

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ И ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ФОКУСИРУЕМОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ЛИНЗОЙ

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

Проведен процесс оптимизации токопрохождения в одиночной электростатической линзе с цилиндрическими электродами. Рассмотрено влияние линзы на относительный разброс во времени пролета заряженных частиц и осуществлена его минимизация. Показана перспективность применения электростатической линзы во времяпролетных спектрометрах.

В целом ряде электронно- и ионно-оптических приборов назначение фокусирующей линзовой системы состоит не в том, чтобы сформировать электронно-оптическое изображение, а в том, чтобы сконцентрировать на детекторе максимально возможное число частиц, вылетающих из источника в широком диапазоне углов. Такая задача возникает, например, при исследовании поверхности вещества методом ВИС, когда вылетающие с поверхности заряженные частицы требуется собрать в максимально большом угле, провести через тракт, включающий масс-спектрометр, и зарегистрировать детектором. При этом встает вопрос о работе линз с существенно непараксиальными пучками, что не всегда позволяет ограничиться решением уравнения траектории даже с точностью до аббераций третьего порядка. Использование современной вычислительной техники дает возможность на основании численных методов точно рассчитать прохождение широкого пучка через линзовую систему и найти оптимальное решение поставленной задачи.

Рассмотрим прохождение пучка с большим углом расходимости через осесимметричную электростатическую линзу. Будем считать, что частицы, вылетающие из источника, предварительно ускорены и фокусирующая система не меняет их энергии. Остановимся на широко используемой линзе, образованной цилиндрическими электродами равного диаметра. Распределение потенциала в такой системе можно получить в аналитическом виде [1]. В трехэлектродной линзе (рис. 1) в предположении бесконечно узких зазоров между электродами оно имеет вид

$$\varphi(r, z) = U + \frac{2(U_1 - U)}{\pi} \int_0^{\infty} \sin \frac{\mu l}{2} \cos \mu z \frac{I_0(\mu r)}{I_0(\mu)} \frac{r d\mu}{\mu}. \quad (1)$$

Здесь U и U_1 — значения потенциалов на электродах линзы, $I_0(\mu r)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Поскольку интеграл (1), а также выражения для $\partial\varphi/\partial r$ и $\partial\varphi/\partial z$ являются быстроосциллирующими функциями во всем пространстве, кроме окрестности точек $z = \pm l/2$, то они были преобразованы в ряды с помощью теоремы о вычетах.

На основании полученных выражений для поля проведено численное интегрирование уравнений движения и изучено поведение широкого пучка за-

ряженных частиц. При этом мы более подробно рассмотрели такой вариант, когда линза расположена близко к источнику для захвата пучков с большими углами расходимости, а детектор находится сравнительно далеко из-за необходимости разместить перед ним анализирующие системы. Размер детектора был принят равным диаметру апертуры линзы.

На траектории частиц, движущихся вблизи электродов линзы, существенное влияние оказывают aberrации высших порядков. В том случае, когда в парак-

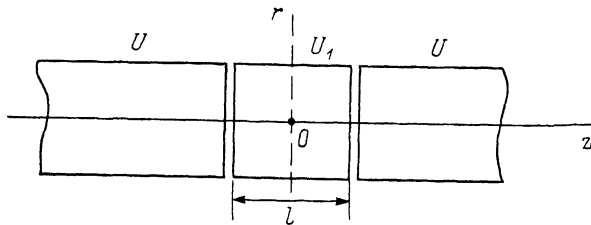


Рис. 1. Схема одиночной трехэлектродной линзы.

сиальном приближении линза создает изображение источника на детекторе, частицы, вылетающие из источника под большими углами, пересекают ось за линзой значительно ближе к ней, чем расположена плоскость детектора. В этой плоскости, как показал расчет, образуется пятно, размеры которого превышают размеры детектора. Поэтому нами был предпринят поиск оптимального режима работы линзы, позволяющего собрать на детекторе максимальное число частиц.

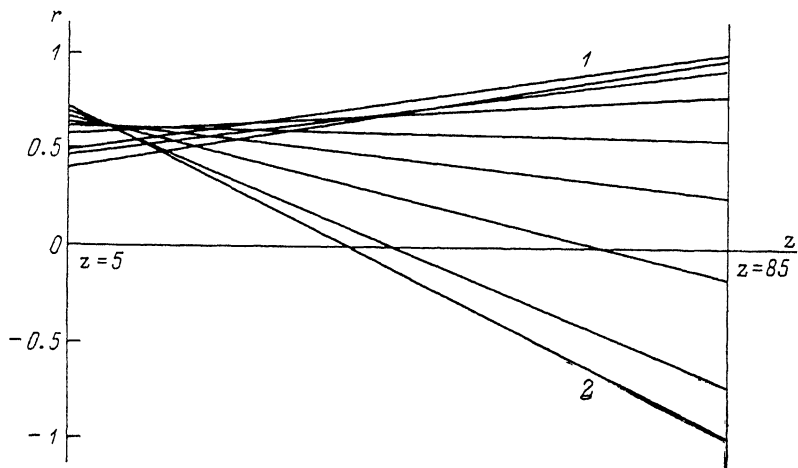


Рис. 2. Ход траекторий в пространстве за линзой.

Очевидно, что для уменьшения размеров пятна на детекторе линзу необходимо ослабить, уменьшая потенциал на среднем электроде. При этом приосевые траектории с небольшими входными углами фокусируются за детектором, а при дальнейшем понижении потенциала начинают расходиться. Одновременно точка пересечения с осью траектории с большими входными углами приближается к детектору. Отсюда видно, что при постоянном потенциале линзы с ростом входного угла траекторий точки их пересечения с плоскостью детектора сначала удаляются от оси, затем начинают приближаться к ней. При этом среди расходящихся приосевых траекторий имеется одна, достигающая в плоскости детектора максимального отклонения от оси. Процесс ослабления линзы проводится до тех пор, пока максимальное отклонение приосевых траекторий не становится равным размеру детектора. Таким образом определяется искомое значение потенциала на среднем электроде.

Рассмотрим далее траектории, угол входа которых больше, чем у траектории, имеющей максимальное отклонение от оси в плоскости детектора. По мере уве-

личения угла входа эти траектории приближаются к центру детектора, затем пересекают ось и начинают удаляться от него. Вычислив траекторию, попадающую в противоположный край детектора, можно найти максимальный входной угол частиц. Сказанное иллюстрируется рис. 2, где показан ход траекторий между выходом из линзы и детектором (показана только верхняя половина пучка). Как видно, максимальное отклонение в верхней части детектора определяется некоторой промежуточной траекторией 1, а в нижней — крайней траекторией 2.

Расчет проводился для следующих геометрических и электрических параметров линзы: расстояние от источника до центра линзы равно 5, расстояние от центра линзы до детектора 85, длина среднего электрода линзы $l=2$. Здесь и в дальнейшем все линейные величины измеряются в единицах радиуса апертуры линзы. Отношение потенциала на среднем электроде линзы к ускоряющему потенциалу составляет $U_1/U=3.075$ (для однозарядных ионов). Тангенс максимального угла наклона траектории на входе в линзу равен $\text{tg } \alpha=0.155$.

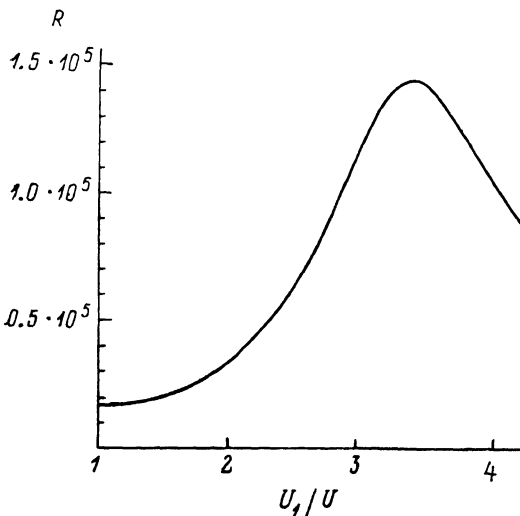


Рис. 3. Зависимость величины R от потенциала линзы при $\text{tg } \alpha=0.011$.

Для сравнения укажем, что в отсутствие линзы на детектор попадает пучок, тангенс угла полураствора которого равен 0.011. Расчет, проведенный в параксиальном приближении, дает, что изображение на детекторе формируется при потенциале на среднем электроде, равном $U_1=3.590 U$. Если линза работает в этом режиме, то максимальный угол полураствора пучка, регистрируемый детектором, составляет 0.105, т. е. в полтора раза меньше, чем в найденном оптимальном режиме.

Заметим, что при дальнейшем уменьшении потенциала на среднем электроде линзы на детектор попадают частицы с тангенсом входного угла, большим, чем 0.155. Однако при этом часть внутренних частиц

пучка выходит за пределы детектора. Токопрохождение в таком случае оказывается меньше, чем в найденном выше режиме.

Описанная линза может быть использована в сочетании с различными анализирующими приборами для повышения их чувствительности. Нами была рассмотрена возможность ее применения во времяпролетных масс-спектрометрах. Здесь существенным является исследование влияния линзы на временные характеристики пучка. Этому вопросу посвящена вторая часть работы.

Будем характеризовать относительный разброс во времени пролета величиной ρ , определяемой следующим образом:

$$\rho = \frac{t_{\max} - t_{\min}}{t_{\min}}. \quad (2)$$

Здесь t_{\min} , t_{\max} — соответственно минимальное и максимальное время пролета от источника до детектора частиц пучка; минимальное время затрачивает частица, движущаяся по оси. В отсутствие линзы для моноэнергетических частиц одинаковой массы имеем

$$\rho = \frac{1 - \cos \alpha}{\cos \alpha}, \quad (3)$$

т. е. ρ не зависит от положения детектора и определяется только максимальным углом полураствора пучка. В дальнейшем для удобства будем пользоваться обратной величиной $R=\rho^{-1}$. Как уже указывалось, для выбранных геометрических параметров в отсутствие линзы $\text{tg } \alpha=0.011$, при этом $R=1.64 \cdot 10^4$.

Исследуем вначале влияние линзы на разброс во времени прохождения частиц от источника до детектора при неизменном угле раствора пучка. Считаем, что перед линзой установлена диафрагма, ограничивающая угол входа. Проведенные расчеты показали, что при использовании линзы можно получить помимо уменьшения размеров пятна на детекторе также уменьшение относительного разброса во времени пролета до него, т. е. роста R . Отметим, что при $z < < 10^3$ максимальное время пролета до детектора имеют те частицы пучка, которые вылетают из источника под наибольшим углом. Поэтому для вычисления R достаточно рассчитать только две траектории: указанную выше и осевую. На рис. 3 представлена зависимость R от относительного потенциала на среднем электроде линзы U_1/U при $\text{tg } \alpha = 0.011$ и $z = 85$.

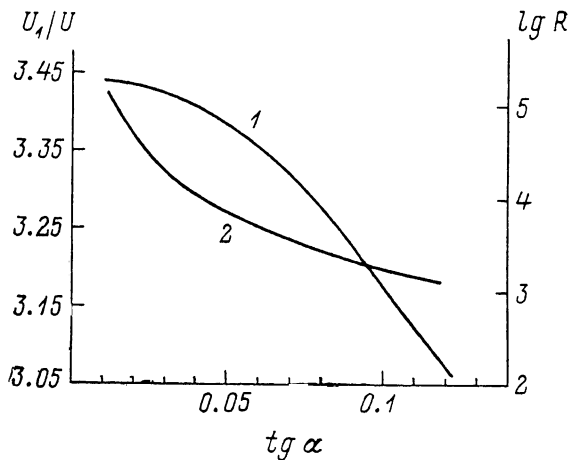


Рис. 4. Связь между углом полураствора пучка и потенциалом на среднем электроде линзы, обеспечивающая максимальное значение R (1).
2 — зависимость $\lg R$ от угла полураствора пучка.

Из анализа траекторий следует, что величина R достигает максимума в том случае, когда траектории, ограничивающие пучок на выходе из источника, за линзой параллельны оси z . Внутренние траектории пучка при этом являются расходящимися. Как показал расчет, сразу после прохождения линзы разброс во времени пролета заряженных частиц несколько увеличивается, но на большом расстоянии от линзы времена пролета сближаются за счет того, что траектории идут более полого и длина крайних траекторий уменьшается.

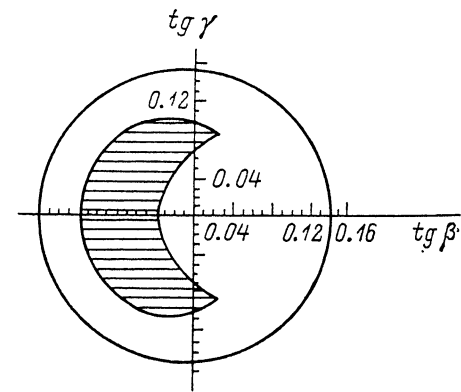


Рис. 5. Влияние сдвига точечного источника на токопрохождение в системе.

Рассмотрим далее, как влияет увеличение угла раствора пучка на относительный разброс времен пролета, что позволит определить связь между повышением чувствительности времяпролетных масс-спектрометров и достигаемой разрешающей способностью. Из расчетов следует, что с увеличением угла раствора пучка уменьшается потенциал на среднем электроде линзы, при котором достигается максимум величины R , сама величина R при этом также падает. Во всех оптимальных режимах траектории, ограничивающие пучок на выходе из источника, после прохождения линзы становятся параллельными оси z , а внутренние — расходящимися.

На рис. 4 приведена зависимость оптимального относительного потенциала U_1/U от тангенса угла полураствора пучка (кривая 1). Достижимое при этом на детекторе значение величины R представлено кривой 2 в логарифмическом масштабе. Из рис. 4 следует, что при $\text{tg } \alpha > 0.033$ относительный разброс во временах пролета становится больше, чем в отсутствие линзы. Таким образом, при дальнейшем увеличении угла раствора пучка повышение токопрохождения в анализирующем приборе возможно только при понижении его разрешающей способности по сравнению с первоначальной.

В процессе оптимизации при увеличении угла раствора пучка размер пятна в плоскости детектора также растет. Поиск оптимального режима можно проводить только до тех пор, пока размер пятна не превысит диаметр детектора.

В данной геометрии такой момент наступает при тангенсе угла полураствора пучка, равном 0.118, и потенциале на среднем электроде $U_1 = 3.075 U$. Этот режим питания линзы совпадает с режимом, найденным в первой части работы при поиске оптимального токопрохождения. Очевидно, что при дальнейшем расширении входной диафрагмы поиск максимального значения R приводит к режимам линзы, формирующим пятно, превосходящее размер детектора.

При необходимости дальнейшего повышения токопрохождения можно расширить диафрагму или убрать ее, не меняя потенциала линзы. В этом случае мы будем работать уже не в оптимальном по величине R режиме, поскольку за линзой в пучке появятся также сходящиеся траектории. Ход траекторий в отсутствие диафрагмы показан на рис. 2. Как уже указывалось, граничной является траектория, которая после прохождения линзы попадает на противоположный край детектора, тангенс ее входного угла составляет 0.155. Как и следовало ожидать, увеличение угла раствора пучка приводит к уменьшению R . В рассматриваемом случае ($U_1/U = 3.075$) $R = 1.27 \cdot 10^8$ при $\text{tg } \alpha = 0.118$ и $R = 6.34 \cdot 10^2$ при $\text{tg } \alpha = 0.155$.

Сдвиг точечного источника относительно оси z ухудшает параметры системы, при этом токопрохождение меняется более существенно, чем относительный временной разброс. Например, если точечный источник расположен на расстоянии 0.025 от оси z , то величина R уменьшается на несколько процентов. В этом случае пропускание частиц с различными углами входа иллюстрируется рис. 5. Здесь β — проекция угла наклона траектории на плоскость xoz , γ — проекция на плоскость yoz , источник сдвинут в направлении оси x , потенциал на среднем электроде линзы $U_1 = 3.075 U$. Заштрихованная область соответствует траекториям тех частиц, которые не попадают на детектор. С увеличением потенциала линзы заштрихованная площадь уменьшается и при некотором значении потенциала может обратиться в нуль. Поэтому при сравнительно больших площадях источника следует увеличивать потенциал на линзе по сравнению с оптимальным значением, полученным для точки на оси. Таким образом, для источника конечных размеров токопрохождение увеличивается не пропорционально площади источника, а медленнее.

В работе были рассмотрены также другие варианты линз с цилиндрическими электродами. Получено, что уменьшение длины среднего электрода приводит к росту оптимальных потенциалов и уменьшению R при прочих равных условиях. Исследованные варианты линз, образованных пятью электродами, позволили улучшить параметры лишь на несколько процентов, что, по-видимому, не оправдывает усложнения системы.

Список литературы

- [1] Цярлин Л. Э. Избранные задачи расчета электрических и магнитных полей. М.: Сов. радио, 1977. 319 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
15 декабря 1989 г.
В окончательной редакции
22 марта 1990 г.