

10

©1993 г.

ПРЕДФОКУСИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ НА ОСНОВЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОДОВ

Л.А. Баранова, Н.С. Ульянова, С.Я. Явор

Созданы программы расчета поля электростатических осесимметричных линз, образованных цилиндрическими и коническими электродами, основанные на аналитических выражениях для распределения поля. Исследованы оптические свойства трех-, четырех- и пятиэлектродных систем с цилиндрическими электродами, предназначенных для фокусировки пучка электронов на входную щель электронных спектрометров. Изучена зависимость пропускания таких систем от их геометрических и электрических параметров. Рассмотрены режимы большого увеличения, применяемые при проведении локального анализа образцов.

Важной составной частью фотоэлектронных и оже-спектрометров является входная линзовая система, осуществляющая фокусировку и замедление электронного пучка [1-3]. Для увеличения чувствительности спектрометров необходимо повышение пропускания такой системы, а при проведении локального анализа образцов требуются системы, работающие в режиме большого увеличения.

Как правило, для указанной цели используются линзы, образованные цилиндрическими электродами одинакового радиуса (рис. 1). Распределение потенциала в такой линзе, содержащей $N + 1$ электрод с бесконечно малыми зазорами между ними, описывается выражением

$$\varphi(r, z) = \frac{U_0 + U_N}{2} + \sum_{n=1}^N \frac{U_n - U_{n-1}}{2} f(r, z - l_n), \quad (1)$$

$$f(r, z) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin \mu z}{\mu} \frac{I_0(\mu z)}{I_0(\mu)} d\mu. \quad (2)$$

Здесь U_0 и U_N — потенциалы на крайних электродах, причем последние предполагаются полубесконечными; U_n — потенциал на n -м электроде; l_n — координата n -го зазора; I_0 — модифицированная функция Бесселя. Все линейные размеры даны в единицах радиуса цилиндра. Приведенные формулы использовались для вычисления потенциала при z , близких к l_n . В других областях значений подынтегральные функции в

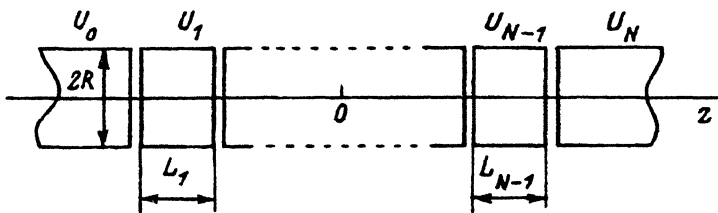


Рис. 1. Линзовая система из $N + 1$ цилиндрических электродов.

выражениях для f , $\partial f/\partial z$ и $\partial^2 f/\partial z^2$ являются быстроосциллирующими, поэтому для удобства счета интегралы были преобразованы в ряды при помощи теоремы о вычетах (см., например, [4]).

В качестве предфокусирующей системы могут также использоваться линзы, образованные коническими электродами (рис. 2). Представляет интерес распределение потенциала в такой системе. Оно имеет вид

$$\varphi(r, \theta) = U_N + \sum_{k=1}^{N-1} (U_{k+1} - U_k) f\left(\frac{r}{r_k}, \theta\right), \quad (3)$$

$$f\left(\frac{r}{r_k}, \theta\right) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{r_k}{r}} \int_0^{\infty} \frac{[2\tau \sin(\tau \ln \frac{r}{r_k}) - \cos(\tau \ln \frac{r}{r_k})] P_{-1/2+i\tau}(\cos \theta) d\tau}{(\tau^2 + 1/4) P_{-1/2+i\tau}(\cos \theta_0)}. \quad (4)$$

Здесь $P_{-1/2+i\tau}(\cos \theta_0)$ — функция Лежандра первого рода. Для удобства расчетов $f\left(\frac{r}{r_k}, \theta\right)$ были преобразованы в ряды согласно теореме о вычетах. На оси системы ($\theta = 0$) имеем

$$f\left(\frac{r}{r_k}, 0\right) = \begin{cases} 1 - \frac{\sum_{\alpha_n} \frac{(r/r_k)^{\alpha_n - 1/2}}{(\alpha_n - 1/2)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \tau} P_{-1/2+i\tau}(\cos \theta_0)} \Big|_{\tau=i\alpha_n}}{\sum_{\alpha_n} \frac{(r/r_k)^{-\alpha_n - 1/2}}{(\alpha_n + 1/2)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \tau} P_{-1/2+i\tau}(\cos \theta_0)} \Big|_{\tau=i\alpha_n}}, & r < r_k; \\ \frac{\sum_{\alpha_n} \frac{(r/r_k)^{-\alpha_n - 1/2}}{(\alpha_n + 1/2)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \tau} P_{-1/2+i\tau}(\cos \theta_0)} \Big|_{\tau=i\alpha_n}}{\sum_{\alpha_n} \frac{(r/r_k)^{\alpha_n - 1/2}}{(\alpha_n - 1/2)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \tau} P_{-1/2+i\tau}(\cos \theta_0)} \Big|_{\tau=i\alpha_n}}, & r > r_k. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $i\alpha_n$ — нули по τ функции $P_{-1/2+i\tau}(\cos \theta_0)$.

На основе полученных аналитических выражений для распределения поля и уравнений траектории были разработаны алгоритмы и созданы

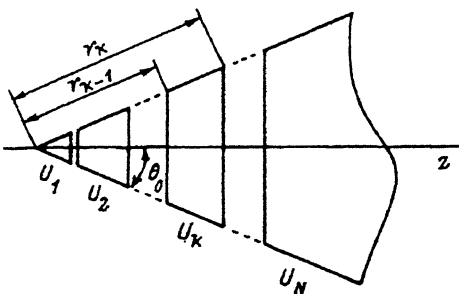


Рис. 2. Линзовая система из N конических электродов.

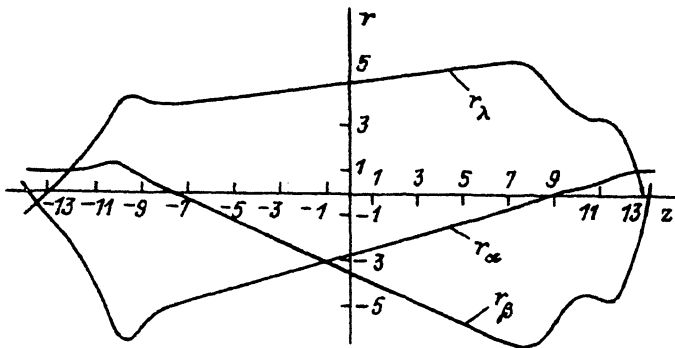


Рис. 3. Траектории в пятиэлектродной замедляющей линзе (масштабы по осям r и z различны).

быстродействующие программы для расчета оптических свойств систем, образованных цилиндрическими электродами. Рассматривались линзы, действующие в режиме значительного замедления, что дает возможность существенно повысить абсолютное разрешение спектрометра. Построение траекторий показало, что при наличии сильного замедления и при значительной длине системы фокусные расстояния могут быть отрицательными, а главные плоскости не обязательно перекрещены. Однако при этом линза остается собирающей, и для построения изображения можно пользоваться обычными формулами геометрической оптики. Иллюстрацией сказанного служит рис. 3, на котором показаны траектории электронов в замедляющей пятиэлектродной линзе с длинами средних электродов $L_1 = 2R$, $L_2 = 18R$, $L_3 = 2R$ и потенциалами $U_0 = 1.0$, $U_1 = 0.092$, $U_2 = 0.316$, $U_3 = 1.383$, $U_4 = 0.1$. Здесь r_β и r_α — основные траектории, первая из которых параллельна оси в пространстве предметов, вторая — в пространстве изображений; r_λ соединяет точки предмета и изображения.

Нами были подробно исследованы трехэлектродные замедляющие линзы с целью оптимизации величины пропускания. Пропускание A характеризовалось произведением $r_0\gamma_0$, где r_0 — радиус образца, частицы с которого попадают на входную щель анализатора; γ_0 — максимальный угол полураствора пучка, захватываемый линзой (для точки источника, расположенной на оптической оси). Следовательно, рассмотрение ограничено сравнительно небольшими размерами образца, для которых захватываемый угол раствора пучка практически не зависит от расстояния между точкой источника и осью. Поскольку ширина входной щели анализатора r_i считается постоянной и $r_i/r_0 = |M|$, где M — линейное увеличение линзы, то можно определить A как

$$A = \frac{\gamma_0}{|M|}. \quad (6)$$

При заданных замедлении и расстоянии между источником и входной щелью величина пропускания определяется геометрическими и электрическими параметрами линзы, а именно длиной и местонахождением среднего электрода, а также величиной приложенного к нему потенциала.

В качестве примера в таблице приведены результаты расчета системы, в которой расстояние от источника до изображения составляет

L_n/R	L_k/R	U_1/U_0	γ_0	M	A	$\frac{\Delta r_{xp}}{R\Delta\Phi}$	$\Delta r_{сф} \cdot 10^2/R$
2	2	8.16	0.021	0.40	0.052	0.36	0.216
3	2	6.81	0.024	0.49	0.050	0.39	0.208
5	2	5.03	0.022	0.49	0.046	0.44	0.200
7	2	4.28	0.017	0.40	0.044	0.46	0.200
2	3	1.80	0.010	0.49	0.020	0.84	0.120
3	3	1.78	0.010	0.50	0.020	0.84	0.120
5	3	1.74	0.010	0.50	0.019	0.84	0.120
7	3	1.75	0.009	0.49	0.019	0.84	0.120
2	5	0.99	0.010	1.10	0.009	1.33	0.104
3	5	0.99	0.010	1.09	0.009	1.33	0.104
5	5	0.98	0.010	1.11	0.009	1.34	0.104
2	7	0.92	0.013	2.16	0.006	1.83	0.120
3	7	0.92	0.013	2.16	0.006	1.82	0.120

$L = 12R$, а замедление заряженных частиц равно десяти. Для определенности мы полагали, что максимальное отклонение траектории от оси не превышает $0.1R$. В таблице приняты следующие обозначения: L_n — расстояние от источника до ближайшего зазора между электродами; L_k — расстояние от последнего зазора до изображения; U_1 — потенциал среднего электрода, Δr_{xp} — размытие изображения, вызванное хроматической аберрацией; $\Delta r_{сф}$ — обусловлено сферической аберрацией. Отметим, что для каждой конкретной геометрии системы, кроме указанного в таблице, существует еще одно значение потенциала U_1 , создающее изображение в заданной точке. Обычно это значение близко к нулю, а пропускание значительно ниже, чем в режимах, приведенных в таблице.

Анализ данных, указанных в таблице, позволяет сделать вывод, что пропускание линзы A в основном зависит от расположения ближайшего к изображению зазора, оно растет по мере уменьшения длины L_k , т.е. по мере приближения края среднего электрода к изображению. С уменьшением же длины L_n оно меняется крайне незначительно. Таким образом, при закреплении значения L_k увеличение длины среднего электрода практически не влияет на пропускание. Из таблицы также следует, что для достижения высоких пропусканий требуется подача сравнительно высоких потенциалов на средний электрод. Последнее ограничивает возможность повышения A за счет приближения зазора к изображению.

Отметим, что при $L_k \approx 5R$ потенциал на среднем электроде U_1 примерно равен потенциалу на первом электроде, т.е. линза фактически становится двухэлектродной. Ее пропускание составляет $A = 0.009$. Следовательно, в трехэлектродной линзе можно добиться существенного увеличения этого параметра.

Величины кружков размытия, обусловленных сферической и хроматической абберациями, и линейное увеличение линзы также практически полностью определяются длиной L_k .

Разрезание среднего электрода на две части (как симметричные, так и несимметричные) не привело к возрастанию пропускания, но позволило несколько варьировать увеличение системы. Увеличение полной длины системы вдвое при неизменном значении L_k привело к весьма незначительному изменению A , а также требуемых потенциалов и кружков абберационного размытия. Линейное увеличение при этом упало в 2.5–3.0 раза.

Для трехэлектродных систем, обеспечивающих замедление в 20 раз, потенциалы на среднем электроде возрастают умеренно с уменьшением L_k . В этом режиме увеличение пропускания ограничено той величиной L_k , при которой щель анализатора еще не попадает в область действия поля линзы.

При проведении локального анализа поверхности образца спектрометр должен обладать высоким пространственным разрешением. Этой цели можно добиться с помощью предфокусирующей линзовой системы, формирующей в плоскости входной щели спектрометра сильно увеличенное изображение образца. Линзовая система по-прежнему должна быть замедляющей, кроме того, как правило, требуется, чтобы между образцом и линзами существовал свободный от поля рабочий отрезок определенной длины. В трехэлектродной линзе удовлетворение этим трем требованиям оказывается не всегда возможным. Причина в том, что поскольку потенциалы на крайних электродах линзы различны, то мы не можем сделать оптическую силу линзы как угодно малой. Соответственно и положение фокуса $z_0(F)$ нельзя отодвинуть от центра линзы на любое требуемое расстояние, т.е. существует некоторое максимальное значение $z_0(F) = z_0(F)_{\max}$. Очевидно, что если координата плоскости источника не превышает максимальную координату фокуса $|z_0| \leq |z_0(F)_{\max}|$, то всегда можно подобрать потенциал на среднем электроде, обеспечивающий заданное значение увеличения M . В том же случае, когда $|z_0| > |z_0(F)_{\max}|$, значение увеличения ограничено величиной $|M|_{\max} = f_0 / (z_0 - z_0(F)_{\max})$. Здесь f_0 — значение фокусного расстояния линзы в том режиме, в котором достигается $z_0(F)_{\max}$. Следовательно, при необходимости добиться определенного значения увеличения $M = M^*$ мы можем отодвинуть источник от центра линзы не дальше, чем на расстояние $|z_0|_{\max}$

$$|z_0|_{\max} = \frac{f_0}{|M^*|} + |z_0(F)|_{\max}. \quad (7)$$

Иллюстрацией сказанного является рис. 4, на котором представлена зависимость положения изображения z_i и увеличения от потенциала на среднем электроде для различных значений рабочего отрезка L_n (длина среднего электрода составляет $2R$, замедление равно десяти). Отметим, что, уменьшая замедление, мы облегчаем условия получения требуемых значений L_n и M , усиление замедления ужесточает задачу.

Увеличивая число электродов, составляющих линзу, можно снять ограничения, накладываемые на величину рабочего отрезка L_n . Нами была исследована пятиэлектродная линза, которую можно рассмотреть как две последовательно расположенные трехэлектродные линзы, причем последний электрод первой линзы служит первым электродом вто-

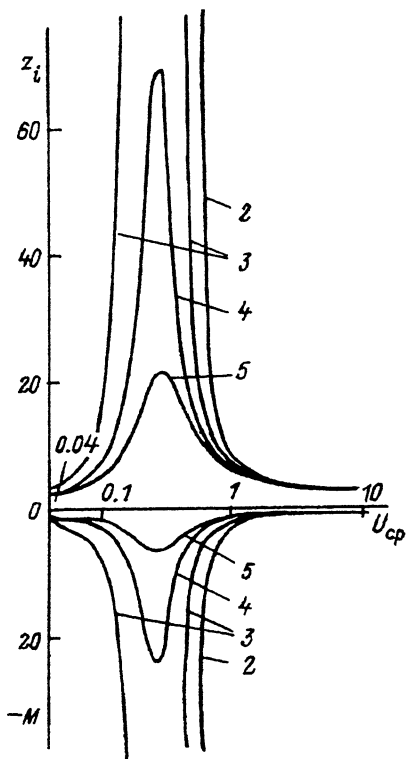


Рис. 4. Зависимость положения изображения и увеличения от пртенциала на среднем электроде U_{cp} трехэлектродной линзы для различных L_H (цифры у кривых).

рой (рис. 5). Если сделать первую линзу одиночной, то ее оптическая сила может быть как угодно мала, что позволяет отодвигать левый крайний зазор сколь угодно далеко от источника. При этом, однако, следует учесть, что и длина системы в целом будет возрастать. Изображение, создаваемое первой линзой и служащее источником для второй, может быть расположено как угодно близко к среднему электроду второй линзы, что значительно облегчает получение большого увеличения.

Сравним возможности трех- и пятиэлектродных линз на конкретном примере. Трехэлектродная линза с длиной среднего электрода $2R$, замедляющая заряженные частицы в 10 раз и создающая увеличение $M = 10$ при полной длине $L = z_i - z_0 = 36.8R$, позволяет расположить источник на расстоянии $L_H = 4.5R$ от ближайшего зазора. В этом режиме потенциалы на электродах линзы, отнесенные к ускоряющему напряжению, равны соответственно 1.0, 0.265, 0.1. В пятиэлектродной системе первая линза является одиночной и обеспечивает увеличение в 2 раза,

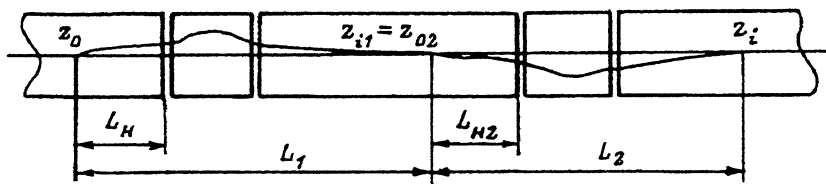


Рис. 5. Схема пятиэлектродной линзы и траектории в ней.

вторая линза обладает увеличением $M = 5$ и замедляет частицы в 10 раз. Такая система дает возможность увеличить отрезок L_n в 2 раза, при этом однако общая длина системы увеличивается на $8.2R$, т.е. на 22%. Если мы хотим сохранить прежнюю длину системы $L = 36.8R$, то выиграть в величине L_n удастся примерно на $1.1R$. В последнем случае длины трех внутренних электродов составляют $2R$, $3.4R$ и $2R$. Относительные потенциалы на них равны 0.225, 1.0, 3.85. Отметим, что пропускание пятиэлектродной линзы выше, чем трехэлектродной, в 1.7 раз.

Подробный сравнительный анализ трех- и пятиэлектродных предфокусирующих систем показал, что последние обладают следующими преимуществами. Как уже говорилось, мы в принципе можем отодвинуть источник как угодно далеко от линзы, однако при этом будем иметь большую длину системы. При сохранении общей длины мы можем несколько увеличить рабочий отрезок L_n . Кроме того, при неизменной длине L_n можно уменьшить общую длину системы. При неизменных значениях L и L_n можно добиться значительного роста увеличения.

Список литературы

- [1] Chutjan A. // Rev. Sci. Instr. 1979. Vol. 50. N 3. P. 347-355.
- [2] Wannberg B., Sköllermo A. // J. Electr. Spectr. and Relat. Phen. 1977. Vol. 10. N 1. P. 45-78.
- [3] J. Osterwalder, M. Sagurton, P. J. Orders et al. // J. Electr. Spectr. and Relat. Phen. 1989. Vol. 48. P. 55-99.
- [4] Цыркин Л. Э. Избранные задачи расчета электрических и магнитных полей. М.: Сов. радио, 1977. 319 с.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
22 апреля 1992 г.