

04

Зарядовая сепарация плазменного потока при движении в криволинейном магнитном поле

© Ю.В. Коробкин, Н.В. Лебедев, В.Л. Паперный

Московский институт радиоэлектроники и автоматики (МГТУ МИРЭА)
Иркутский государственный технический университет
Иркутский государственный университет
E-mail: paperny@math.isu.runnet.ru

Поступило в Редакцию 18 августа 2011 г.

Исследованы энергетические спектры ионов различных зарядовых состояний в потоке титановой плазмы стационарного вакуумно-дугового разряда. Показано, что при движении потока вдоль силовых линий транспортирующей системы на основе криволинейного магнитного поля происходит разделение в пространстве ионов различной зарядности. В результате этого в поперечном сечении потока на выходе системы ионы с большей зарядностью концентрируются на внутренней стороне потока, так что здесь средний заряд ионной компоненты в плазме оказывается выше, чем на внешней стороне потока.

Системы транспортировки катодной плазменной струи на основе криволинейного магнитного поля уже свыше 30 лет используются в установках вакуумно-дугового нанесения покрытий для очистки плазмы от макрокапель материала катода [1]. Недавно авторы предложили использовать подобную систему для сепарации многокомпонентного потока металлической плазмы по массе ионов, и в работе [2] было

показано, что потоки, генерируемые двумя катодами из элементов с различной атомной массой, на выходе системы действительно оказываются смещенными в пространстве относительно друг друга. Вместе с тем известно, что в катодных плазменных потоках присутствуют ионы в различных зарядовых состояниях. Поэтому, учитывая, что движение ионов в магнитном поле определяется отношением массы к заряду m/Z , важно установить, какую роль в наблюдаемом эффекте играет различие зарядности ионов. Для решения этой задачи в данной работе проведены измерения зарядового состава ионов фиксированной массы в различных областях плазменного потока на выходе транспортирующей системы.

Эксперимент проводился в вакуумно-дуговой установке, снабженной транспортирующей системой указанного типа. Схема установки подробно описана ранее [2,3], здесь дадим лишь краткое описание. Стационарный дуговой разряд с током, равным 50 А, инициировался на поверхности водоохлаждаемого титанового катода с диаметром рабочей поверхности 40 мм (см. врезку на рис. 1, *b*). Кольцевой анод с внутренним диаметром 60 мм был соединен с вакуумной камерой, где поддерживалось давление не выше $2 \cdot 10^{-3}$ Па. Как было показано ранее [2,3], струя металлической плазмы, генерируемая на поверхности катода, проходя через отверстие анода, затем двигалась вдоль силовых линий магнитной трубки, опирающейся на рабочую поверхность катода. Магнитное поле транспортирующей системы формировалось пятью соленоидными, три из которых (3, 4, 5 на врезке рис. 1, *b*) были коаксиальны, а ось двух остальных (6 на рис. 1, *b*) была перпендикулярна оси первых. Токи питания соленоидов 6 были одинаковыми, но соленоиды включены навстречу друг другу и служили для дополнительного, регулируемого, отклонения катодной струи в рабочей камере. Карта силовых линий магнитного поля соленоидов рассчитывалась на компьютере, расчетные данные сопоставлялись с результатами измерений поля в контрольных точках, при этом различие не превышало 15%.

В силу конструктивных особенностей установки ось катода была смещена вправо относительно оси соленоидов 3, 4, 5, поэтому магнитная силовая трубка, опирающаяся на поверхность катода, была также изогнута вправо, так что в области, где располагалась диагностическая аппаратура, силовые линии трубки направлены под углами (60–90°) к первоначальному направлению. Варьируя токи I_d соленоидов 6, можно

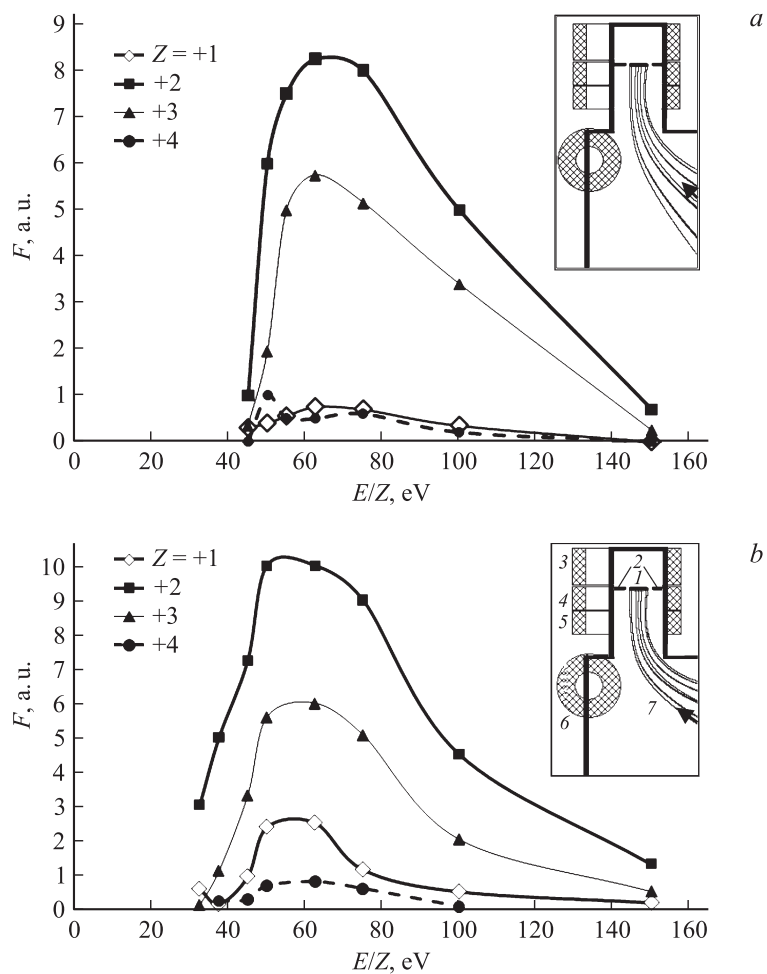


Рис. 1. Энергетические распределения различных ионных зарядовых компонент при токах соленоидов 3, 4, 5, равных 0.2, 0.7 и 2.2 А соответственно; токи соленоидов 6 равны 0.7 А (а) и 1.8 А (b). На врезках схематично изображен фрагмент экспериментальной установки и соответствующей магнитной силовой трубки: 1 — катод, 2 — анод, 3–6 — соленоиды магнитной транспортирующей системы, 7 — силовая трубка; стрелками изображено положение входного патрубка энергетического фильтра масс-спектрометра.

менять форму силовой трубки, вдоль которой движется катодная струя, тем самым управляя положением струи в области регистрации.

Масс-энергоанализ ионной компоненты плазменной струи производился с помощью радиочастотного монополюсного масс-спектрометра МХ-7303, модифицированного для измерений в плазме. Из спектрометра был удален ионный источник, вместо него на входе был установлен энергетический фильтр типа „цилиндрический конденсатор“ с углом поворота ионов 90° . Фильтр вырезал из плазменной струи ионы с энергией, лежащей в узком диапазоне величин $E \pm \Delta E/2$. Здесь энергия ионов с зарядностью Z , равная $E = 2.5eZU$, определялась разностью потенциалов между отклоняющими пластинами фильтра U , радиусом средней траектории ионов R при движении в анализирующем промежутке между пластинами и расстоянием между ними, а ширина „окна“ $\Delta E = 0.1E$ определялась шириной входной и выходной диафрагм фильтра и радиусом R . Коэффициент трансмиссии масс-спектрометра зависит от энергии ионов, поэтому результаты измерений корректировались с учетом этой зависимости для спектрометров данного типа, приведенной в работе [4]. Масс-спектрометр помещался в рабочую камеру вблизи выхода магнитной транспортирующей системы таким образом, чтобы его входной патрубок был ориентирован навстречу плазменной струе (см. врезки на рис. 1, *a*, *b*). Как показали измерения, струя была коллимирована вдоль магнитных силовых линий, поэтому использовалась конструкция вакуумного ввода, позволявшая поворачивать спектрометр, ориентируя его вдоль силовых линий, с тем чтобы обеспечить попадание плазменной струи во входную апертуру прибора. При этом, однако, отсутствовала возможность линейного перемещения прибора в поперечном сечении струи, поэтому, чтобы провести измерения в различных точках сечения, приходилось путем варьирования токов соленоидов b (при неизменных токах остальных соленоидов) варьировать положение движущейся вдоль магнитной силовой трубки плазменной струи. Врезки на рис. 1, *a* и *b* показывают, что при токе $I_d = 0.7$ А спектрометр регистрирует ионы, движущиеся по внутренней области плазменной струи, а при $I_d = 1.8$ А регистрируются ионы, движущиеся по периферии внешней части струи. Заметим также, что, согласно расчетам, среднее магнитное поле в сечении струи во втором случае приблизительно на 30% выше, чем в первом.

Кратко опишем теперь методику измерения характеристик ионной компоненты плазменной струи. При заданной величине U , фиксирующей энергию регистрируемых ионов E/Z , измерялся спектр ионов по параметру m/Z , который представлял собой набор пиков, соответствующих ионным компонентам в зарядовых состояниях от $Z = +1$ до $+4$ основного изотопа титана ^{48}Ti , а также других изотопов. Площадь каждого пика принималась в качестве содержания соответствующей зарядовой компоненты с энергией, фиксируемой напряжением U . Эти измерения проводились при различных значениях U таким образом, чтобы охватить весь диапазон энергий ионов в плазменном потоке. В результате были получены распределения по энергии E/Z зарядовых компонент изотопа ^{48}Ti .

Из вида этих распределений, приведенных на рис. 1, во-первых, видно, что при движении плазменной струи в магнитной транспортирующей системе произошло заметное увеличение направленной энергии ионов. Так, согласно ранним измерениям [5], средняя энергия ионных компонент в струе титановой плазмы, генерируемой стационарной вакуумной дугой без магнитного поля, составляла $\langle E/Z \rangle = 65, 39, 34$ eV для зарядности ионов $Z = +1, +2, +3$ соответственно. В то же время в данном эксперименте эта величина, полученная интегрированием распределений, одинакова для всех зарядовых компонент и составляет для данных рис. 1, *a* около 90 eV. Более значительное увеличение энергии для ионов большей зарядности, а также практически одинаковые для всех зарядовых компонент значения направленной энергии указывают на электростатический механизм ускорения ионов в самосогласованном поле, по-видимому, возникающем вдоль плазменной струи при движении в магнитном поле. Следует также отметить, что поскольку ионы в энергетическом фильтре двигались по траекториям с нулевым потенциалом, измеряемая величина E/Z связана с направленной энергией ионов в плазме E_p соотношением $E/Z = E_p/Z + e\varphi$, где φ — потенциал плазмы в точке измерения. Аналогичные измерения, проведенные авторами работы [6] в подобных экспериментальных условиях, позволили им предположить, что потенциал в плазменной струе вакуумной дуги незначительно изменяется при наложении магнитного поля и составляет единицы вольт. Поэтому можно предполагать, что энергии различных ионных компонент в плазме E_p в нашем случае также отличаются незначительно.

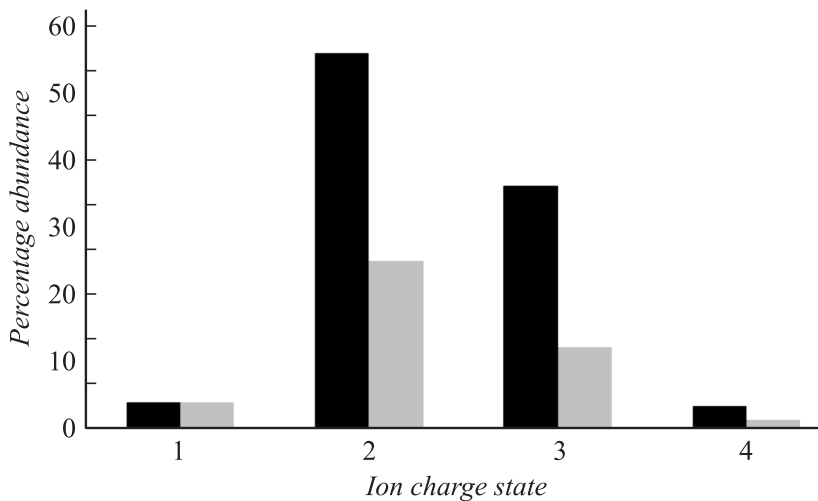


Рис. 2. Содержание различных ионных зарядовых компонент в плазменной струе для случая рис. 1, *a* (темная часть) и случая рис. 1, *b* (светлая часть).

Далее, интегрируя распределения, изображенные на рис. 1, *a* и *b*, можно рассчитать соответствующие зарядовые составы ионной компоненты, которые приведены на рис. 2. Здесь распределение ионов по зарядовым состояниям в случае рис. 1, *a* нормировалось на 100%, распределение в случае рис. 1, *b* для удобства сравнения нормировалось таким образом, чтобы в обоих распределениях совпадало содержание ионов с минимальной зарядностью $Z = +1$. Из приведенных на рис. 2 распределений можно рассчитать среднюю зарядность ионов, которая составляет +2.4 и +2.2 для данных на рис. 1, *a* и *b* соответственно, что существенно превышает среднюю зарядность ионов титана в дуге без магнитного поля +1.8 [5].

Полученные результаты находятся в качественном согласии с данными авторов [6], также наблюдавших увеличение направленной энергии и зарядности ионов при движении плазменной струи вакуумно-дугового разряда в криволинейном магнитном поле. Однако, помимо этого, в данном эксперименте мы также наблюдаем заметную разницу в зарядовом составе ионов, движущихся в различных областях

поперечного сечения струи. Так, из рис. 2 видно, что для ионов, движущихся по внутренней части струи, т.е. находящейся ближе к центру кривизны траектории (рис. 1, *a*), содержание высокозарядных компонент с $Z = +2, +3, +4$ существенно выше, вследствие чего оказывается выше средняя зарядность, по сравнению с ионами, движущимися по периферии внешней части струи (рис. 1, *b*). При этом по мере увеличения Z отношение компонент одинаковой зарядности во внутренней и внешней областях струи возрастает, как следует из сравнения содержания компонент с $Z = +2$ и $+3$ на рис. 2 (для $Z = +4$ малый уровень сигнала не позволяет сделать определенный вывод). Важно подчеркнуть, что более высокая зарядность ионов во внутренней части струи регистрируется при меньшей величине среднего магнитного поля силовой трубки, в которой движется струя. В то же время, как известно, с ростом магнитного поля зарядность ионов в плазменной струе возрастает [7], следовательно, наблюдаемый эффект обусловлен именно пространственным перераспределением в струе ионов различной зарядности.

При анализе результатов учтем, что, согласно оценкам, в данных экспериментальных условиях электроны являются замагниченными, а ионы незамагничены [2]. В этом случае электроны „привязаны“ к силовым линиям, поэтому при движении плазменной струи по криволинейной траектории возникает амбиполярное электрическое поле, направленное к центру кривизны и препятствующее движению ионов вдоль радиуса под действием центробежной силы. Помимо этого, в поперечном направлении на ионы действует также сила, обусловленная градиентом давления. Полагаем, что эта сила мала, и на равновесной траектории ионов центробежная сила компенсируется силой, действующей на ионы со стороны электрического поля. Учитывая, что последняя пропорциональна зарядности ионов, а направленные энергии различных ионных компонент в плазме E_p мало отличаются друг от друга, приходим к выводу, что равновесная траектория ионов с большей зарядностью имеет меньший радиус, где соответственно больше центробежная сила. Следовательно, эти ионы локализованы на внутренней (ближней к центру кривизны траектории) стороне плазменной струи в соответствии с данными измерений.

Полученные результаты показывают, что при движении в криволинейной магнитной силовой трубке потока плазмы наблюдается

пространственная сепарация ионов с различной зарядностью. Таким образом, для усиления эффекта масс-сепарации в потоках со сложным элементарным (или изотопным) составом следует обеспечить по возможности узкое зарядовое распределение ионов.

Работа выполнена при поддержке ФЦП „Развитие потенциала высшей школы“, проект № 2.1/10179; ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры для инновационной России“, ГК № П1433, а также РФФИ, проект № 11-02-00439-а.

Список литературы

- [1] *Anders A.* Cathodic Arcs: From Fractal Sports to Energetic Condensation. New York: Springer, 2008. 543 p.
- [2] *Паперный В.Л., Красов В.И.* // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 2. С. 53–57.
- [3] *Paperny V.L., Krasov V.I., Lebedev N.V., Astrakchantsev N.V.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. P. 035 005–035 014 (9p.).
- [4] *Батурин В.А., Еремин С.А.* // Вестник Сумского государственного университета. Сер. Физика, математика, механика. 2007. № 2. С. 127–132.
- [5] *Лунев В.М., Падалка В.Г., Хороших В.М.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. В. 7. С. 1491–1495.
- [6] *Rosén J., Anders A., Mráz S., Schneider J.M.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 103 306–103 312.
- [7] *Anders A., Yushkov G.Yu.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. P. 4824–4829.