

Применение формулы Донкина в теории энергоанализаторов. II

© П.Г. Габдуллин, Ю.К. Голиков, Н.К. Краснова, С.Н. Давыдов

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 1 декабря 1998 г. В окончательной редакции 18 августа 1999 г.)

Продолжается исследование класса полевых структур конического типа. Анализируется поле, потенциал которого задается следующим аналитическим выражением:

$$\Phi(x, y, z) = \frac{x}{z + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}. \quad (1)$$

Потенциал (1) получен на основе формулы Донкина, в работе [1] описываются свойства полей такого типа.

Рассмотрим подробнее динамику потоков заряженных частиц в этом поле. Чтобы создать данное распределение поля в некоторой области пространства, ограничивающим электродам энергоанализирующей системы придадим форму эквипотенциальных поверхностей, один из электродов (нижний) заземлим, а на другой подадим отклоняющий потенциал. В качестве нижнего электрода выберем эквипотенциал с номером $\Phi = 1$, а выбор верхнего будет сделан позднее, он будет зависеть от максимальной высоты траектории частиц в поле.

Реальное движение частицы зависит от ее заряда, массы, действующих потенциальных полей, начальных условий и линейных размеров системы. Изоморфная математическая модель содержит меньшее число независимых параметров, определяющих структуру движения, так как несколько физических параметров объединяются в один сложный безразмерный параметр выбором специальных единиц измерения. Это упрощает аналитические структуры, удаляя из них несущественные коэффициенты и сохраняя при этом ясный физический смысл всех величин. Именно такую безразмерную модель движения [2] мы и будем использовать в настоящей работе.

Уравнения движения частиц (в данном случае электронов) в поле тогда можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= -\frac{z^2 + y^2 + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{(z + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2})^2 \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \\ \ddot{y} &= \frac{xy}{(z + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2})^2 \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \\ \ddot{z} &= \frac{x(z + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2})}{(z + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2})^2 \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Систему уравнений аналитически разрешить не удается, поэтому воспользуемся численными методами (например, методом Рунге–Кутты IV порядка).

В рамках исследования всех электронно-оптических свойств поля была создана комплексная компьютерная программа, позволяющая рассчитать и построить весь набор траекторий, варьируя начальные параметры: энергию, координаты и начальный угол влета. На основании

полученных данных были построены зависимости линейной дисперсии, коэффициентов сжатия от начальной энергии частиц. Поскольку представленные результаты являются предварительными и носят оценочный характер, то мы ограничились рассмотрением лишь режима граница–граница.

Точечный источник

Точечный источник находится в точке с координатами $(x = 1, y = 0, z = 0)$, лежащей на поверхности $\Phi = 1$. Начальная безразмерная энергия варьировалась в промежутке от 0 до 1.4, угол влета в поле, т.е. угол, который составляет вектор скорости с осью x , выбирался из диапазона $0-45^\circ$. Исследовался слаборасходящийся пучок, направленный в сторону к особенности поля — начала координат вдоль оси x . Центральная траектория такого пучка лежит в плоскости $y = 0$, а траектории частиц, ограничивающие его, имеют небольшое отклонение от этой плоскости, в нашем случае оно составляет 1° в обе стороны.

На рис. 1 представлены зависимости углов влета и вылета частиц от начальной энергии в условиях фокусировки первого порядка на границе поля. Как видно из диаграммы, при малых значениях энергии режим фокусировки граница–граница осуществляется практически, как и в плоском зеркале, $\theta_{1\Phi} = \theta_{2\Phi} = 45^\circ$. С ростом энергии угол влета θ_1 падает, а угол вылета θ_2 растет. Причем рост $\theta_2(W)$ происходит быстрее, чем спад $\theta_1(W)$. Это объясняется тем, что наибольшее воздействие поле оказывает на частицы уже на второй части ее траектории, поскольку именно в этой части пространства эквипотенциальные поверхности сильнее искажены по сравнению с плоским конденсатором. Для сравнения отметим, что для частицы с энергией $W = 0.5$ угол влета $\theta_1 = 38^\circ$, вылета $\theta_2 = 62^\circ$, а для частицы с энергией $W = 1$ эти величины соответственно равны $\theta_1 = 27^\circ$ и $\theta_2 = 90^\circ$.

В полях конического типа проявляется "телескопический" эффект: любой параллельный пучок, имеющий конечную толщину и ширину, в поле испытывает сжатие

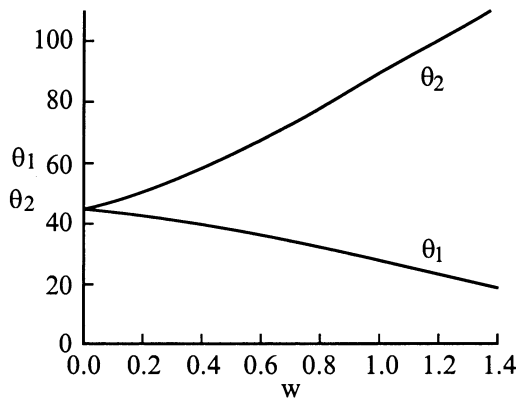


Рис. 1. Зависимость углов влета θ_1 и углов вылета θ_2 из поля (1) частиц от их начальной энергии в режиме фокусировки граница–граница. Источник имеет координаты (1,0,0); слабо-расходящийся пучок частиц, движущийся к началу координат, имеет разброс в углах относительно центральной траектории, лежащей в плоскости $y = 0$, в 2° .

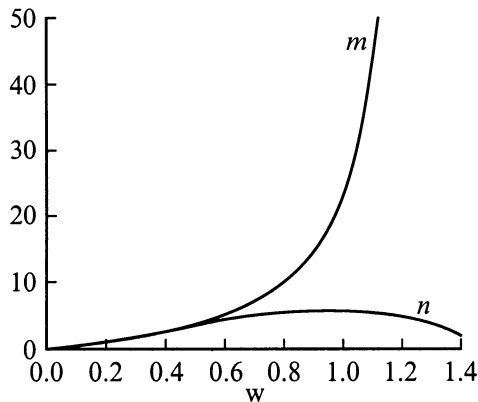


Рис. 2. Коэффициенты сжатия широкого пучка в поле (1) в двух направлениях x — M и y — N . Коэффициенты рассчитаны в условиях режима фокусировки первого порядка граница–граница.

при движении к особенности поля — началу координат или расширяется, если частицы движутся в обратную сторону. Исследуемое поле не является исключением. В рассматриваемом режиме пучок заряженных частиц, имеющих конечные начальные размеры, сужается.

Рис. 2 иллюстрирует названный выше эффект. Коэффициент сжатия M характеризует изменение ширины вводимого пучка в направлении x : $M = \Delta x_1 / \Delta x_2$, а коэффициент N — в направлении y : $N = \Delta y_1 / \Delta y_2$. Вследствие свойств полей конического типа можем записать, что коэффициент сжатия в любом из направлений есть отношение его начальной координаты к конечной, т. е.

$$M = \frac{x_1}{x_2}, \quad N = \frac{y_1}{y_2}. \quad (3)$$

Как видно из диаграммы, наибольшее сжатие пучок частиц испытывает в направлении движения, а в поперечном направлении коэффициент сжатия не превышает 6

в широком интервале исследуемых энергий. Например, для потока частиц с энергией $W = 1$ коэффициенты сжатия вдоль направления x и y соответственно равны $M = 23$ и $N = 6$, а коэффициент сжатия по площади xy будет $M \times N = 138$.

Одной из основных электронно-оптических характеристик прибора является дисперсия по энергии

$$D = \frac{\Delta x}{\Delta W} W. \quad (4)$$

Линейная энергетическая дисперсия в плоскости движения имеет максимум для энергий в диапазоне 0.45–0.55 условных единиц (рис. 3).

Помимо названной характеристики качество прибора характеризуется и разрешающей силой R : $R = W_0 / \Delta W$, поскольку ошибка анализа в первую очередь определяется величиной неразрешенного интервала ΔW . Величина R зависит от линейной энергетической дисперсии, а также от размера выходной диафрагмы. Последняя благодаря "телескопическому" эффекту в поле гораздо

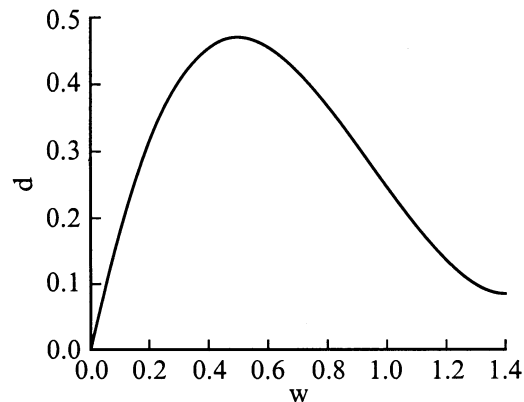


Рис. 3. Линейная энергетическая дисперсия в исследуемой полевой структуре D .

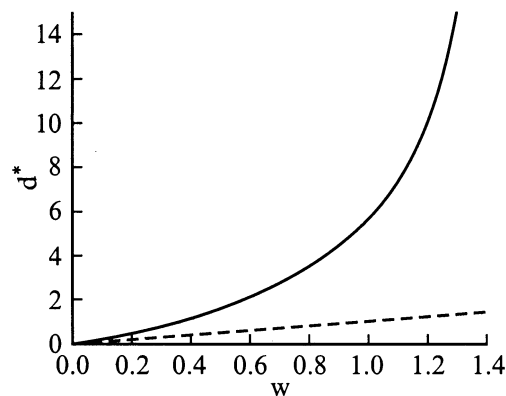


Рис. 4. Зависимость эффективной энергетической дисперсии, приведенной ко входу D^* , от начальной энергии частиц в условиях фокусировки первого порядка граница–граница. Штриховая кривая — аналогичная величина для поля плоского конденсатора.

меньше входной диафрагмы. Размер выходной щели можно оценить как ширину входной, умноженной на коэффициент сжатия. Следовательно, в приборах такого типа целесообразнее использовать в выражении для разрешающей силы R вместо обычной дисперсии D эффективную дисперсию, приведенную ко входу D^* : $D^* = D \times M$.

График, показывающий изменение D^* в зависимости от начальной энергии частиц, представлен на рис. 4. Видно, что D^* растет практически по экспоненциальному закону с ростом энергии. Для сравнения на рисунке приведена штриховая кривая для плоского конденсатора при тех же начальных данных. Для частиц с энергией $W = 1$ эффективная дисперсия $D^* = 5.5$ в поле (1) и $D^* = 1$ в поле плоского конденсатора.

Источник конечных размеров

Теперь рассмотрим, как трансформируется полем (1) поток частиц, эмиттируемый с некоторой площадки конечных размеров. Выберем следующий режим работы: начальная энергия частиц $W = 1$, $\theta_1 = 27^\circ$. Пусть частицы эмиттируются с нижнего электрода ($\Phi = 1$) с площадки размером $x = 1 \pm 0.05$, $y = 0 \pm 0.05$, центральной точкой является точка с координатами (1; 0; 0). Воспользуемся разработанной компьютерной программой, построим набор траекторий, пронизывающих выбранную площадку, и пусть каждая траектория лежит в одной из плоскостей $y = \text{const}$. Как показали расчеты, частицы засветят пятно, форма которого будет искажена по сравнению с заданной — квадратной, а его размеры уменьшатся.

На основании проведенного анализа можно сделать следующее заключение. Пусть мы исследуем поток заряженных частиц в приборе с базовым размером 100 mm. Источником является площадка размером 10×10 mm. Пучок, введенный в область поля через нижний электрод, которому придана форма эквипотенциальной поверхности с номером $\Phi = 1$ под углом 27° , выйдет из поля практически перпендикулярно. При этом его геометрические размеры в плоскости x — y , практически сохранив форму параллелепипеда, уменьшатся по площади более чем в 130 раз (!). В таком режиме работы эффективная дисперсия будет составлять $D^* = 5.5$, а относительное энергетическое разрешение $r \approx 0.08\%$.

Такая энергоанализирующая система может быть применена, например, для монохроматизации потоков заряженных частиц с дальнейшей транспортировкой потоков и использованием уже монохроматизированных пучков, например, в системах для энергоанализа. Несомненно, преимущество такого монохроматора по сравнению с традиционно используемыми приборами в электронной спектроскопии. Вследствие свойства "телескопичности" мы можем через широкую входную диафрагму ввести в поле электронный пучок на порядок большей интенсивности, чем в традиционных системах. На узкой выходной диафрагме мы получим уже монохроматизи-

рованный электронный поток, соразмерный по абсолютному разрешению традиционным системам, но намного большей интенсивности. Таким образом, мы можем, как показывают расчеты, превысить как минимум в три раза значение интенсивности монохроматизированного потока электронов при сохранении абсолютной величины разрешения по сравнению с получаемыми на данный момент аналогичными величинами в известных системах монохроматизации. В традиционных системах эти величины следующие: максимально возможный ток $I_m = 10^{-9}$ А при энергетическом разрешении $\Delta E = 10$ meV.

Другое применение можно найти для широких разреженных потоков с целью компрессии, скажем, в экспериментах по исследованию космических лучей. Также система, обладающая высокими электронно-оптическими характеристиками, подобная исследуемой в данной работе, может быть использована и в методиках электронной и ионной спектроскопии для энергоанализа.

Реализация системы

Несомненным достоинством рассматриваемой полевой структуры является то, что технологически развивать такую систему несложно. Для создания электрода нужной формы (эквипотенциаль $\Phi = 1$) можно воспользоваться следующей технологией. Как уже отмечалось, эта структура относится к классу конических структур, т. е. для любой эквипотенциальной поверхности имеются прямые составляющие — лучи, исходящие из начала координат, плюс плоскость симметрии $y = 0$. Сечение эквипотенциальной поверхности плоскостью $x = \text{const}$ представляет собой параболы, но в зависимости от координаты x изменяется ее вид: по мере приближения к точке $x = 0$ ветви параболы приближаются к плоскости $y = 0$. Придав форму парабол двум металлическим оправкам, расположив их в пространстве, можно зафиксировать данную конструкцию, натянув нити, соединяя оправки по лучам. Такая конструкция для нижнего электрода вполне приемлема, поскольку нижний электрод обычно заземляется или на него подается потенциал источника. Верхний электрод можно заменить практически плоской пластиной, установив ее в соответствующем месте пространства.

Заключение

Таким образом, в первой части данной работы рассмотрены простейшие полевые структуры с коническими эквипотенциалами, созданные на базе формулы Донкина, представлена перспективность дальнейших исследований и вытекающих из них результатов, несмотря на простоту аналитического представления получаемых потенциальных полей. Интерес к такому классу полей вызван объединяющим их свойством "телескопического" деформирования потоков заряженных частиц. Показан

принцип построения "конусовидных" полей, включающих в себя уже известные структуры и открывающий широкие возможности нахождения новых для дальнейшего исследования и возможного применения в энергоанализе. Решена задача Коши для данного вида полей с плоскостью симметрии, что в свою очередь приводит к возможности решения различного вида обратных задач электронной оптики.

Расчет электронно-оптических характеристик одного из простейших представлений потенциала, созданного на основе формулы Донкина, приведенный во второй части работы, показывает интерес к возможному практическому применению полей "конического" типа в монохроматизации либо компрессии широких объемных потоков заряженных частиц. Площадь изображения источника на входе при прохождении через подобную систему уменьшается (при определенных условиях работы) более чем в 100 раз. При этом приведенная ко входу дисперсия по энергии в плоскости движения превышает в несколько раз аналогичную величину такого хорошо известного поля, как, например, поле плоского конденсатора. Конусовидность же данного поля позволяет применить довольно простой и изящный метод построения эквипотенциальных поверхностей и соответственно реальных энергоанализирующих приборов.

Список литературы

- [1] Габдуллин П.Г., Голиков Ю.К., Краснова Н.К., Давыдов С.Н. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 2. С. 91–94.
- [2] Голиков Ю.К., Уткин К.Г., Чепарухин В.В. Расчет элементов электростатических электронно-оптических систем. Л.: Изд-во ЛПИ, 1984. 78 с.