

04;10;12

Вакуумный разряд как эффективный источник многозарядных ионов

© М.Ф. Артамонов, В.И. Красов, В.Л. Паперный

Иркутский государственный университет

E-mail: paperny@math.isu.runnet.ru

Поступило в Редакцию 10 июля 2001 г.

Времяпролетным методом обнаружены пучки ионов материала катода (Cu^{+n}) с максимальным зарядом $+19$, генерируемые на начальной стадии развития искрового разряда с напряжением накопителя U_0 до 2.5 kV при улучшенных вакуумных условиях. Показано, что с увеличением U_0 расширяется диапазон зарядовых состояний регистрируемых ионов, так что средний заряд ионов достигает $+9$.

1. Создание источников высокоэнергичных многозарядных ионов металлов представляет интерес в связи с задачами материаловедения и микроэлектроники. Перспективным видом ионного источника является вакуумный искровой разряд, позволяющий при относительно небольшом общем энергопотреблении и простоте конструкции достичь необходимой для генерации многозарядных ионов высокой плотности энергии, выделяющейся в плазменном столбе. Предпринимаемые в течение многих лет попытки показали, однако, что непосредственно измеренный максимальный заряд ионов плазмы вакуумных искровых разрядов разных типов не превышал $+7$ (W^{7+} [1], Cu^{7+} [2]), причем напряжение на межэлектродном промежутке в этих экспериментах составляло несколько десятков [2] или даже сотен [1] киловольт. В ранее выполненных авторами исследованиях искрового разряда с относительно небольшими значениями напряжения накопителя (до 1.5 kV) также наблюдались пучки ионов материала катода (Cu^+ , Cu^{2+}) со средней энергией до 10 keV [3,4]. В данной работе представлены результаты, полученные в экспериментальной постановке, аналогичной использованной ранее, однако при существенно улучшенных вакуумных условиях — давлении остаточного газа в рабочей камере на полтора порядка меньше, чем в [3,4]. Целью этих измерений была регистрация ионов материала катода с высокой кратностью ионизации, содержание

которых резко падает с увеличением давления в рабочем объеме свыше 10^{-5} Torr [5].

2. Эксперимент проводился в вакуумном искровом разряде с напряжением накопителя U_0 до 2.5 kV. Электродная система состояла из медного катода диаметром 1 mm, плоского заземленного сетчатого анода, расположенного на расстоянии 9 mm от катода, и помещалась в объем, где вакуум был не хуже $(5-8) \cdot 10^{-6}$ Torr. Разряд инициировался на торце катода путем пробоя по поверхности диэлектрической вставки между катодом и поджигающим электродом. Ток разряда поддерживался конденсатором ($C = 2 \mu\text{F}$) и измерялся поясом Роговского непосредственно в цепи катода. Полная индуктивность разрядной цепи не превышала 40 nH. Перед началом измерений электродная система тренировалась примерно 10^3 выстрелами, после чего вариации тока разряда в разных выстрелах не превышали 20%.

Распределения ионов по энергиям и зарядовому составу измерялись времяпролетным методом с помощью электростатического анализатора типа «плоский конденсатор», имеющего энергетическое разрешение $\Delta\varepsilon/\varepsilon \approx 2 \cdot 10^{-2}$ и временное разрешение регистрирующего тракта — около 40 ns. Анализатор располагался за сетчатым анодом, так что регистрировались ионы, эмитированные катодным факелом и движущиеся вдоль оси разряда в направлении анода.

Времяпролетная методика позволила для каждого сорта ионов определить величину μ/Z (μ — атомный вес, eZ — заряд иона) по задержке соответствующего сигнала детектора при заданной напряжением на пластинах анализатора энергии регистрируемых ионов ε/Z . Для ионов с данным атомным номером разрешение методики по зарядовым состояниям $\alpha = (Z/\Delta Z)$ определяется энергетическим разрешением анализатора, временным разрешением регистрирующего тракта, длительностью интервала генерации ионов и временем пролета ионов от области генерации до детектора. В данных экспериментальных условиях при длине пролетного промежутка 60 cm разрешение для ионов Cu^{n+} составляло $\alpha(\varepsilon) = 20$.

3. На рис. 1, *a* приведена типичная осциллограмма тока разряда при напряжении накопителя 2.0 kV. Использование малоиндуктивной разрядной цепи позволило при относительно небольшом напряжении накопителя получить высокую скорость нарастания тока, достигающую $2 \cdot 10^{10}$ A/s. На рис. 1, *b* приведен характерный сигнал анализатора для фиксированного значения энергии ионов $\varepsilon/Z = 2.1$ keV. Предпола-

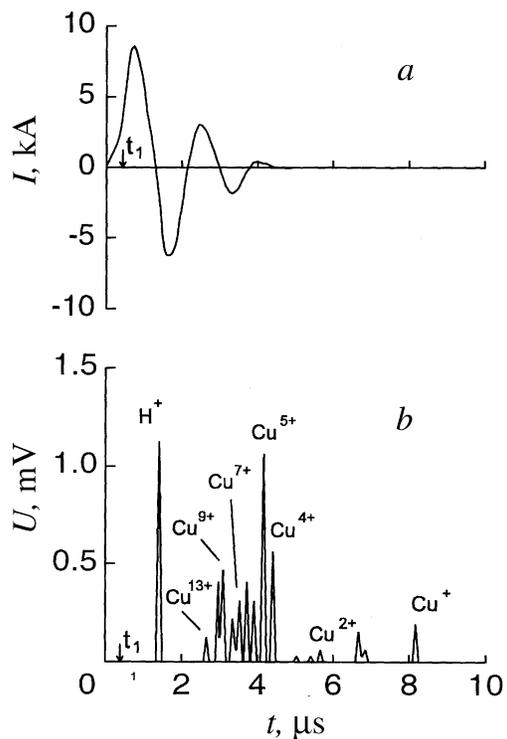


Рис. 1. Осциллограмма разрядного тока при напряжении накопителя $U_0 = 2.0 \text{ kV}$ (a) и соответствующий сигнал анализатора для энергии $\varepsilon/Z = 2.1 \text{ keV}$ ионов Cu^{n+} (b).

гая, что последний пик на рис. 1, b соответствует ионам Cu^+ (имеющим максимальное значение $\mu/Z = 64$ и, соответственно, максимальное пролетное время), можно определить момент старта этих ионов, отмеченный стрелкой на рис. 1, a и b. По временным задержкам остальных пиков относительно этого момента можно таким же образом определить значения μ/Z для ионов, порождающих эти пики. Полученные значения $\mu/Z = 32, 21$ и т. д. естественно приписать соответственно ионам Cu^{2+} , Cu^{3+} и т. д., полагая, что ионы всех кратностей заряда генерируются одновременно.

Как видно из рис. 1, *b*, в эксперименте помимо ионов материала катода регистрировался значительный пик ионов H^+ . Кроме того, вклад в сигналы могут вносить также ионы других легких примесей, десорбированных с поверхности катода и диэлектрической вставки O^{n+} , C^{n+} , N^{n+} ($n = 1, 2$), которые имеют близкие к соответствующим ионам меди (например, Cu^{4+} , Cu^{5+} , Cu^{8+} и т.д.) значения μ/Z . Такие ионы регистрировались нами ранее в работах [3,4]. Однако анализ полученных в данном эксперименте результатов показал, что улучшение вакуумных условий и длительная тренировка электродной системы привели к существенному уменьшению содержания в плазме ионов примесей, так что они дают незначительный вклад в зарядовый состав пучка. Этот вывод согласуется с данными аналогичных измерений в лазерной плазме, где также помимо сигналов многозарядных ионов металлов был обнаружен сигнал ионов H^+ в 5–10 раз превышающий сигналы ионов других легких примесей, влиянием которых на суммарное зарядовое распределение в этих экспериментах пренебрегалось [6].

Сигналы ионов в данном зарядовом состоянии Cu^{n+} , регистрируемые в разных выстрелах при фиксированном напряжении накопителя, имели значительный разброс по амплитуде, поэтому для дальнейшей обработки они усреднялись по серии из 12 выстрелов. По усредненным амплитудам сигналов, соответствующих ионам данного зарядового состояния и измеренным при разных значениях ε/Z , строился энергетический спектр этих ионов.

Путем интегрирования спектров ионов различных зарядовых состояний было получено распределение ионов меди по зарядовому составу. Из рис. 2, где изображены такие распределения для двух значений напряжения накопителя, видно, что с увеличением U_0 расширяется диапазон зарядовых состояний регистрируемых ионов, так что максимальный заряд ионов меди, наблюдаемых в данных экспериментальных условиях, равен +19.

Важным параметром для оценки эффективности механизма ионизации является средний заряд ионного пучка, полученный из зарядовых распределений ионов. Зависимость этой величины от напряжения накопителя приведена на рис. 3, который показывает, что средний заряд пучка ионов меди монотонно растет с увеличением U_0 . При максимальном напряжении накопителя $U_0 = 2.5 \text{ kV}$ средний заряд достигает +9.

4. Результаты измерений показывают, что катодный плазменный факел вакуумного разряда генерирует кратковременные сгустки много-

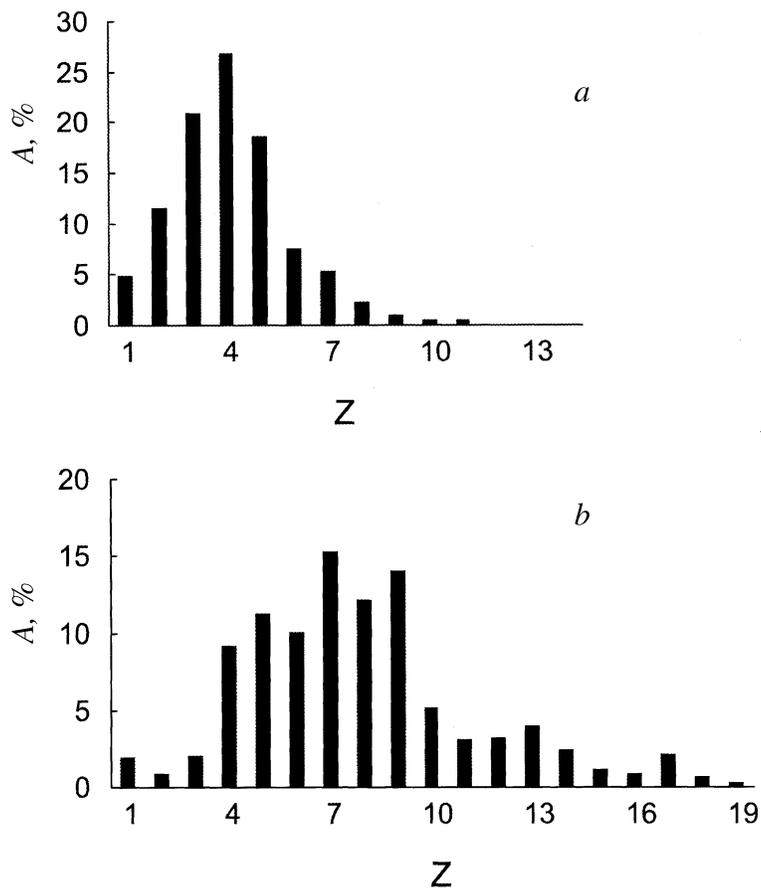


Рис. 2. Зарядовый состав пучка ионов Cu^{n+} для начального напряжения накопителя $U_0 = 0.3 \text{ kV}$ (1) и $U_0 = 2.0 \text{ kV}$ (2).

зарядных ионов материала катода. Генерация происходит на начальной стадии разряда через время $t_1 \approx 300\text{--}400 \text{ ns}$ после его начала, причем, как показал ранее проведенный анализ, момент генерации ионов t_1 близок моменту t_m достижения максимальной скорости нарастания тока разряда: $t_1 \leq t_m$ [4]. С другой стороны, известно, что процесс

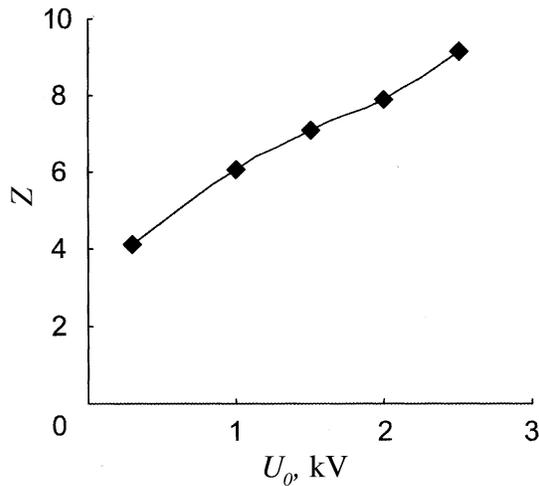


Рис. 3. Зависимость среднего заряда пучка ионов меди от начального напряжения накопителя.

заполнения плазмой межэлектродного промежутка ("искровая" стадия разряда с временем t_u) завершается после достижения максимальной скорости нарастания тока, т.е. $t_u \geq t_m$ [7]. Отсюда следует, что выброс многозарядных ионов происходит из локальной области во фронте катодного плазменного факела до его прихода к аноду. Подчеркнем, что в работе [2] при токах также порядка 10 кА регистрировались ионы материала катода (Cu^{n+}) с зарядом, не превышающим +7, т.е. гораздо ниже полученных нами значений. Однако в отличие от данного эксперимента, измерения там производились на поздней стадии разряда после перемыкания плазмой межэлектродного промежутка. Это указывает на существенную роль, которую играет в процессе генерации многозарядных ионов наличие свободной границы расширяющегося в вакуум катодного плазменного факела.

Полученные результаты указывают на возможность использования вакуумного искрового разряда с относительно небольшими значениями напряжения и энергии накопителя в качестве источника пучков многозарядных ионов. Зарядовый состав пучка регулируется напряжением накопителя в широком диапазоне значений и приближается к зарядово-

му составу плазмы, генерируемой при облучении мишени импульсом мощного лазера с энергией, почти на два порядка превышающей величины, характерные для данного эксперимента [6].

Список литературы

- [1] *Корон К.Д., Плутто А.А.* // ЖТФ. 1971. Т. 41. № 5. С. 1055–1061.
- [2] *Anders A., Brown I.G., MacGill R.A.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. N 4. P. 718–723.
- [3] *Astrakhansev N.V., Krasov V.I., Paperny V.L.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. N 12. P. 2514–2518.
- [4] *Астраханцев Н.В., Вантеев А.В., Варнаков А.А., Красов В.И., Паперный В.Л.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 11. С. 37–41.
- [5] *Николаев А.Г., Окс Е.М., Юшков Г.Ю.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 9. С. 24–27.
- [6] *Mroz W., Paris P., Wolowski J.* et al. // Fusion Engineering and Design. 1996. V. 32–33. P. 425.
- [7] *Алферов Д.Ф., Коробова Н.И., Сибиряк И.О.* // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 3. С. 399–410.