

# УМЕНЬШЕНИЕ АБЕРРАЦИЙ В ЛИНЗЕ МОРОЗОВА ПУТЕМ УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ СИСТЕМЫ ВВОДА ФОКУСИРУЮЩИХ ПОТЕНЦИАЛОВ

*В.И. Бутенко, Б.И. Иванов*

*ННЦ ХФТИ, г.Харьков, Академическая ул., 1, 61108, Украина*

*butenko@kipt.kharkov.ua; ivanovbi@kipt.kharkov.ua*

Разработана компьютерная модель плазменной линзы Морозова, в которой магнитные поверхности являются эквипотенциалами электрического поля. Приведены результаты компьютерного моделирования фокусировки ионов с учетом их продольного, радиального и азимутального движения. Произведена оптимизация магнитного и электрического полей по величине и распределению в пространстве. Промоделировано влияние дискретного распределения потенциалов на фокусировку ионов и рассмотрены связанные с этим aberrации. С целью их уменьшения предложена более совершенная схема ввода в плазму фокусирующих потенциалов.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время имеется большая потребность в развитии физики и техники интенсивных ионных пучков (см., напр., [1-3]). Вопросы фокусировки, транспортировки, сепарации таких пучков важны для физики плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, ядерной физики, физики и техники ускорителей, лучевой терапии, разделения изотопов, пучковых технологий. Существенной особенностью подобных операций с интенсивными ионными пучками является то, что во избежание кулоновской неустойчивости их заряд должен быть скомпенсирован электронами. В этом случае целесообразно применение плазмооптических фокусирующих систем [1,3], разработка которых инициирована А.И. Морозовым с сотрудниками [3-5], а в последнее время в основном развивается группой А.А. Гончарова [6-8].

В отличие от вакуумных линз, плазмооптические системы могут работать с большими ионными токами – вплоть до сотен и более ампер в широком диапазоне энергий [3]. Эти системы имеют большую фокусирующую силу; они могут быть как собирающими, так и рассеивающими. Создание плазмы в линзах может осуществляться фокусируемыми пучками в результате ионизации остаточного газа и вторичной эмиссии с электродов и стенок [6-8]. Кроме того, возможно заполнение линз плазмой с помощью внешних источников, что предпочтительнее с точки зрения оптимизации фокусировки. Подбирая соответствующие распределения магнитных и электрических полей, в плазмооптических системах можно устранять в принципе любые aberrации.

Основная цель данной работы – с помощью компьютерного моделирования рассмотреть возможности уменьшения геометрических aberrаций при фокусировке широкоапертурных компенсированных ионных пучков, т.е. aberrаций, зависящих от радиуса и угла инжекции частиц, а также от пространственного распределения электромагнитных полей и способа ввода фокусирующих потенциалов в линзу.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В работах [3-11] теоретически и экспериментально исследуются осесимметричные линзы. В этом случае магнитный вектор-потенциал имеет только одну, азимутальную, компоненту  $A_\phi$ . Для теоретического анализа вводится так называемая функция магнитного потока [5]:

$$\psi(r, z) = rA_\phi(r, z). \quad (1)$$

При этом уравнение магнитной силовой поверхности имеет вид [12]:

$$rA_\phi = \text{const}. \quad (2)$$

В линзе Морозова связь между потенциалом электрического поля  $\Phi(r, z)$  и функцией магнитного потока  $\psi(r, z)$  выражается соотношением:

$$\Phi(r, z) = F[\psi(r, z)], \quad (3)$$

где функция  $F$  определяется или выбирается из условий оптимальной фокусировки.

Выражая компоненты электрического и магнитного полей через  $\psi$  и  $F$  и подставляя эти компоненты в уравнения движения частиц в форме Ньютона в цилиндрической системе координат, получим уравнения для расчета траекторий частиц в линзе [10]:

$$\frac{dV_r}{dt} = \frac{q}{mr} \frac{\partial \psi}{\partial r} \left( \frac{1}{c} V_\phi - r \frac{dF}{d\psi} \right) + \frac{V_\phi^2}{r}; \quad (4)$$

$$\frac{dV_\phi}{dt} = -\frac{q}{mcr} \left( V_z \frac{\partial \psi}{\partial z} + V_r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{V_r V_\phi}{r}; \quad (5)$$

$$\frac{dV_z}{dt} = -\frac{e}{mr} \frac{\partial \psi}{\partial z} \left( r \frac{dF}{d\psi} - \frac{1}{c} V_\phi \right), \quad (6)$$

где  $c$  – скорость света, а  $q$ ,  $m$ ,  $V$  – заряд, масса и скорость фокусируемых частиц.

В работах [6-8] используется конфигурация магнитного поля со встречным включением трех коротких соленоидов, что позволяет локализовать вблизи центральной плоскости линзы так называемые опорные электроды, с помощью которых электрические потенциалы вводятся в плазму. В данной рабо-

те такая конфигурация моделируется тремя соосными витками одинакового радиуса, причем токи в боковых витках противоположны току в центральном витке. Магнитное поле кольцевого тока  $J_n$  (при радиусе витка  $a_c$  и координате  $l_n$  на оси  $z$ ) описывается азимутальной компонентой вектор-потенциала [12,13]:

$$A_{\varphi,n} = \frac{4J_n}{c k_n} \sqrt{\frac{a_c}{r}} \left[ \left(1 - \frac{k_n^2}{2}\right) K(k_n) - E(k_n) \right], \quad (7)$$

$$k_n^2 = \frac{4a_c r}{(a_c + r)^2 + (z - l_n)^2},$$

где  $c$  – скорость света,  $K$  и  $E$  – полные эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода,  $n$  – номер витка. В соответствии с принципом суперпозиции, суммарное поле  $n$  витков:  $A_{\varphi} = \sum_n A_{\varphi,n}$ .

Схема линзы представлена на рис. 1. Центральный виток 1 расположен при  $z = 0$ , а боковые витки 2 – при  $z_s = \pm 5$  см. Рассчитывалась топография магнитных поверхностей для различных соотношений токов в центральном и боковых витках ( $J_c$  и  $J_s$ , соответственно). В дальнейшем использовалась топография силовых линий (на рис.1 изображены пунктиром) при соотношении  $J_c = -1.5 J_s$ , которое обеспечивает удовлетворительное их распределение по объему линзы.

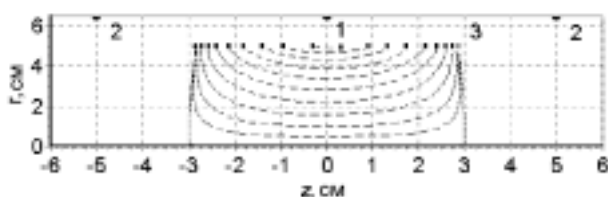


Рис.1. Схема линзы Морозова (1–центральный токовый виток, 2–боковые токовые витки, 3–опорные электроды)

При моделировании фокусировки предполагается, что объем линзы заполнен плазмой, плотность и другие характеристики которой достаточны для компенсации пространственного заряда пучка и создания требуемых фокусирующих полей. (Плазма большой плотности, с высокой степенью ионизации и однородности, в объеме достаточных размеров может быть создана с помощью лазера, см., например, [14]). В центральной области линзы, расположенной между сепаратрисами, в области которых продольное магнитное поле проходит через ноль, магнитным поверхностям сообщается потенциал электродов 3, через которые они (поверхности) проходят. Границы центральной области:  $-2.8 \text{ см} < z < 2.8 \text{ см}$ . Магнитные поверхности слева и справа от центральной области находятся при нулевом потенциале. На основе соотношений и уравнений (1)-(7) нами разработана компьютерная модель плазменной линзы Морозова, позволяющая воспроизводить траектории частиц и оптимизировать параметры линзы. При этом уравнения (4)-(6) решались методом Адамса 4-го порядка.

### 3. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОТЕНЦИАЛА

Проведем расчет траекторий ионов при параметрах, сопоставимых с экспериментальными в работах [6-8]: энергия протонов  $W = 20$  кэВ, радиус инжектируемого пучка  $r_0 = 3.5$  см, радиус опорных электродов 3.7 см, радиус токовых витков  $r_a = 6.5$  см, координата инжектора протонов  $z_0 = -50$  см, ток протонов 1 А. К уравнениям (1)-(7) добавим начальные условия, соответствующие инжекции параллельно оси однородного моноэнергетического пучка частиц:

при  $t = 0$  -  $V_z = V_0$ ,  $V_r = V_{\varphi} = 0$ ,  $z = z_i$  ( $z_i < 0$ ),  $r = r_i$ , где  $z_i$  – координата торца инжектора, радиус инжекции частицы  $r_i$  задается от нуля до величины меньшей радиуса опорных электродов  $R$ , который в свою очередь меньше радиуса токовых витков  $a_c$ .

Как и в предыдущих работах [9-11], граничные условия задавались нами в виде распределения потенциала по радиусу в плоскости центрального витка:  $\Phi(r, 0) = B_1 r^2 + B_2 r^4 + B_3 r^6 + \dots$ , которое путем подбора размерных коэффициентов  $B_n$  оптимизировалось по максимуму плотности ионного тока на оси в области фокуса. При необходимости радиальное распределение может быть пересчитано в распределение потенциала по цилиндрической поверхности  $\Phi(R, z)$ . Отметим, что для успешной реализации оптимального распределения потенциала требуется применение прецизионного, локального, бесконтактного метода измерения величины и пространственного распределения напряженности электрического поля в плазме.

В рассматриваемом случае фокусировки минимальным геометрическим aberrациям соответствует оптимизированное распределение потенциала по радиусу (в киловольтах) в виде:

$$\Phi(r, 0) = 0.225 r^2 - 4.26 \cdot 10^{-3} r^4 + 6.00 \cdot 10^{-5} r^6. \quad (8)$$

Для такого оптимального распределения рассчитаны траектории ионов и распределение плотности тока ионов по радиусу в области фокуса (см. рис. 2), при этом максимальное значение  $J_{max} = 8 \text{ кА/см}^2$ . В результате оптимизации коэффициент компрессии пучка составил  $3.1 \cdot 10^5$ . Для удобства сравнения с экспериментом оптимальное распределение потенциала по радиусу в плоскости центрального витка (формула (8)) пересчитано в оптимальное распределение потенциала по длине цилиндрической поверхности радиуса  $R = 3.7$  см, на которой расположены опорные электроды (см. рис. 3).

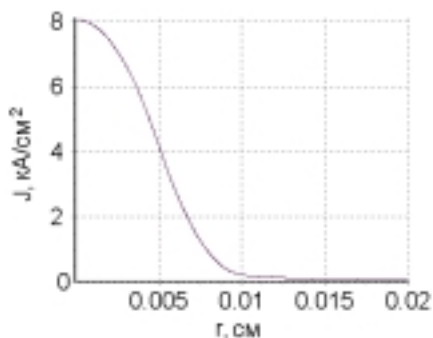


Рис.2. Зависимость плотности тока ионов от радиуса в фокальной плоскости при оптимальном распределении потенциала

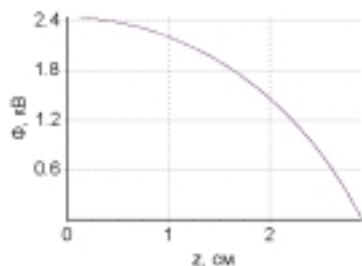


Рис.3. Оптимизированное распределение потенциала по длине в области опорных электродов

#### 4. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ ПРИ ДИСКРЕТНОМ ЗАДАНИИ ФОКУСИРУЮЩИХ ПОТЕНЦИАЛОВ

##### 4.1. СТУПЕНЧАТОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛОВ

До сих пор в расчетах нами принималось непрерывное распределение фокусирующего потенциала по координатам. В отличие от этого, в экспериментах [6-8] потенциалы в плазму вводятся с помощью конечного числа (5 или 9) цилиндрических электродов. Рассмотрим случай 9-ти электродной линзы, что соответствует заданию 6-ти дискретных значений потенциала в линзе, из которых 6-й потенциал соответствует нулевому потенциалу на оси. В экспериментах [6-8] применялись электроды конечной длины (их радиус 37 мм, длина 12 мм, зазор между ними 1.5 мм, полная длина системы электродов 120 мм), задающие ступенчатое распределение потенциала, которое в плазме отчасти сглаживалось. В наших расчетах при указанных выше параметрах электродов потенциал последних задавался **В**-сплайнами 3-го порядка. При этом количество контрольных точек принималось равным количеству электродов, умноженному на порядок **В**-сплайна  $k=3$ , а значения каждой трех контрольных точек принимались равными величине потенциала соответствующего электрода. Такой **В**-сплайн на каждом третьем интервале имеет участки, параллельные оси абсцисс, определяющие эффективную длину электрода. Степень сглаживания определялась соотношением эффективных длин электродов и зазоров между ними, при этом полная длина системы электродов оставалась постоянной (о сплайнах см.,

напр., [15], о целесообразности применения сплайнов для аппроксимации полей в корпускулярных линзах см. [16]). На рис. 4 и 5 приведены рассчитанные (при эффективных зазорах 3.5 мм) сглаженное распределение потенциала и траектории протонов при задании на электродах дискретных потенциалов, взятых из оптимального распределения, представленного на рис. 3. Найдено соответствующее этому случаю распределение плотности тока протонов по радиусу в фокальной плоскости (см. рис. 6), получено при этом  $J_{max}=0.5 \text{ A/cm}^2$  против  $8 \text{ kA/cm}^2$  при непрерывном оптимальном распределении потенциала. Как установлено, при ступенчатом распределении потенциала протоны на пологой части ступенек недофокусируются, а на крутой перефокусируются, поскольку пологой части ступенек соответствует  $\nabla\Phi < E_{opt}$ , а крутой –  $\nabla\Phi > E_{opt}$  (здесь  $E_{opt}(r)$  – оптимальная напряженность электрического поля).

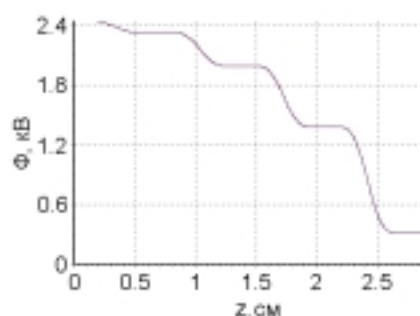


Рис.4. Сглаженное распределение потенциала в линзе при эффективных зазорах между опорными электродами 3.5 мм

При этом качество фокусировки плохое и слабо зависит от степени (и, очевидно, от способа) сглаживания ступенек. Полуширина фокального пятна ( $\approx 0.5 \text{ см}$ ), плотность тока ( $\approx 0.5 \text{ A/cm}^2$ ) и коэффициент компрессии по площади ( $\approx 20$ ) согласуются с экспериментальными результатами работ [6-8]. Дополнительные сведения по этому вопросу имеются в [11].

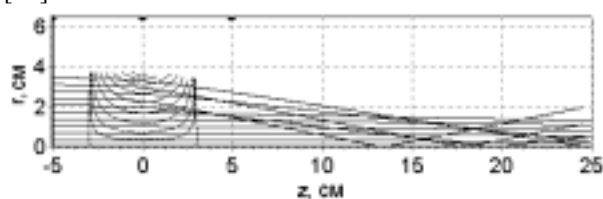


Рис.5. Траектории протонов, соответствующие сглаженному распределению потенциала в линзе при эффективных зазорах 3.5 мм

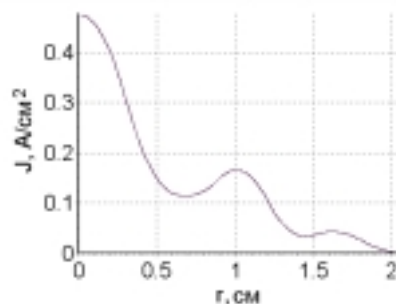


Рис. 6. Распределение плотности тока протонов по радиусу в фокальной плоскости, соответствующее рис. 4 и 5

#### 4.2. КУСОЧНО-ЛИНЕЙНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛОВ

Рассмотрим вопрос оптимизации ввода потенциалов в линзу Морозова. Начнем с того, что в этой линзе электроны совершают азимутальное трохойдальное движение в скрещенных электрическом и магнитном полях, причем их ведущие центры перемещаются по заданным магнитным поверхностям. Характерный размер трохойды  $\delta = V_d / \omega_c = c \nabla \Phi / \omega_c \sqrt{H_r^2 + H_z^2}$ , где  $V_d$  – дрейфовая скорость,  $\omega_c$  – электронная циклотронная частота; для типичных параметров линзы  $\delta \sim 0.1$ –1 мм. Для того чтобы продольный размер электрода  $\Delta z$  не влиял на формирование оптимального распределения потенциала (как это рассмотрено в разделе 4.1), он должен быть меньше шага трохойды ( $\Delta z < \delta$ ) или, во всяком случае, значительно меньше расстояния между электродами ( $\Delta z \ll d$ ).

Для оптимизации фокусировки вместо ступенчатого распределения фокусирующих потенциалов зададим кусочно-линейное. Для реализации последнего предлагается система опорных электродов (см. рис. 7), представляющая собой набор металлических шайб толщиной  $\sim 0.1$ –1 мм, разделенных диэлектрическими втулками. Линейное распределение потенциала между соседними электродами обеспечивается резистивным слоем, нанесенным на внутреннюю поверхность и торцы втулок. Внутренний диаметр системы достаточен для пропускания пучка.

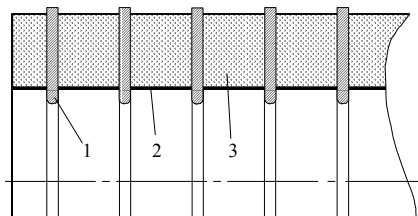


Рис. 7. Схема блока опорных электродов. 1 – электроды, 2 – резистивный слой, 3 – изолятор

На рис. 8 показан результат фокусировки протонов при кусочно-линейной аппроксимации оптимального распределения потенциала по  $z$  при наличии 9 электродов. Как видно, фокусировка в этом случае значительно улучшилась по сравнению со ступенчатым распределением потенциала, поскольку плотность тока ионов в фокусе достигла  $145 \text{ А/см}^2$  (компрессия  $5.51 \cdot 10^4$ ). С увеличением количества электродов (19 вместо 9) фокусировка, как и следовало ожидать, улучшается и плотность тока ионов в фокусе достигает  $230 \text{ А/см}^2$  (компрессия  $8.74 \cdot 10^4$ ).

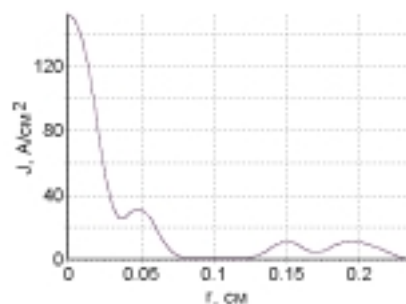


Рис. 8. Распределение плотности тока протонов по радиусу в фокальной плоскости, соответствующее кусочно-линейной аппроксимации

Следует подчеркнуть, что при экспериментальной оптимизации фокусировки необходимо контролировать распределение напряженности электрического поля в объеме плазменной линзы с помощью достаточно точного метода измерения.

Авторы благодарят В.И. Карася за обсуждение результатов работы и полезные советы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М.Д. Габович, Н.В. Плешивцев, Н.Н. Семашко // Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1986, 249 с.
2. Proc. CERN Accelerator School: Cyclotrons, Linacs and their Applications. Ed. S. Turner. Geneva, CERN 96-02, 1996.
3. А.И. Морозов. Плазмодинамика // Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под редакцией В.Е. Фортова, вводный том, книга III, разделы IX.3, IX.4. М.: Наука, 2000.
4. А.И. Морозов // Докл. АН СССР. 1965, т. 163, №6, с. 1363.
5. А.И. Морозов, С.В. Лебедев. Плазмооптика // Вопросы теории плазмы, 1974, т. 8, с. 247. М.: Атомиздат, 384 с.
6. А.А. Гончаров, А.Н. Добровольский, А.Н. Коцаренко и др. // Физика плазмы. 1994, т. 20, №5, с. 499.
7. А.А. Goncharov e.a. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1993, v. 21, p. 573.
8. А.А. Goncharov, A.V. Zatuagan, I.M. Protsenko // IEEE Trans. Plasma Sci. 1993, v. 21, p. 578.
9. В.И. Бутенко, Б.И. Иванов // Физика плазмы. 2001, т. 27, № 6, с. 540.
10. В.И. Бутенко, Б.И. Иванов // Физика плазмы. 2002, т. 28, № 7, с. 651.
11. V.I. Butenko, B.I. Ivanov // Proc. of the XXth Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Tours, 2002, p. 182-185.; V.I. Butenko // Problems of Atomic Science and Technology, ser. "Nuclear Physics Researches". 2001, №3(38), p. 74-76.
12. А.И. Морозов, Л.С. Соловьев. Геометрия магнитного поля // Вопросы теории плазмы, т. 2, с. 3. М.: Госатомиздат, 1963, 264 с.
13. В.Смайт. Электростатика и электродинамика, Глава 7. М.: Издат. иностр. литер., 1954, 604 с.
14. M.J. Hogan, R. Assman, F.-J. Decker e.a. // Phys. Plasmas. 2000, v. 7, p. 2241-8.

15. К. Де Бор. *Практическое руководство по слайнам*. М.: Радио и связь, 1985, 303 с.

16. М. Силадьи. *Электронная и ионная оптика*. М.: Мир, 1990, 639 с.