

ang Z.J., Wang V.Q., Chu C.W. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 9. P. 908-910.

[5] Uchida S., Takagi H., Kitazawa K., Tanaka S. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 1. L*-L2.

[6] Müller K.A., Takashige M., Bednorz J.G. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 11. P. 1143-1146.

Поступило в Редакцию
1 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 9

12 мая 1989 г.

04

К ВОПРОСУ О ХАРАКТЕРЕ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ В МЕЖЭЛЕКТРОДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ СИЛЬНОТОЧНОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

А.А. Логачев, Н.К. Митрофанов,
Б.И. Циркель, С.М. Школьник

В последнее десятилетие заметно вырос интерес к исследованиям коротких ($l/d < 1$, здесь l — длина межэлектродного промежутка, d — диаметр электродов) сильноточных вакуумных дуговых разрядов (СВДР). Исследования развиваются в связи с проблемой создания сильноточных вакуумных выключателей и разрядников. При этом одним из важнейших является вопрос о характере движения и энергии ионов в межэлектродном промежутке (МЭП). От ответа на него зависят подходы к решению таких центральных при техническом использовании СВДР проблем, как увеличение тока, критического для образования анодного пятна, и скорости восстановления электропрочности промежутка после погасания дуги.

Известно, что на катоде СВДР одновременно горят десятки пятен,¹ которые являются источниками высокоскоростных (энергия направленного движения $\sim 10^2$ эВ) сильноионизованных плазменных струй [2]. Обычно предполагается, что струи из отдельных пятен эффективно перемешиваются и МЭП дуги заполняется однородным столбом столкновительной, по крайней мере для электронов, плазмы, опирающимся на хаотически разбросанные по катоду пятна [3]. В работах [4, 5], по мнению авторов, получены результаты, показывающие, что ионы также претерпевают в МЭП много столкновений, их движение хаотизируется, (соответствующая $T_i \approx 10$ эВ), а скорость направленного движения мала по сравнению с тепловой. Механизм

¹ Максимальный ток, пропускаемый пятном $I_{\text{п}} \sim 10^2$ А. В частности, для меди $I_{\text{п}} \approx 75$ А [1].

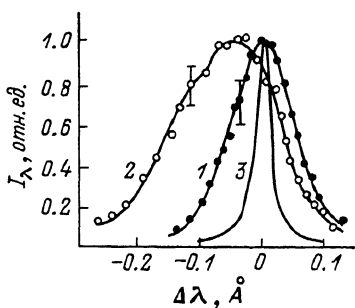
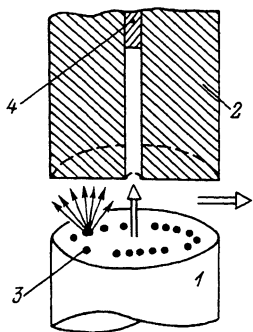


Рис. 1. 1 – катод, 2 – анод, 3 – кольцо пятен на катоде, 4 – кварцевое волокно. Стрелками указаны направления вывода излучения,

Рис. 2. Контура спектральной линии Cu II ($\lambda = 4555,9 \text{ \AA}$). 1 – наблюдение поперек оси разряда, 2 – вдоль оси, 3 – аппаратный контур установки.

потери импульса катодными струями при таком перемешивании остается неясным. Выводы о характере движения ионов были сделаны в [4, 5] из результатов измерений контура спектральной линии Cu II $\lambda = 4555,9 \text{ \AA}$ при наблюдении поперек оси разряда.

В явном противоречии с такими представлениями находятся результаты измерений односторонним зондом, рабочая поверхность которого различным образом ориентировалась в МЭП [6]. Полученные в этой работе результаты хорошо описываются моделью бесстолкновительного разлета ионов из катодных пятен (пятна расположены на катоде кольцом, диаметр которого растет со временем [7], разлет струи из пятна подчиняется закону косинуса, скорость ионов v не зависит от угла вылета [2]). В [6] указано, что противоречие может быть устранено, поскольку результаты работ [4, 5] допускают принципиально иное толкование. Действительно, рассчитанный контур спектральной линии излучения иона из плазмы, описываемой такой моделью, лишь в далеких крыльях отличается от измеренного в [4, 5], т.е. различие лежит за пределами точности эксперимента. Привязка измеренного и рассчитанного контуров по полуширине позволяет определить скорость разлета ионов в описанной модели, $v \approx 10^6 \text{ см/с}$.

Настоящая работа ставилась с целью получения дополнительных данных о характере движения ионов в МЭП СВДР. Измерялись контуры спектральной линии Cu II $\lambda = 4555,9 \text{ \AA}$ при наблюдении поперек и вдоль оси вакуумного дугового разряда, горевшего между торцевыми медными электродами ($d = 20 \text{ мм}$, $z = 6-8 \text{ мм}$) (рис. 1). Разряд питался одиночными прямоугольными импульсами тока ($I \leq 1,5 \text{ кА}$, $\tau \leq 2 \text{ мс}$, длительность переднего фронта $\approx 100 \text{ мкс}$). Подробно экспериментальная установка и электрические измерения

описаны в [8]. Оптическая система состояла из интерферометра Фабри-Перо, скрещенного с монохроматором МДР-23, регистрация фотоэлектрическая в режиме счета фотонов (временное разрешение — время стробирования частотомера — 60–100 мкс). Контур измерялся по точкам при сканировании наклоном интерферометра. Значение в каждой точке получалось усреднением по десяти импульсам. Каждое измерение спектральной интенсивности по контуру нормировалось на интегральную интенсивность линии в данном импульсе (перед интерферометром была установлена светоделительная пластинка, и часть света направлялась на щель монохроматора МДР-3 с фотоэлектрической регистрацией). Остировка установки и контроль несмещенного положения исследуемой линии осуществлялись с помощью спектральной лампы ЛТ-2 с полым катодом из меди. Полуширина аппаратного контура установки 0,025 А. Вдоль оси разряда излучение выводилось с помощью кварцевого волокна \varnothing 0,8 мм, введенного через отверстие в аноде. Пространственное разрешение $\approx 1,5$ мм. Измерения проводились через 0,5 мс после поджига разряда. К этому времени диаметр кольца пятен на катоде ≈ 12 мм [6]. Поэтому в момент измерения пятна оказывались, по крайней мере, в 5 мм от границы зоны видимости оптической системы. В поперечном направлении излучение собиралось по диаметру разряда из цилиндрической области, отстоящей от катода на 5 мм. Пространственное разрешение ≤ 1 мм.

Результаты измерений показаны на рис. 2. Здесь же приведен аппаратный контур установки. Видно, что при наблюдении поперек оси разряда получается уширенный симметричный несмещенный контур (1), полуширина которого удовлетворительно согласуется с результатами измерений [4]. В этой работе проведен анализ возможных механизмов уширения спектральной линии иона меди $\lambda = 4555,9 \text{ \AA}$, показавший, что наблюдаемое уширение может иметь только доплеровскую природу. Сравнение экспериментального контура с расчетом по описанной выше модели дает для скорости направленного движения значение $v \approx (7-8) \cdot 10^5$ см/с.

При наблюдении вдоль оси разряда получился смещенный в синюю область несимметричный сильно уширенный контур (2). Контур (1) и (2) невозможно восместить сдвигом по горизонтальной оси. Это явно указывает на неадекватность модели движения ионов в МЭП, предложенной в [4, 5], реальной ситуации. В рамках рассматриваемой нами модели так же имеются трудности — невозможно объяснить „красное“ крыло измеренного контура. По-видимому, в МЭП коротких СВДР существует некоторая фоновая плазма, движение ионов в которой хаотизовано. Существование такого фона подтверждают и измерения односторонним зондом [6].

На наличие рассеянных ионов в вакуумных дуговых разрядах указывалось ранее различными авторами [9, 10]. Вопрос об их происхождении является дискуссионным. Рассматриваются две возможности: отражение от анода и столкновения в заполняющей МЭП плазме.

Анализ процесса ион-атомной эмиссии² в условиях СВДР позволяет предположить, что коэффициент самораспыления меди может достигать здесь величины $\alpha \lesssim 1$ [11]. Оценка концентрации фоновой плазмы (из результатов зондовых измерений [6]) показывает, что в развита СВДР она может быть сравнима с концентрацией быстрых ионов из катодных пятен. Если столь высокую концентрацию фона связать с наличием ион-ионных столкновений, то возникнут упомянутые выше трудности с законом сохранения импульса. Предполагая, что „красное” крыло контура (2) связано с эффективным распылением анода (средняя энергия распыленных частиц $\approx (3-5)$ эВ [12]), можно в рамках предлагаемой модели оценить энергию направленного движения ионов в МЭП из „синего” крыла контура как $v \approx \approx (8-9) \cdot 10^5$ см/с. При этом легко видеть, что быстрые ионы не будут рассеиваться на ионах фоновой плазмы, даже если концентрация фона $n \sim 10^{14}-10^{15}$ см⁻³.

В заключение подчеркнем: вне зависимости от модели, полученные нами экспериментальные результаты отчетливо показывают, что в МЭП коротких СВДР существует значительная концентрация быстрых ионов, энергия направленного движения которых близка к измеренной в струях из одиночных пятен в слаботочных разрядах.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] D i a k o v B.E., H o l m e s R. // J.Phys.D: Appl. Phys. 1971. V. 4. N 4. P. 504-509.
- [2] П л ю т т о А.А., Р ы ж к о в В.И., К а п и н А.Г. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 2. С. 494-507.
- [3] B o x m a n R.L., G o l d s m i t h S. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 2. P. 592-602.
- [4] S c h e l l e k e n s H., N i e s s e n F.H.M. // Proc. 7th. Int. Conf. Gas. Disch. and Appl. London, 1982. P. 55-58.
- [5] S c h e l l e k e n s H. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 1. P. 144-149.
- [6] A f a n a s ' e v W.D., D j u z h e v G.A., S h k o l ' n i k S.M., Y u r ' e v V.G. // Proc. XIII ISDEIV. Paris. 1988. P. 220-222.
- [7] S h e r m a n J.C., W e b s t e r R., J e n k i n s J.E., H o l m e s R. // J.Phys. D: Appl. Phys. 1975. V. 8. N 6. P. 696-702.
- [8] S h k o l ' n i k S.M. // IEEE Trans. Plas. Sci. 1985. V. PS-13. N 5. P. 336-338.
- [9] Z a l y s k i L., K u t z ' n e r J. // Proc. VII ISDEIV. Novosibirsk. 1976. P. 297-302.

² В МЭП коротких СВДР температура электронов $\approx (2-3)$ эВ, поэтому появившиеся в результате ион-атомной эмиссии атомы ионизируются в непосредственной близости от анода.

- [10] T u m a D.T., C h e n C.I., D a v i e s D.K. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 7. P. 3821-3831.
- [11] Дюжев Г.А., Евласов В.Ю., Школьник С.М. // Тез. докл. X Всесоюз. конф. по ГИТП. 1986. Минск. Ч. 1. С. 123-124.
- [12] Вернер Г. // В кн.: Электронная и ионная спектроскопия твердых тел. / Под ред. Фирменса Л. и др. М.: Мир, 1981. С. 345-464.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
22 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 9

12 мая 1989 г.

04; 07

ПРОБОЙ ВОЗДУХА ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ
ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ
ДАЛЬНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

В.А. Б а т а н о в, А.Ю. В о п к о в,
К.Ю. К у з ь м и н, И.А. Л е с н о в,
С.В. Т и м о ф е е в, В.Б. Ф л е р о в

Известно, что пороги пробоя газа, окружающего мишень, значительно уменьшаются с увеличением длины волны лазерного излучения [1]. Об этом, в частности, свидетельствуют экспериментальные данные [2], полученные в ИК диапазоне (от 1.3 до 10.6 мкм). Плазмообразование вблизи поверхностей мишеней, инициируемое излучением более длинноволновой области спектра, практически не исследовано. В настоящее время эксперименты такого рода могут быть осуществлены с помощью перестраиваемых лазеров с оптической накачкой рабочей среды, излучающих в дальнем инфракрасном (ДИК) диапазоне.

В данной работе исследовались пороги пробоя воздуха у поверхности металлической мишени под воздействием импульсов излучения с $\lambda = 90.5$ мкм и $\lambda = 152$ мкм. Высокие плотности мощности излучения, достаточные для наблюдения эффектов плазмообразования, обеспечивались при помощи ДИК лазера на аммиаке [3, 4]. Проведено экспериментальное сравнение с данными по пробую на длине волны $\lambda = 9.29$ мкм.

Конструктивно лазер состоял из ДИК кюветы, заполненной рабочим веществом, и перестраиваемого ТЕА CO_2 лазера накачки. Селективный резонатор лазера накачки, был образован дифракционной решеткой типа эшелетт (100 штрихов-мм, угол блеска 30°), установленной в автоколлимационном режиме и глухим зеркалом с радиусом примерно 10 м. Вывод излучения накачки осуществлялся