

20. Kasper E., Ströer M. A new method for the calculation of magnetic fields in systems with unsaturated yokes and its application in electron optics// Optik. 1989. V. 83. № 3. P. 93—100.
21. Kasper E. An advanced boundary element method for the calculation of magnetic lenses// Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res., Sec. A. 2000. V. 450. P. 173—178.
22. Kasper E., Ströer M. A new method for the calculation of magnetic fields// Inid. 1990. V. 298. P. 1—9.
23. Weth A. V. D., Becker R. A hybrid method using BEM and FDM for the calculation of 2 D magnetic fields including materials with field-dependent permeability// Ibid. V. 427. P. 399—403.
24. Lencová B., Lenc M. The computation of open electron lenses by coupled finite-element and boundary integral methods// Optik. 1984. V. 68. № 1. C. 37—60.
25. Бахвалов Н. С., Жидков Н. П., Кобельков Г. М. "Численные методы". — М.: Изд-во БИНОМ. Лаборатория знаний, 2004.
26. Формалев В. Ф., Ревизников Д. Л. "Численные методы". — М.: Физматлит, 2004.
27. Федоренко Р. П. Введение в вычислительную физику. — М.: Изд-во МФТИ, 1994.
28. Birkhoff G. Angular singularities of elliptic problems// J. Approximation Theory. 1972. V. 6. P. 215—230.
29. Веселов Г. И., Платонов Н. И. Определение электромагнитного поля в окрестности ребер диэлектрического стержня с подложкой// Известия вузов МВ и ССО СССР. Сер. Радиотехника. 1985. Т. 28. № 2. С. 92—94.
30. Mantič V., Paris, F., Berger J. Singularities in 2D anisotropic potential problems in multi-material corners. Real variable approach// Int. J. of Solids and Structures. 2003. V. 40. P. 5197—5218.

Статья поступила в редакцию 14 ноября 2007 г.

Hybrid method of modeling magnetic system with saturable materials

D. E. Greenfield

Orion Research-and-Production Association, Moscow, Russia

A. P. Shulenok

Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow, Russia

Mathematical modeling of electron-optical instrumentation often requires high accuracy and smoothness of the calculated electric and magnetic fields within the entire work region, not only at the axis of symmetry, which is necessary to construct aberrational expansions in the vicinity of any arbitrary principle trajectory. Here we propose an effective method of solving the non-linear magnetostatic problems, which is based on decomposition of the computational domain into a few subdomains with different numerical approached being used within them: the method of finite elements and the method of boundary elements. Joining the solution at the subdomain boundaries is guaranteed by employing a single iterative process to minimize the energy integral. The method developed in this way allows modeling the magnetic fields with better accuracy at lower numerical expenses.

УДК 537.534.2

Исследование ионно-оптических характеристик инжектора ионов

С. Н. Мордик, В. И. Возный, В. И. Мирошниченко, В. Е. Сторижко, Д. П. Шульга

Институт прикладной физики НАН Украины, г. Сумы, Украина

Разработан, изготовлен и испытан макет ионного инжектора для ускорительных приложений, который объединяет геликоновый источник ионов и фильтр Вина. Получены следующие параметры источника ионов инжектора электростатического ускорителя: плотность плазмы 10^{11} — $9 \cdot 10^{12}$ см⁻³; плотность ионного тока 10—130 мА/см²; яркость ~100 А/(м² рад² эВ); энергетический разброс 30 эВ при ВЧ-мощности, вводимой в плазму, 40—400 Вт и рабочем давлении в разрядной камере 2—10 мТорр. Методом матрицантов проведен расчет эволюции фазовых множеств в инжекторе ионов.

Инжектор ускорителя ионов должен обеспечивать следующие основные параметры: высокую яркость однородного и контролируемого по составу ионов в пучке малый энергетический разброс;

большой срок службы (не менее 1000 ч); экономичный режим работы (источник ионов должен работать с минимально возможным количеством рабочего вещества, с минимальным уровнем вво-

димой в плазму мощности); малые габаритные размеры самого источника ионов, масс-сепаратора, систем питания и газообеспечения.

Задача повышения яркости пучка в плазменных источниках ионов (наиболее часто используемых в качестве инжекторов аналитических установок) является очень сложной, но в то же время необходимой для большинства ионно-пучковых приложений.

Теоретический предел яркости источника при известных электронной и ионной температурах T_e , T_i и плотности плазмы n можно рассчитать по формуле [1]

$$B_n = \frac{I}{(\pi \varepsilon_n)^2} = \frac{I}{(2\pi R)^2} \left(\frac{kT_i}{m_i c^2} \right)^{-1},$$

где m_i — масса иона;
 c — скорость света в вакууме;
 k — постоянная Больцмана;

$I = \pi R^2 j_+$ — ток эмиссии ионов;
 R — радиус эмиссионной плазменной поверхности ионного источника;

$$j_+ = 0,4qn_+ \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} \text{ — плотность эмиссионно-}$$

го тока;

$\varepsilon_n = \beta\gamma R\alpha_t$ — нормализованный эмиттанс эмиссии ионов;

$$\beta = \frac{v}{c}, \gamma = (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}, v \text{ — скорость ионного пучка;}$$

$$\alpha_t = \frac{p_t^{(\max)}}{p_z} = \frac{2m_i V_{T_i}}{m_i \beta \gamma c} \text{ — половинный угол}$$

эмиссии;

$$V_{T_i} = \sqrt{\frac{kT_i}{m_i}} \text{ — тепловая скорость ионов.}$$

Выражение для максимума поперечного импульса $p_t^{(\max)} = 2m_i V_{T_i}$ получено в предположении, что распределение скоростей частиц в плазме является максвелловским, т. е. $f(v) = \exp\left(-\frac{mv^2}{kT_i}\right)$.

Таким образом, высокояркостные плазменные ионные источники должны иметь плазму с высокими ионной плотностью и электронной температурой. В то же время ионная температура должна быть низкой, чтобы получать ионные пучки с малым разбросом по импульсу и малым эмиттансом.

Высокая яркость пучка может быть получена при его экстракции с высокой плотностью тока и

малым эмиттансом. Одним из возможных вариантов повышения плотности плазмы в ВЧ-источнике ионов является создание эффективного ВЧ-разряда с внешним магнитным полем [2—5]. В геликоновом источнике внешнее магнитное поле способствует возбуждению в плазме электромагнитных геликоновых волн и волн Трайвелпис–Гулда, энергия которых может проникать в глубь плазмы и поглощаться во всем плазменном объеме, в то время как в традиционных ВЧ-источниках без магнитного поля плазма образуется в результате индуктивного ВЧ-разряда, и глубина проникновения ВЧ-поля ограничена глубиной скин-слоя.

В данной работе представлены результаты исследований геликонового источника ионов с повышенной плотностью плазмы, используемого в качестве инжектора электростатического ускорителя.

Экспериментальная установка

В ИПФ НАН Украины разработана, изготовлена и отлажена установка, позволяющая производить экспрессные измерения фазовых характеристик, эмиттанса, яркости, полного тока, профиля тока, энергетического разброса и массового состава пучка ионов, извлекаемого из источника ионов, а также плазменных параметров: плотности плазмы и температуры электронов [6].

Установка позволяет производить испытание источников ионов, используемых в микронзондах, имплантерах, литографах, ускорителях ионов, в частности, решать задачу выбора высокояркостных режимов работы ВЧ-источника ионов. Результаты исследований позволяют определить перспективные направления модернизации ВЧ-источников ионов, используемых для получения высокоэнергетичных ионных микропучков.

Схема экспериментальной установки тестирования ВЧ-источников ионов представлена на рис. 1.

Измерения средней плотности плазмы n_e ВЧ-источников проводили с помощью 8-мм СВЧ-интерферометра, разработанного в ИПФ НАН Украины [7]. В интерферометре применяется гомодинное преобразование частоты СВЧ-генератора в результате ее модуляции пилообразным напряжением. Интерферометр построен по схеме Маха-Цендера, в которой плазма находится в одном из двух плеч двухлучевого интерферометра. СВЧ-сигнал разделяется на две части, одна из которых поступает через опорный канал на детектор, а другая — посредством передающей и приемной рупорных антенн проходит через плазму. Минимально измеряемый фазовый сдвиг $1,5^\circ$ соответствует плотности плазмы $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, сдвиг 360° — плотности плазмы $0,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, погрешность изме-

рения фазового сдвига не превышает 5 %. Измерение эмиттанса производили с помощью диафрагмы с набором отверстий и подвижного вертикального проволочного зонда. Пластины с отверстиями можно выводить из зоны измерений, что дает возможность производить измерения профиля и полного тока пучка, измеряемого с помощью цилиндра Фарадея. Масс-сепарацию пучка производили с помощью фильтра Вина. Разрешающая способность данного устройства имеет величину $M/\Delta M = 100$.

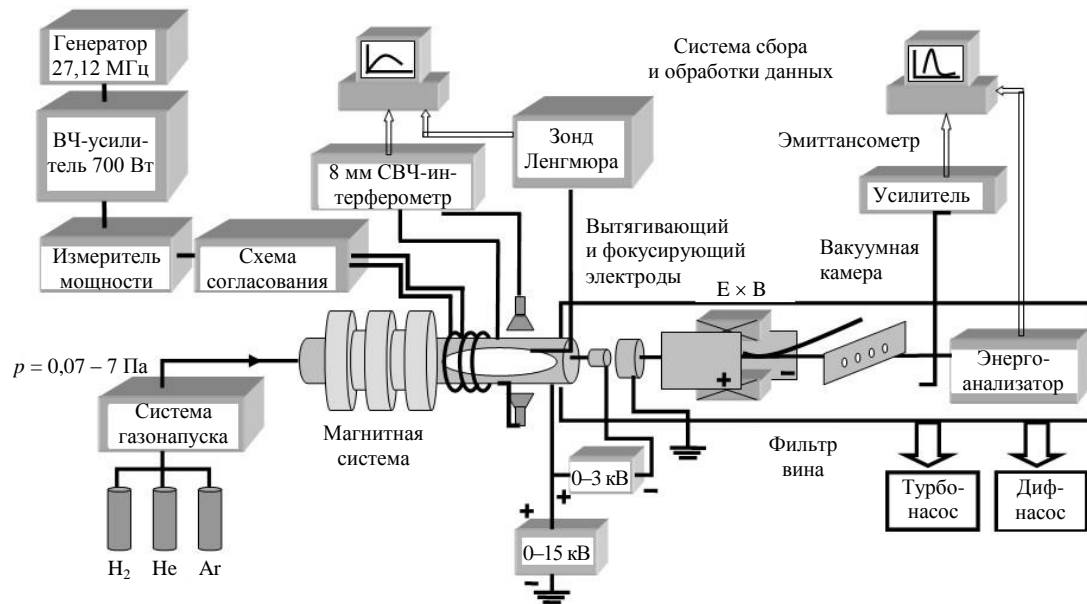


Рис. 1. Схема диагностической установки

Данный прибор является классическим фильтром Вина с параллельными полюсами электромагнита. Расстояние между полюсами магнита равно 8 мм, между пластинами конденсатора — 3 мм. Эффективная длина электрического и магнитного полей — 100 мм.

Разработка и исследование инжектора ионов

В данной работе рассмотрен ВЧ-источник инжектора ионов (рис. 2), работающий в геликонном частотном диапазоне волн $\omega_{ci} \ll \omega_{c\alpha} \ll \omega_{ce}$, где $\omega_{c\alpha} = eB_0/m_{\alpha}c$ — циклотронная частота электронов или ионов.

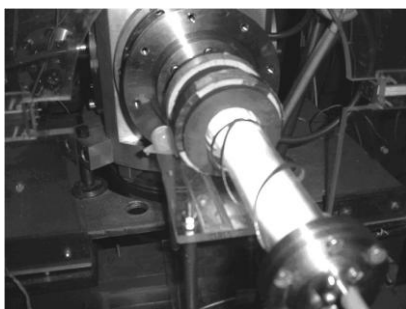


Рис. 2. Внешний вид геликонового источника ионов

ВЧ-источник ионов состоит из геликонового плазменного генератора, в котором продольное магнитное поле генерируется с помощью компактной магнитной системы с постоянными магнитами круговой формы; системы экстракции, в которой катод отделен от плазмы кварцевым диском с отверстием, а также позиционируемой выходной апертуры источника. Последняя предназначена для формирования эмиттанса с максимальной интегральной фазовой плотностью.

Источник разработан для работы в режимах средних токов (1—350 мкА) с плотностью эмиссионного ионного тока 1—130 мА/см², при этом вводимая в плазму мощность не превышает 400 Вт. Система вытягивания имеет следующие размеры: длина канала катода — 3 мм, диаметр канала — 0,6 мм. Разрядная колба изготовлена из кварца и имеет наружный диаметр 30 мм, длину — 200 мм. Длина колбы увеличена в целях реализации геликонного разряда во внешнем магнитном поле. ВЧ-система питания, состоящая из задающего генератора ($f_{rf} = 27,12$ МГц), усилителя мощности "Асом-1000" и согласующего устройства, обеспечивала регулируемую выходную мощность до 400 Вт в непрерывном режиме. В источнике использовали антенны как винтовую, так и типа Nagoya III. Конструкцию магнитной системы определяли исходя из следующих условий:

- величина и структура магнитного поля должны способствовать эффективному поглощению ВЧ-мощности в плазму;
- конструкция должна быть компактной;
- возможность производить минимальное увеличение эмиссионного нормализованного эмиттанса.

Эффективность поглощения мощности в геликонном разряде зависит от ряда параметров: величины и структуры магнитного поля, рабочего давления, сорта газа, частоты генератора, эффективной длины разряда, геометрических размеров разрядной камеры и антенны.

Выполнение системы постоянных магнитов в виде параллельных колец, прилегающих одно к другому, расположение ее между антенной и ионно-оптической системой с возможностью перемещения по поверхности газоразрядной камеры позволяют создать по длине антенны магнитное поле, которое вместе с высокочастотным полем, создаваемым индуктором, обеспечивает в плазме резонансные условия для возбуждения и эффективного поглощения волн геликонового диапазона частот.

При обеспечении резонансных условий максимум энерговклада перемещается в центр разрядной камеры, что способствует более эффективной ионизации и повышению плотности плазмы. В области системы постоянных магнитов обеспечиваются удержание и перенос плазмы в область ионно-оптической системы. В области эмиссионного отверстия ионно-оптической системы происходит сжатие полученной плазмы и, как следствие, повышение плотности тока пучка. Измеренные плотности плазмы вблизи эмиссионного отверстия составляли величину: для аргона — $0,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; для гелия — $1,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; для водорода — $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$; между антенной и магнитом: для аргона — $>0,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; для гелия — $2,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; для водорода — $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Плотности ионного тока составляли величину $\sim 100 \text{ мА/см}^2$, яркости пучка $\sim 100 \text{ А/(м}^2 \cdot \text{рад}^2 \cdot \text{эВ)}$ при рабочем давлении газа в источнике $< 10 \text{ мТорр}$ и вводимой в плазму ВЧ-мощности $< 350 \text{ Вт}$ ($f_{\text{эф}} = 27,12 \text{ МГц}$).

Проведены экспериментальные исследования инжектора ионов в режиме генерации протонного пучка. На рис. 3 представлена развертка массового состава водородного пучка ($>80\% \text{ H}^+$) для одного из высокояркостных режимов работы геликонового источника ионов с системой постоянных магнитов (см. рис. 2).

Основной трудностью в моделировании систем формирования пучков заряженных частиц является вопрос о том, какую модель извлечения ионов из плазменной границы выбирать. В данной работе для расчета эволюции фазового множества пучка в инжекторе ионов использовали следующие экспериментальные данные: измеренные фазовые характеристики пучка в плоскости регистрации; средняя энергия пучка и энергетический разброс, определение напряжения экстракции $U_{\text{екстр}}$, при котором происходило насыщение ионного тока.

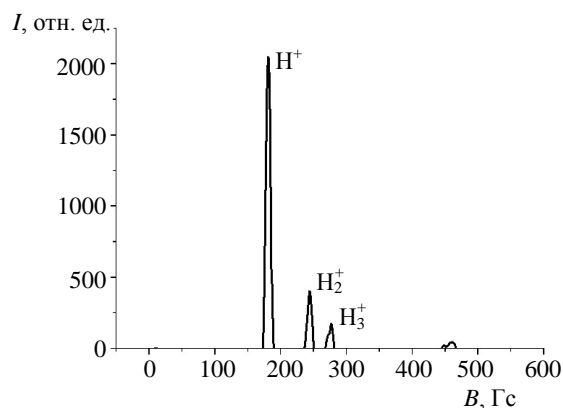


Рис. 3. Масс-спектр геликонового источника инжектора ионов

Путем решения обратной задачи методом матрицантов определяли начальные фазовые характеристики пучка в районе экстрактора, затем решали прямую задачу. Проводили исследование эволюции фазовых множеств в источнике ионов и фильтре Вина консервативным методом матрицантов (с обеспечением сохранения фазового объема пучка на каждом шаге вычислений) [8, 9]. Свойство консервативности особенно важно для исследования нелинейной динамики фазового множества в протяженных системах, где используют несколько ионно-оптических элементов. Количество частиц начального фазового множества ($\sim 1 \text{ млн}$) задавалось пропорционально $U_{\text{екстр}}^{3/2}$. Расчеты производили без учета пространственного заряда (в большинстве ионно-зондовых и литографических установках используют режимы с малыми токами пучка $< 100 \text{ мкА}$).

На рис. 4 представлена расчетная развертка массового состава водородного пучка в фазовой плоскости XX' на выходе фильтра Вина. Имеется хорошая корреляция между экспериментальными и расчетными данными.

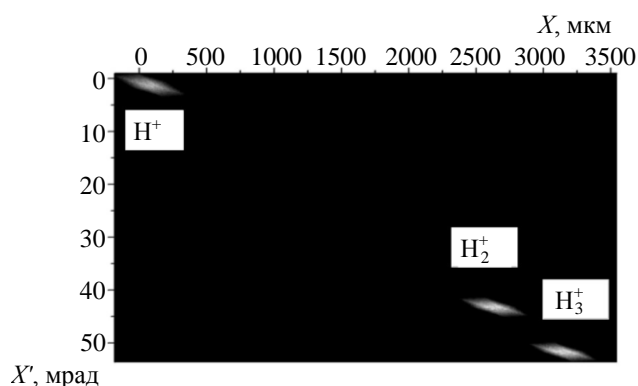


Рис. 4. Эмиттансная диаграмма на выходе инжектора (расчет)

Выводы

1. В инжекторе ионов реализованы яркости гелиевого и протонного пучков на уровне

100 A/(m²·рад²·эВ). Дальнейшее повышение яркости требует проведения комплексных (экспериментальных и теоретических) оптимизационных исследований геликоновых генераторов плазмы и систем экстракции источников ионов.

2. Создана диагностическая установка для изучения физических процессов и диагностики как плазменных параметров ионных ВЧ-источников, так и фазовых, энергетических и массовых характеристик экстрагированных ионных пучков.

Л и т е р а т у р а

1. A. van Steenbergen// IEEE Trans. Nucl. Sci. 1965. P. 745—752.
2. Boswell R. W., Porteous R. K.// Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. P. 1130.

3. Chen F. F., Sudit I. D., Light M.// Plasma Sources Sci. Technol. 1996. № 5. P. 173.

4. Shamrai K. P., Taranov V. B.// Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. P. 1717.

5. Miroshnichenko V. I., Mordyk S. M., Olshansky V. V., Stepanov K. N., Storizhko V. E., Sulkiyo-Cleff B., Voznyy V.// Nucl. Instr. And Meth. B201. 2003. P. 630.

6. Возный В. И., Мирошниченко В. И., Мордик С. Н., Сторишко В. Е., Шульга Д. П., Сулькио-Клефф Б.// Вопросы атомной науки и техники. Сер. "Плазменная электроника и новые методы ускорения". 2003. V. 3. № 4. С. 284.

7. Нагорный Д. А., Нагорный А. Г., Возный В. И.// Приборы и техника эксперимента. 2005. № 2. С. 98—100.

8. Mordik S. N., Ponomarev A. G.// NIM A 480/2-3. 2002. P. 359—372.

9. Мордик С. Н., Пономарев А. Г.// Журнал технической физики. 2001. Т. 71. Вып. 7. С. 98—105.

Статья поступила в редакцию 14 ноября 2007 г.

Investigation of ion optical performances of ion injector

S. N. Mordyk, V. I. Voznyy, V. I. Miroshnichenko, V. E. Storizhko, D. P. Shulha
Institute of Applied Physics, National Academy of Sciences of the Ukraine, Sumy, Ukraine

A ion injector with helicon ion source and Wien filter have been developed and tested to show the following performance data: plasma density of 10^{11} — $9 \cdot 10^{12}$ cm⁻³, pressure of 2—10 mTorr, beam current densities of 10—130 mA/cm², brightness ~ 100 A/(m²·рад²·эВ), energy spread 30 eV, and an rf power input into the plasma of 40—400 W. The phase set evolution in the injector ion-optic system was simulated by matrix method.

УДК 537.533.34

Фокусирующие свойства электростатического зеркала с гексапольно-цилиндрическим полем

Б. У. Ашимбаева, К. Ш. Чокин
Физико-технический институт МОН РК, г. Алматы, Казахстан

А. О. Саулебеков
Карагандинский государственный университет, г. Караганда, Казахстан

Исследовано движение заряженных частиц в электростатическом гексапольно-цилиндрическом поле, образованном суперпозицией электростатических полей цилиндрического зеркала и кругового гексаполя. На основе аналитического метода решения степенными рядами уравнения движения, представленного в интегродифференциальной форме, проведен расчет траекторий заряженных частиц. Получены данные о фокусирующих свойствах гексапольно-цилиндрического зеркального анализатора.

Новый класс осесимметричных лапласовых полей, построенных на основе сложения мультиполей с электростатическим полем цилиндрического типа, был предложен в работе [1]. Исследование электронно-оптических свойств этого класса синтезированных мультипольно-цилиндрических полей (МЦП) представляет практический интерес в поиске и реализации новых эффективных систем энергоанализа пучков заряженных частиц.

Основная трудность, возникающая при разработке энергоанализующих систем на основе МЦП, связана с проблемой аналитического описания траекторий движения заряженных частиц в полях неклассического типа и, следовательно, со сложностью оценки электронно-оптических свойств фокусирующей системы.