

## ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА В СИЛЬНОТОЧНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЛИНЗЕ

*А.М.Завалов, В.Н.Горшков, А.А.Гончаров*

*Институт физики Национальной академии наук Украины*

*03039, Украина, Киев, проспект Науки, 46*

*тел. (044) 265-23-29, zavalov\_a@ukr.net*

Приводятся результаты компьютерного моделирования процесса установления стационарных состояний в сильноточной электростатической плазменной линзе, плазменная среда которой образуется широкоапертурным ионным пучком и электронами вторичной ионно-электронной эмиссии. В математической модели учитывались конкретные параметры плазменной линзы, используемой в экспериментах. Установлено образование в объеме ПЛ слоистой электронной структуры, определяемой неоднородным характером распределения внешнего потенциала на электродах-фиксаторах и изолирующего магнитного поля.

Электростатическая плазменная линза (ПЛ) (рис.1) состоит из системы коаксиальных цилиндрических электродов (центральный с максимальным потенциалом, крайние – заземлены) радиуса  $R$ , погруженных во внешнее магнитное поле, конфигурация силовых линий которого может создаваться как традиционными катушками с током, так и набором постоянных магнитов [1]. Поток ионов, входящий в линзу, отклоняется к оси системы под действием радиальной компоненты электрического поля

$E = -grad\phi$ , заряд пучка компенсируется электронами, выбиваемыми самим ионным пучком с электродов линзы, за счет вторичной ионно-электронной эмиссии. В силу замагничности электронов их поперечное движение оказывается затруднительным, в то время как подвижность вдоль силовых линий изолирующего магнитного поля сохраняется высокой. Это приводит к эквипотенциализации силовых линий, предсказанной впервые А.И. Морозовым [2,3]. При этом электроны имеют возможность транспортировать потенциал заземленных электродов на ось и, таким образом, вводить существенное, определяемое разностью потенциалов  $U(0, R) - U(0, 0)$  надтепловое электрическое поле в объем фокусируемого пучка. При выборе оптимального распределения потенциала и структуры магнитного поля для эффективной безабберационной фокусировки ионных пучков с различными параметрами необходимо понимание закономерностей образования объемного заряда.

Численные эксперименты для исследования рабочих режимов плазменной линзы проводились методом частиц в ячейке для бесстолкновительной плазмы [4]. Плотность тока эмиссии электронов с поверхности электродов линзы считалась однородной  $\alpha J_i$  ( $\alpha$  - коэффициент эмиссии,  $J_i$  - плотность потока ионов на входе линзы). Начальные энергии электронов равномерно распределены в интервале  $6 \dots 10$  эВ, углы вылета относительно нормали к по-

верхности электродов находятся в промежутке от 0 до 70 градусов. Через каждый интервал времени  $\Delta T = 7 \times 10^{-11}$  с в линзу запускалось  $N$  “новых” частиц с зарядом  $q$  и массой  $m$ .

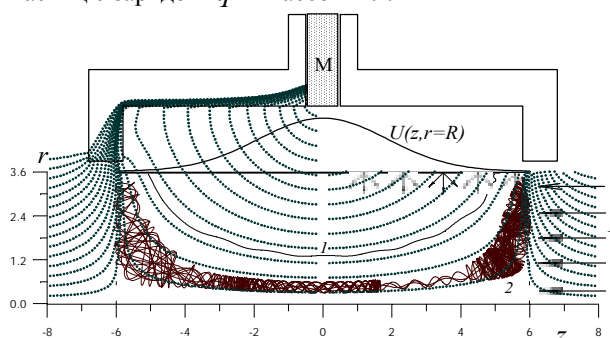


Рис.1. Схема плазменной линзы

Величины  $N$ ,  $\Delta T$  и  $q$  удовлетворяют соотношению  $Nq / \Delta T = \alpha J_i S_e$ , где  $S_e$  - площадь зоны эмиссии. Начальные данные для каждой частицы разыгрывались с помощью датчиков случайных чисел. Движение частиц описывается уравнением

$$m_e \frac{dv}{dt} = -e \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}] \right),$$

$\mathbf{v}$  - скорость электронов.

Уравнение движения решалось с шагом  $\Delta t \ll \Delta T$ . Через время  $\Delta T$  по координатам всех частиц методом «облака в ячейке» [4,5] вычислялось распределение плотности пространственного заряда электронов. Распределение объемного заряда ионов считалось однородным и соответствующим заданным энергии ионов и плотности тока  $J_i$ . По распределению суммарного объемного заряда  $\rho(z, r)$  рассчитывалось поле потенциала  $U(z, r)$ . Поскольку потенциал задан только на электродах линзы, то строилась следующая процедура его определения. Из системы уравнений

$$U(\mathbf{r}_i) = \iint_S \frac{\sigma(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}'|} dS' + \iiint_V \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}'|} dV$$

$U(\mathbf{r}_i)$  - потенциалы электродов в точках с радиус-векторами  $\mathbf{r}_i$ , интегралы вычисляются по поверхности электродов и объему линзы. Находилось распределение поверхностной плотности заряда на электродах, заданного в виде дискретного множества  $\sigma_k$ . После этого правая часть вычислялась для узлов  $\mathbf{r}_{ik}$  пространственной сетки объема линзы. Затем возобновлялся расчет движения частиц в скорректированном электрическом поле и производился запуск новой группы частиц эмиссии. И т.д. до установления самосогласованного с движением электронов квазистационарного распределения потенциала в линзе. В стационарном состоянии число частиц в объеме линзы составляло  $(1.5 - 3) \times 10^6$ . Убыль их определяется уходом из расчетной области. Расчеты были проведены для различных распределений потенциала на электродах линзы. Вид этого распределения задавался функцией  $f(z) = U(z, R) / U(0, R)$ .

На рис.2 приведено распределение объемного заряда в случае гауссовой зависимости от переменной  $z$  потенциала на электродах.

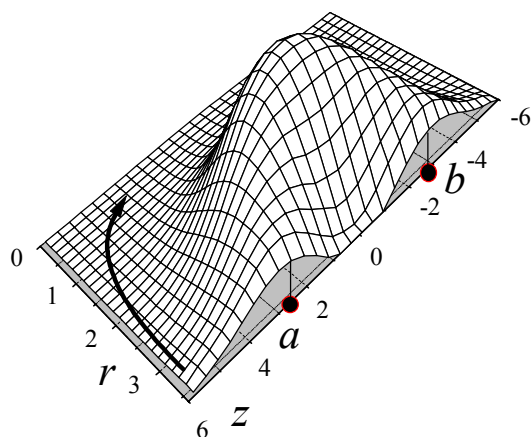


Рис.2. Распределение объемного заряда

Во всех точках объема линзы доминируют электроны. Максимальная «заселенность» ими достигается для силовой линии магнитного поля, которая начинается в точке  $a$  и заканчивается в точке  $b$ . В динамическом равновесии общее число частиц в объеме линзы практически не зависит в широких пределах от плотности потока вторичных электронов. Изменение потенциала в объеме обуславливается захваченными электронами, которые движутся вдоль этих линий. Выявленная неоднородность потенциала на электродах и неоднородности магнитного поля на торцах линзы являются теми факторами, которые увеличивают вероятность захвата элек-

тронов. Однако, как показывают расчеты, без учета ионного фона по мере заполнения электронами приосевой зоны возникает запирающий потенциал, препятствующий движению вторичных электронов от крайнего электрода вдоль силовых линий магнитного поля к оси системы. При наличии областей с нескомпенсированным ионным фоном запирающий потенциал не формируется. Избыточный отрицательный заряд в приосевой зоне возрастает, что приводит к снижению потенциала во всем объеме линзы и увеличению времени жизни электронов, что в итоге дает согласие с экспериментальными данными [6-10].

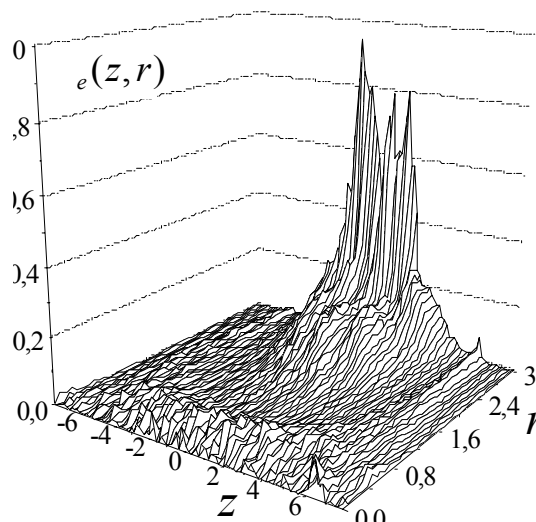
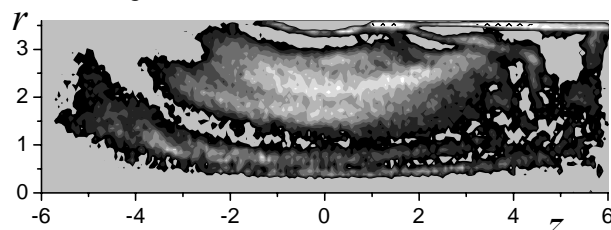


Рис.3. Модуль плотности объемного заряда в предположении избытка электронов во всех точках рабочего объема

При рассмотрении пучка однозарядных ионов меди, их концентрация  $n_i = 9.8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , плотность положительного объемного заряда  $\rho_i = 0.47 e d \cdot \text{CGSE} / \text{cm}^3$  (ионный ток в линзе 120 мА и  $U = 12 \text{ кВ}$ ). Для общего тока ионов 180 мА  $n_i = 1.47 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\rho_i = 0.7 e d \cdot \text{CGSE} / \text{cm}^3$ . Пространственная структура объемного заряда линзы существенно отличается от случая эквипотенциализации силовых линий магнитного поля и содержит выраженные слои избыточной концентрации электронов, расслоение объемного заряда усиливается с ростом тока.



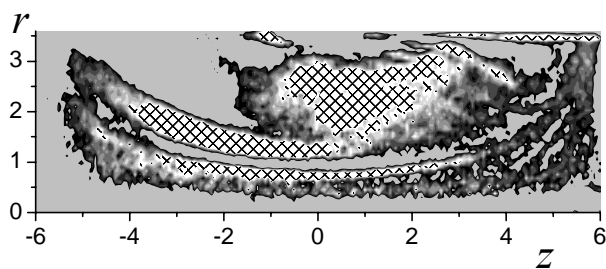


Рис.4. Структура пространственных распределений плотности заряда электронов при гауссовом потенциале на электродах линзы  $I=120$  и  $180$  мА

На рис.4. светло-серый фон – зоны, где плотность заряда ионов выше электронной. «Острова» на этом фоне – области доминирования электронов. Градация: 8 уровней от ионного фона (0.47 и 0.7 ед.  $CGSE/cm^3$  соответственно для малого и большого токов) до плотности заряда электронов равной 1. Зоны, где плотность заряда выше 1 ед.  $CGSE/cm^3$  отмечены штриховкой.

Образование зон доминирования ионов приводит к усилению заполнения внутренних областей плазменной линзы. Зоны, непосредственно прилегающие к оси линзы, слабо заполнены электронами эмиссии. В реальности они заполняются электронами, входящими через торец линзы, но здесь их роль незначительна. В ходе расчетов ионный фон повышался от нуля до указанных выше уровней линейно в течение времени  $\tau \approx 2 \cdot 10^{-7}$  с. При его резком изменении установление стационарного состояния затягивалось.

При изменении распределения потенциала на электродах его значения в объеме в значительной мере повторяют контуры решения, полученные в приближении эквипотенциализации силовых линий магнитного поля. Структура распределения пространственного заряда (рис.5) напоминает рис.4. Отметим слой повышенной концентрации электронов вблизи центрального электрода, связанный с

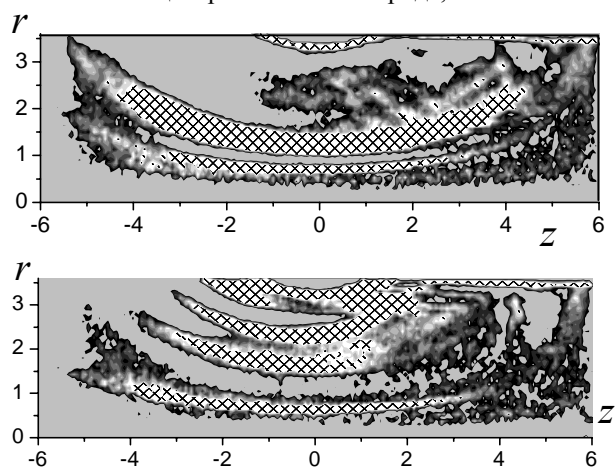


Рис.5. Структура пространственных распределений плотности заряда электронов при линейном и при экспоненциальном распределении потенциалов

на электродах

особенностями распределения потенциала на электродах. Приосевой слой, обусловлен неоднородностями магнитного поля в области, которые обуславливают захват электронов в объеме линзы. Два внутренних (локализованных между ними) слоя – эффект, обусловленный присутствием ионов. Они играют важную роль в целом при формировании рабочих режимов линзы. В данном случае мы наблюдаем чисто количественный эффект: с ростом тока развиваются структуры в объемном заряде линзы, которые не наблюдались ранее. При этом электрическое поле заметнее проникает в рабочий объем (рис.5). Снижение радиальной компоненты его напряженности на периферии пучка ослабит фокусировку в зонах, через которые проходит значительная часть общего ионного потока. Плотность объемного заряда представляет собой слоистую структуру в плоскости  $z - r$ , и каждый из слоев (кроме приосевого) начинается и заканчивается в области межэлектродных зазоров.

В заключении отметим, что рассмотренные выше распределения объемного заряда слоистой структуры могут породить различного рода неустойчивости в линзе, ухудшающие качества фокусируемого ионного пучка. Безабберационные режимы фокусировки с малым уровнем шумов следует искать в области малых магнитных полей, где исчезает скольжение электронных слоев и возможна самоорганизация плазменной среды на равновесных квазибриллюэновских орбитах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A.Goncharov, V.Gorshkov, S.Gubarev, A.Dobrovolsky, I.Protsenko, I.Brown // *Rev. Sci. Ins.* 2002, v.73, #2, p.1001.
2. А.И. Морозов // *ДАН СССР*. 1965, 163, вып.6, с.1363-1366.
3. А.И.Морозов, С.В.Лебедев // *Вопросы теории плазмы*.-1974, вып.8, с. 247-381.
4. Д. Поттер // *Вычислительные методы в физике*. М.: Мир, 1975, с.392.
5. Б.И. Волков, С.А. Якунин. Математические задачи плазмооптики. Сер. Математика, кибернетика. М.: Знание, 1982.
6. А.А. Гончаров, А.Н. Добровольский, А.Н. Коцаренко, А.И. Морозов, И.М. Проценко // *Физика плазмы*. 1994. т.20, № 5 с.499.
7. А.А. Goncharov // *Rev. Scient. Instr.* 1998, v.69, #2, p.1150.
8. А.А. Goncharov, A.N. Dobrovolsky, A. Zatuagan, I. Protsenko // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1993, v.21, p.573.
9. A. Goncharov, A. Zatuagan, I. Protsenko // 1993, v.21, p.578.
10. A. Goncharov, I. Protsenko, G. Yushkov, and I. Brown // *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2000, v.28, #6, p.2238

