси на расстояние δ , превышающее r , и изображение формируется за пределами приемного отверстия, то АФ является двугорбой функцией, состоящей из двух пиков, расположенных почти симметрично относительно точки $S = 1$ (кривая 4 на рис. 4). Здесь характерными являются два угловых размера: $\chi_{1 \min} = (\delta - r)/R$ и $\chi_{1 \max} = (\delta + r)/R$. В интервале S

$$\text{от} \left[1 + \frac{\text{tg } \chi_{1 \min}}{\text{tg } \alpha_2} \right]^{-1} \quad \text{до} \quad \left[1 - \frac{\text{tg } \chi_{1 \min}}{\text{tg } \alpha_2} \right]^{-1}$$

интенсивность сигнала равна нулю. С дальнейшим отклонением S от 1 прорисовываются два пика, интенсивность которых сводится к нулю в точках

$$\left[1 + \frac{\text{tg } \chi_{1 \max}}{\text{tg } \alpha_1} \right]^{-1} \quad \text{и} \quad \left[1 - \frac{\text{tg } \chi_{1 \max}}{\text{tg } \alpha_1} \right]^{-1}.$$

Если источник является диском конечного размера $\rho \leq r/R$, центр которого находится на оси симметрии в базовой позиции, то, рассчитывая АФ, мы можем рассматривать его как совокупность малых источников, близких к точечному и смещенных с оси на различные относительные расстояния δ/r . Относительная интенсивность описывается формулой, содержащей двойной интеграл — по азимутальному углу φ и по относительной радиальной координате в пределах кружка источника. Можно показать, что соответствующий подстановкой этот интеграл приводится к форме, содержащей эллиптические функции.

Экспериментальная проверка

Проверка закономерностей поведения АФ СЗА с изменением положения источника и диаметра приемного отверстия была выполнена по методике регистрации пика упруго отраженных электронов от поверхности металлического образца. Для проведения измерений была создана экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1.

Устройство СЗА 1 описано ранее в работе [4]. Радиусы внутреннего и внешнего сферических электродов составляли $R = 39.5$ мм и $R_1 = 75$ мм. Пучок первичных электронов с регулируемой в диапазоне от 600 до 1600 эВ энергией создавался с помощью электронной пушки 2. В качестве электронно-оптического источника малого размера (0.2 мм) мы использовали участок на поверхности плоской пластины из меди 3, на котором фокусировался пучок первичных электронов заданной энергии. Этот участок пластины 3 служил эмиттером вторичных электронов, пик упругого отражения (ПУО) в спектре которых регистрировался с помощью СЗА. В СЗА попадал пучок вторичных электронов, заключенный между двумя коническими поверхностями, наклоненными к оси симметрии под углами $\alpha_1 = 25^\circ$ и $\alpha_2 = 45^\circ$. Электронная пушка 2 и СЗА 1 смонтированы на фланце высоковакуумной камеры УСУ-4. Пластина 3 закреплялась на манипуляторе 4, позволяющем перемещать ее в трех взаимоперпендикулярных направлениях с точностью 0.01 мм.

Вторичные электроны, испускаемые с участка поверхности пластины 3, расположенного диаметрально противоположно приемному отверстию 5 в близкой к этому положению позиции, пройдя апертурные окна внутреннего электрода СЗА, попадают в область сферического электростатического поля и под его действием фокусируются на отверстии приемной диафрагмы. В силу свойственной энергоанализатору линейной дисперсии, равной $2R$, фокусировка осуществляется только для частиц определенной энергии, которые детектируются каналным умножителем 6. При изменении отклоняющего потенциала на внешнем электроде регистрируются различные участки спектра вторичных электронов.

Для проверки линейности и определения энергетического разрешения СЗА был получен ряд спектров ПУО при различных ускоряющих потенциалах U_y : от 600 до 1600 В (радиус приемного отверстия составлял 0.15 мм). Один из типичных спектров этой серии представлен на рис. 5 кривой 1. В спектре определялись отклоняющий потенциал в максимуме ПУО $U_{от}$ и ширина пика на половине высоты ΔU . По данным измерений были построены два графика. Первый график (ордината — $U_{от}$, абсцисса — U_y) хорошо аппроксимируется прямой, выходящей из начала координат с тангенсом угла наклона, равным 0.9446 ± 0.0018 . Расчетное значение этой величины, найденное по формуле (1), близко к экспериментальному и равно 0.946.

Второй график (ордината — ΔU , абсцисса — $U_{от}$) является прямой $\Delta U = (0.0066 \pm 0.00041)U_{от} + (0.867 \pm 0.067)$. Тангенс угла наклона прямой дает среднее экспериментальное значение разрешения энергоанализатора, а положение точки пересечения прямой с осью ординат определяет величину энергетического разброса в пучке первичных электронов, которая не зависит от разрешения энергоанализатора. Разрешение, вычисленное по формуле (9) для приемного отверстия радиуса 0.15 мм и точечного источника, равно 0.51%. Мы полагаем, что причинами расхождения экспериментального значения разрешения с теоретическим являются конечные размеры реального источника, наличие энергетического разброса в пучке первичных электронов, рассеянии электронов на крайних полях ячеек апертурной сетки, неточности в изготовлении СЗА.

На рис. 5 показан спектр области ПУО, полученный при широком приемном отверстии ($r = 0.45$ мм) и при сравнительно небольшом пятне возбуждения ($r_n = 0.1$ мм). С левой стороны на пик упругого отражения

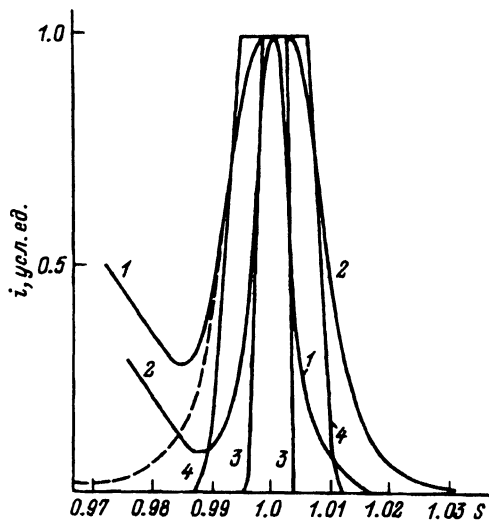


Рис. 5. Спектр области ПУО для источника радиусом $r_{\text{и}} = 0.1$ мм (1,2) и расчетные АФ для точечного источника (3,4). Радиусы приемного отверстия для 1,3 — 0.15; 2,4 — 0.45 мм.

накладывается спектр неупруго рассеянных электронов (НРЭ). Произведя операцию вычитания участка спектра НРЭ из общего спектра, получим левую половину упругого пика, показанную на рис. 5 штриховой линией, на котором хорошо выражены симметричность пика и его плоская вершина.

Для выявления закономерностей в поведении АФ при смещении источника вдоль оси анализатора был получен ряд спектров ПУО при смещениях κ от -0.017 до 0.12 и фиксированном значении $U_y = 1$ кВ. По этим результатам был построен график (ордината — $S - S_0$, абсцисса — κ), который оказался гладкой кривой, выходящей из начала координат под углом, тангенс которого равен 0.492 ± 0.007 . Расчетное значение полученной величины найдем из формулы (10), отбросив в ней члены второго порядка малости, и запишем в виде $S - S_0 = (S_0/2)\kappa$, где $S_0/2 = 0.5$ является близким к экспериментальному значению. Форма упругого пика

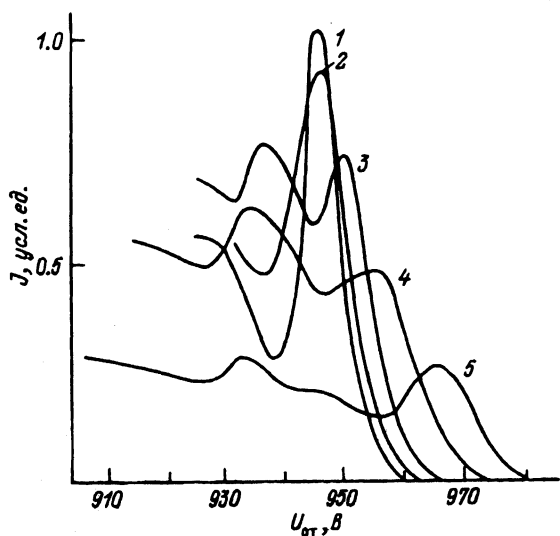


Рис. 6. Спектр области ПУО при смещении $\rho_1 = \delta/R$ источника вторичных электронов перпендикулярно оси симметрии анализатора при $U_y = 1$ кВ. 1 — $\rho_1 = 0$, 2 — 0.0064, 3 — 0.013, 4 — 0.019, 5 — 0.026.

при смещении источника вдоль оси симметрии менялась незначительно: так, при смещении от базовой позиции на величину $x = 0.12$ полуширина упругого пика возрастала всего лишь на 30%.

При малом смещении источника из базового положения перпендикулярно оси симметрии установлено уширение линии, а при дальнейшем смещении — ее раздвоение (рис. 6). Это согласуется с теоретическим расчетом.

Для проверки аутентичности изображения, т.е. центрально-симметричного переноса изображения источника, находящегося на поверхности внутренней сферы СЗА, по обе стороны основного приемного отверстия на расстоянии 1.9 мм были добавлены дополнительные приемные отверстия такого же диаметра (0.3 мм). Для каждого приемного отверстия были получены спектры ПУО от источников, смещенных в диаметрально противоположной отверстию позиции. Изучение формы ПУО показало полную идентичность их, что подтверждает свойство аутентичности изображения в СЗА.

Резюмируя, можно заключить, что результаты экспериментальных измерений АФ, полученные на макете СЗА, а также прослеженное с помощью макета поведение АФ при различных видах и величинах смещения источника малого размера, различных диаметрах приемного отверстия, находятся в удовлетворительном согласии с теоретическими расчетами, выполненными для идеально фокусирующего СЗА.

Список литературы

- [1] *Зашкеара В.В., Юрчак Л.С., Былинкин А.Ф.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 10. С. 2010-2020.
- [2] *Sar-El H.Z.* // Nucl. Instr. Meth. 1966. Vol. 42. N 1. P. 71-76.
- [3] *Афанасьев В.П., Явор С.Я.* Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1978. 224 с.
- [4] *Зашкеара В.В., Максимов В.К., Былинкин А.Ф.* и др. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 21. С. 1-3.

Физико-технический институт
Алма-Ата

Поступило в Редакцию
13 мая 1992 г.