

В. С. БОЛДАСОВ, Б. И. ВОЛКОВ, А. Г. СВЕШНИКОВ,
Н. Н. СЕМАШКО

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ФОРМЫ ПЛАЗМЕННОГО ЭМИТТЕРА И УСКОРЕННОГО ПУЧКА В ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

(Представлено академиком А. П. Тихоновым 8 II 1974)

1°. Во многих практических задачах весьма существенной является проблема формирования хорошо сфокусированных интенсивных потоков заряженных частиц. Сложность экспериментального исследования таких систем приводит к необходимости использования численных методов с привлечением ЭВМ, т. е. проведения численного эксперимента.

Методика проведения подобных численных экспериментов разрабатывается в последнее время рядом авторов (1-4). Накопленный к настоящему времени опыт позволяет исследовать модели, весьма близкие к реальным системам.

2°. Рассмотрим поппый источник, в котором поток заряженных частиц извлекается сильным электрическим полем из плазмы газового разряда. Будем считать, что граница плазмы резкая и электрическое поле в плазму не проникает. Это позволяет в данной модели рассматривать границу плазмы как эмиттер с постоянным потенциалом и постоянной плотностью тока вдоль него, последняя определяется температурой и плотностью соответствующей компоненты плазмы. В случае низкотемпературной плазмы при расчетах данной модели величиной тепловых скоростей частиц можно пренебречь. При этом в стационарном режиме на границе плазмы должна быть равна нулю нормальная составляющая суммарного электрического поля, т. е. внешнего, определяемого заданием электрического потенциала на электродах, и поля пространственного заряда пучка заряженных частиц, эмиттируемых плазмой.

Таким образом, возникает обратная задача определения формы установившейся границы плазмы при заданной плотности тока на границе плазмы и заданном внешнем электрическом поле, определяемом геометрией системы.

3°. Соответствующая математическая задача состоит в решении самосогласованной системы уравнений движения заряженных частиц

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -e \nabla \Phi \quad (1)$$

и краевой задачи для потенциала Φ суммарного электрического поля в области T , определяемой геометрией системы:

$$\Delta \Phi = -4\pi \rho(M), \quad M \in T, \quad (2)$$

$$\Phi|_{\Gamma_1} = 0, \quad \Phi|_{\Gamma-\Gamma_1} = \Phi(P), \quad P \in \Gamma - \Gamma_1,$$

где Γ_1 — неизвестная граница плазмы, Γ — заданная граница ионно-оптической системы, значения потенциала $\Phi_0(P)$ на которой известны.

Плотность $\rho(M)$ в уравнении (2) при решении самосогласованной задачи зависит от координат и скоростей заряженных частиц. Существуют различные алгоритмы ее определения. В настоящей работе алгоритм определения плотности основан на варианте метода «больших частиц».

ложенном в (5). При этом на границе плазмы Γ_1 должна быть задана плотность тока

$$\mathbf{j}|_{\Gamma_1} = j_0 \mathbf{n}, \quad (3)$$

где \mathbf{n} — нормаль к Γ_1 . Задание j_0 определяет заряд «больших частиц» и частоту их испускания границей плазмы Γ_1 .

Положение неизвестной границы Γ_1 определяется из дополнительного условия

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right|_{\Gamma_1} = 0, \quad (4)$$

что соответствует условию равенства нулю нормальной составляющей суммарного электрического поля на границе плазмы.

Решение задачи (1)–(4) строится методом «больших частиц» (5) и методом установления, при котором условие (4) заменяется условием «подвижной» границы

$$\frac{dS}{dt} = \alpha \left. \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right|_{\Gamma_1}, \quad (5)$$

где S — смещение точки границы Γ_1 по нормали к этой границе, а α — некоторый итерационный параметр. Заметим, что прямое использование условия (5) в численных расчетах может привести к большим ошибкам, связанным с численным дифференцированием. Поэтому при численных расчетах вместо условия (5) удобнее определить смещение точек границы из эквивалентного условия

$$\Delta S = 2\Delta t \alpha \frac{\Phi - \Phi_{\text{п}}}{h}, \quad (6)$$

где Φ — значение потенциала в точке, отстоящей от границы на расстоянии $h/2$ (h — шаг разностной сетки), а $\Phi_{\text{п}}$ — потенциал в этой точке, определенный по закону Ленгмюра «трех вторых» (4).

Краевая задача (2) на каждом временном шаге решается конечно-разностным методом переменных направлений с использованием схем второго порядка точности (6).

Итерационные циклы по t проводятся до установления границы Γ_1 с заданной точностью.

4°. Реализация изложенного алгоритма позволила провести расчет ряда модельных задач. Приведем результаты исследования плоской периодической системы, изображенной на рис. 1. Здесь прямые $y=0$ и $y=y_m$ — линии симметрии системы, на которых выполняются условия

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right|_{y=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right|_{y=y_m} = 0$$

и условия зеркального отражения заряженных частиц.

Важнейшими характеристиками системы являются полный ток I и угол расходимости θ , определяющий степень фокусировки пучка. Под углом расходимости θ мы, как обычно, понимаем тот интервал угловой зависимости плотности тока на коллекторе, на котором плотность тока падает в e раз по отношению к максимальной плотности тока.

Расчеты показали, что имеет место весьма существенная зависимость угла расходимости θ от плотности тока на эмиттере (рис. 2). Указанная на оси абсцисс безразмерная плотность тока связана с размерной соотношением

$$j_{\text{разм}} = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{\Phi_1^{3/2}}{a^2} j_{\text{безр}}, \quad (7)$$

где Φ_1 и a — масштабные множители для электрического потенциала и линейных размеров соответственно.

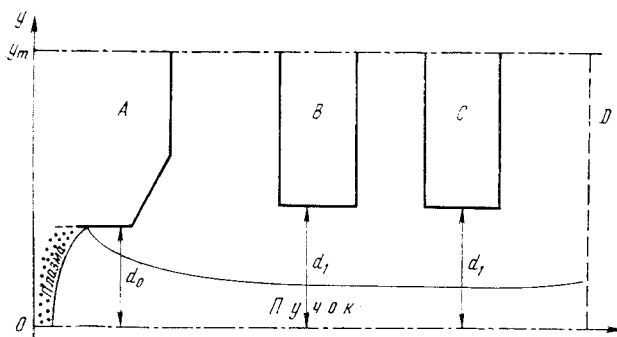


Рис. 1. Общий вид ионно-оптической системы. *A* — ограничивающий электрод, *B* и *C* — ускоряющие электроды, *D* — коллектор

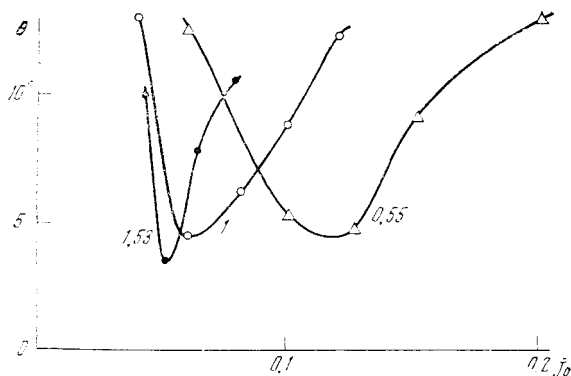


Рис. 2. Зависимость угла расходимости θ от безразмерной плотности тока. Цифры у кривых — значения $\lambda = d_0/d_1$

Различные кривые на рис. 2 соответствуют различным значениям параметра $\lambda = d_0/d_1$, определяющего геометрию системы. Заметим, что увеличение относительных размеров плазменного эмиттера приводит к уменьшению «оптимального» угла расходимости. Однако соответствующая кривая в области «оптимального» значения угла расходимости становится более крутой, что определяет известную неустойчивость «оптимального» режима.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
6 II 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ П. Т. Кириштейн, Г. С. Кайно, У. Е. Уотерс, Формирование электронных пучков, М., 1970. ² В. П. Ильин, Вычислительные системы. Численные методы расчета электронно-оптических систем. Сборн. тр. I Всесоюз. семинара, Новосибирск, «Наука», 1967, стр. 58. ³ W. Cooper, K. Berkner, R. Pyle, Nuclear Fusion, № 12 (1972). ⁴ Б. И. Волков, А. Г. Свешников, Н. Н. Семашко, ДАН, т. 201, № 4, 806 (1971). ⁵ А. В. Захаров, А. А. Самарский, А. Г. Свешников, ДАН, т. 197, № 3, 554 (1971). ⁶ А. А. Самарский, Введение в теорию разностных схем, М., 1971.