

04;12

О механизме воздействия внешнего магнитного поля на температуру и ионный состав плазмы в вакуумной дуге

© И.А. Кринберг

Иркутский государственный университет
E-mail: krinberg@physdep.isu.ru

Поступило в Редакцию 10 января 2003 г.

Показано, что в вакуумной дуге, помещенной во внешнее аксиальное магнитное поле, сферическое расширение плазмы из области катодных пятен трансформируется в течение вдоль магнитного поля, если частота столкновений электронов с ионами становится меньше их ларморовой частоты. Диаметр образующегося цилиндрического канала уменьшается с ростом магнитного поля, что приводит к увеличению температуры электронов и заряда ионов вследствие усиления джоулева нагрева плазмы. В отличие от собственного азимутального магнитного поля внешнее аксиальное поле не сжимает плазменной струи, а лишь ограничивает ее расширение.

1. Введение. Вакуумный дуговой разряд широко используется в ионно-плазменных напылительных устройствах и источниках сильно-точных пучков металлических ионов. При этом важной проблемой остается увеличение заряда ионов. Известным методом повышения зарядности является помещение вакуумной дуги в аксиальное внешнее магнитное поле [1–3], что обеспечивает рост среднего ионного заряда Z в 1.2–2.5 раза и появление заметных долей ранее не наблюдавшихся высокозарядных ионов. Установлено, что повышение зарядности наблюдается при значениях магнитного поля порядка $B \cong 10^{-2}$ Т и приостанавливается при $B \cong 0.2–0.4$ Т [3]. Увеличение заряда ионов при наложении магнитного поля особенно существенно при токах $I = 10^2–10^3$ А и становится менее заметным при больших токах [1]. В работе [4] отмечена возможность повышения зарядности ионов посредством использования магнитного поля, нарастающего вдоль оси плазменной струи.

Несмотря на широкое практическое использование вакуумной дуги, локализованной во внешнем магнитном поле, механизм влияния поля на параметры дуговой плазмы остается слабо исследованным. В [1–3] предполагается, что возрастание доли многозарядных ионов вызвано повышением электронной температуры T_e в прикатодной области разряда вследствие возрастания напряжения горения дуги U при наложении внешнего магнитного поля B . Однако каких-либо модельных соотношений, связывающих друг с другом величины B , U и T_e , в [1–3] получено не было. Значения температуры и концентрации электронов для прикатодной области подбирались таким образом, чтобы согласовать вычисляемый ионный состав с измеренным. В настоящей работе наблюдаемый эффект повышения ионного заряда связывается с возникновением анизотропии проводимости плазмы при наложении внешнего магнитного поля. Рассматривается процесс перехода от сферического расширения плазмы к продольному движению вдоль поля, что приводит к усилению джоулева нагрева электронов и дополнительной ионизации ионов в межэлектродном промежутке за пределами прикатодной области.

2. Влияние внешнего магнитного поля. Рассмотрим процесс расширения плазмы, эмитируемой из катодных пятен электровакуумного разряда. Так как в основании плазменной струи (вблизи пятна) концентрация электронов порядка $N_e = 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то частота $\nu_{el} = 1/\tau$ электрон-ионных столкновений существенно превышает ларморову частоту $\omega = eB/m_e c$ (т.е. $\omega\tau \ll 1$) и проводимость плазмы является изотропной. Время между столкновениями определяется как [5]

$$\tau = \frac{3}{4} \sqrt{m_e/2\pi} (kT_e)^{3/2} / (e^4 Z^2 \ln \Lambda N_+), \quad (1)$$

где e и m_e — заряд и масса электрона, $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм, $N_+ = N_e/Z$ — концентрация ионов, k — постоянная Больцмана. В начальной части струи расширение плазмы близко к сферическому типу (в пределах конуса с углом полураствора $\alpha \approx 30-50^\circ$). Вследствие быстрого уменьшения плотности ($N_e \propto 1/x^2$) на некотором расстоянии x от катода начинает выполняться условие $\omega\tau \geq 1$ и поперечная проводимость плазмы $\sigma_\perp = \sigma/(1 + \omega^2\tau^2)$ становится существенно меньше продольной проводимости σ . При $\omega\tau \gg 1$ ток протекает преимущественно вдоль направления магнитного поля, а расширение плазменной струи прекращается. При усилении магнитного поля переход к продольному течению плазмы начинается ближе к катоду, так

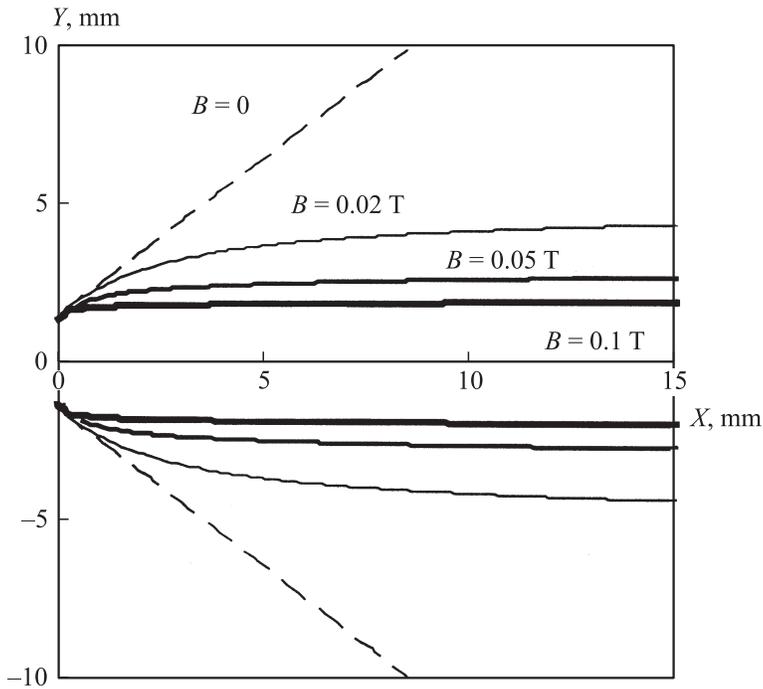


Рис. 1. Профиль катодной плазменной струи при различной величине внешнего магнитного поля (Ti-катод, $I = 500$ А, $D_0 = 3$ мм).

что диаметр струи оказывается меньше (рис. 1). Если при некоторой величине поля $B = B_{\max}$ условие $\omega\tau \geq 1$ выполняется уже у основания плазменной струи, то струя сразу принимает цилиндрическую форму и дальнейшее увеличение поля ($B > B_{\max}$) не приведет к каким-либо изменениям.

Легко выполнить следующую оценку величины B_{\max} . В стационарной вакуумной дуге потоки массы и заряда $G = mN_+VS$ и $I = eN_e(V_e - V)S$ (где S — сечение струи, m — масса иона) не меняются при удалении от катода. Поэтому, используя безразмерный коэффициент эрозии $\delta = eG/mI = \text{const}$, можно выразить скорость электронов V_e через скорость ионов V как $V_e = V(1 + 1/Z\delta)$. Тогда для

значения электронной концентрации получаем

$$N_c = IZ\delta/(eVS). \quad (2)$$

При токах $I = 200\text{--}500$ А основанием плазменной струи является групповое катодное пятно диаметром $D_g \approx 1\text{--}3$ мм [6]. Тогда для типичных значений $S = \pi D_g^2/4 \approx 0.01\text{--}0.1$ см², $Z\delta \approx 0.1$ и $V \approx 10^6$ см/с при $I = 300$ А получаем $N_e \approx (3\text{--}30) \cdot 10^{15}$ см⁻³, а из условия $\omega\tau = 1$ находим $B_{\max} \approx 0.2\text{--}2$ Т (при $kT_e \cong 1$ эВ). Полученная оценка согласуется с измерениями при $I = 300$ А, показавшими прекращение роста ионного заряда при $B > 0.2\text{--}0.3$ Т (у поверхности катода) [3]. При токах $I \geq 1$ кА катодные пятна обычно распределяются по всей поверхности и начальный диаметр струи равен диаметру катода ($D_0 = D_{\text{cath}}$). Поэтому в случае „сильного“ магнитного поля $B \geq B_{\max}$ диаметр плазменной струи D по всей ее длине будет приблизительно равен диаметру катода. Согласно измерениям [1], при токах $I = 1\text{--}3$ кА в отсутствие внешнего поля диаметр струи вблизи анода равнялся $D \approx 20$ мм, а при наложении магнитного поля $B = 0.1\text{--}1$ Т уменьшался до $D \approx 5$ мм. Данное значение хорошо согласуется с диаметром использовавшегося катода $D_{\text{cath}} = 6$ мм.

В условиях слабого расширения ($S \approx \text{const}$) приток энергии $I^2/\sigma S^2$ к электронам вызывает повышение их температуры. Поэтому за пределами прикатодной области возрастает скорость ионизации ионов электронным ударом и увеличивается ионный заряд. Данный механизм близок к механизму роста зарядности ионов под действием собственного магнитного поля токнесущей плазменной струи [7,8]. Однако в отличие от собственного азимутального поля внешнее аксиальное магнитное поле не сжимает плазменную струю, а лишь препятствует ее расширению.

3. Модель. Оценим изменение температуры и ионного состава плазмы при наложении внешнего магнитного поля с помощью следующей простой модели. Условие отсутствия тока через боковую поверхность струи в декартовой системе координат (рис. 1) имеет вид $j_x dy - j_y dx = 0$, где $j_x = \sigma E_x$ и $j_y = \sigma_{\perp} E_y$ — плотность продольного и поперечного тока. Тогда изменение радиуса струи $R = y$ будет определяться уравнением $dR/dx = \sigma_{\perp} E_y / \sigma E_x$. На начальном участке струи, когда $\sigma_{\perp} = \sigma$, имеем $E_y/E_x = j_y/j_x = \text{tg } \alpha$, где α — угол полураствора струи. Вычисление распределения электрического

поля в плазме представляет весьма сложную задачу. Поэтому для приближенных оценок примем $E_y/E_x \cong \operatorname{tg} \alpha \cong 1$. В итоге имеем

$$\frac{dR}{dx} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (3)$$

Уравнение теплового баланса электронов можно взять в виде [5]

$$\frac{3}{2} P_e V_e \frac{d}{dx} \ln \left(\frac{P_e}{N_e^{5/3}} \right) = \frac{j^2}{\sigma} - Q_{ion}. \quad (4)$$

Здесь $j = I/S$ — плотность тока, $P_e = N_e k T_e$ — электронное давление, $\sigma = k_\sigma (k T_e)^{3/2} / Z$ — электропроводность плазмы (где $k_\sigma = 3 \cdot 10^{13} \text{ eV}^{-3/2} \cdot \text{s}^{-1}$ при типичном значении кулоновского логарифма $\ln \Lambda \approx 8$). Скорость потерь энергии электронами на ионизацию ионов определяется соотношением $Q_{ion} = N_e N_+ \sum_{n=1} E_{n+1} k_{n+1} f_n$, где $f_n = N_n / N_+$ — доля ионов n -й зарядности с концентрацией N_n , E_{n+1} и k_{n+1} — энергия и коэффициент ионизации для образования $(n+1)$ -кратно заряженного иона. Система уравнений для расчета ионного состава имеет вид [7,8]

$$V \frac{\partial f_n}{\partial x} = k_n f_{n-1} N_e - k_{n+1} f_n N_e. \quad (5)$$

Средний ионный заряд определяется как $Z = \sum_{n=1} n f_n$. Значения коэффициентов $k_n(T_e)$ даны в [7,8].

4. Результаты вычислений. Расчеты проводились путем решения системы уравнений (1)–(5) для вакуумной дуги с Ti-катодом и межэлектродным промежутком $L = 15 \text{ mm}$ (что соответствовало условиям измерений в [9]). В настоящей модели изменение скорости ионов V вдоль оси струи не учитывалось. Использовались следующие значения параметров: $\alpha = 45^\circ$, $V = 1.5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$, $Z_0 \delta = 0.085$ [8], $2R_0 = D_g \approx 3 \text{ mm}$ [6]. Для начального сечения струи (при $x = 0$) принято $f_1^0 = 0.1$, $f_2^0 = 0.8$, $f_3^0 = 0.1$, $Z_0 = 2$, $k T_e = 1 \text{ eV}$ [8], а концентрация электронов определялась согласно (2) по значениям силы тока I и сечения $S = \pi R_0^2$.

На рис. 1 представлен профиль плазменной струи, вычисленный при силе тока $I = 500 \text{ A}$ для различных значений магнитного поля. Наглядно виден переход от конической формы струи к цилиндрической. При этом температура электронов повышалась до значений 6, 10, 12 и 16 eV при

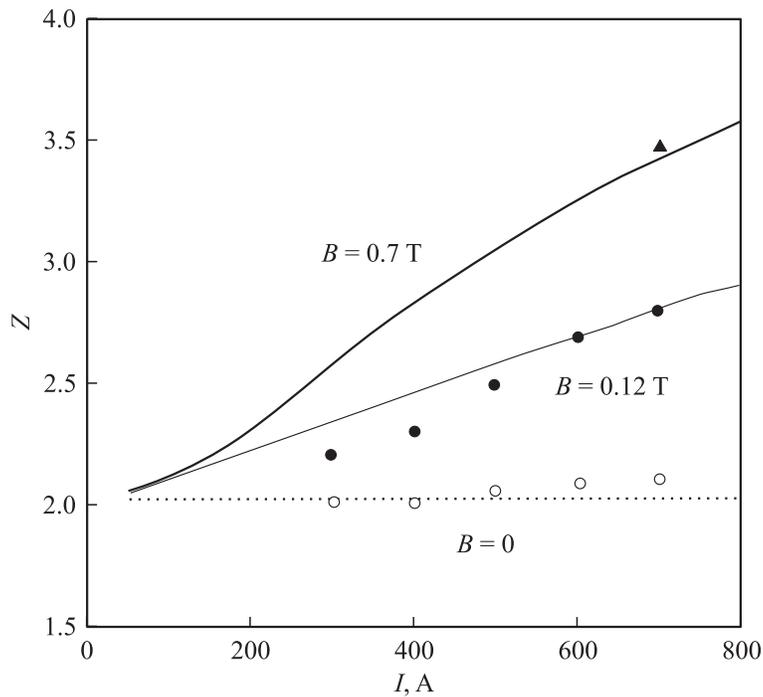


Рис. 2. Зависимость среднего заряда ионов титана от силы тока при различной величине внешнего магнитного поля: линии — расчет; темные и светлые кружки — измерения при $B = 0.12$ Т и $B = 0$ [9]; треугольник — измерения при $B = 0.7$ Т [1].

величине внешнего поля 0.02, 0.05, 0.1 и 0.5 Т. Расчеты показывают, что увеличение температуры электронов и зарядности ионов с ростом магнитного поля продолжается примерно до $B = 0.5$ Т. Дальнейшее усиление поля не приводит к изменению параметров плазмы. На рис. 2 приведена зависимость среднего заряда ионов от силы тока $Z(I)$, вычисленная при тех же значениях параметров и сопоставленная с результатами измерений [1,9]. Видно, что развитая модель удовлетворительно отражает тенденцию изменения ионного заряда при изменении величины внешнего магнитного поля и разрядного тока.

5. Заключение. Проведенный выше анализ показывает, что в процессе расширения катодной плазмы во внешнем аксиальном магнитном поле $B \geq 0.01$ Т возникает и усиливается анизотропия проводимости плазмы. Вследствие этого ток протекает преимущественно вдоль магнитного поля и формируется цилиндрический плазменный канал, диаметр D которого уменьшается с ростом поля. При заданной величине разрядного тока $I = jS$ уменьшение поперечного размера токового канала приводит к резкому повышению энерговыделения $j^2/\sigma \propto 1/D^4$ в единице объема плазмы, что вызывает повышение электронной температуры и скорости ионизации ионов электронным ударом. Так как аксиальное магнитное поле не сжимает плазменной струи, а лишь ограничивает ее расширение, то диаметр струи может уменьшаться лишь до размера, равного диаметру области, занятой катодными пятнами. Поэтому дальнейшее увеличение внешнего магнитного поля ($B \geq 1$ Т) не будет менять ни размер струи, ни температуру электронов, ни ионный состав.

Список литературы

- [1] Oks E.M., Anders A., Brown G. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. N 3. P. 1174–1183.
- [2] Николаев А.Г., Окс Е.М., Юшков Г.Ю. // ЖТФ. 1998. Т. 68. В. 5. С. 39–43.
- [3] Anders A., Yuskov G.Y., Oks E.M. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1998. V. 69. N 3. P. 1332–1335.
- [4] Кулевой Т.В., Кубида Р.П., Петренко С.В. и др. // Препринт ИТЭФ. 2001. № 14–01. С. 1–14.
- [5] Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы. В. 1. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183–272.
- [6] Siemroth P., Schulke T., Witke T. // IEEE. Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. N 4. P. 571–579.
- [7] Кринберг И.А. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 2. С. 9–16.
- [8] Зверев Е.А., Кринберг И.А. // Прикл. физика. 2002. В. 5. С. 50–58.
- [9] Galonska M., Heymach F., Hollinger R. et al. // Prox. NATO-sponsored Research Workshop „Emerging Applications of Vacuum-Arc-Produced Plasma, Ion and Electron Beams“. Kluwer Academic Publishers. 2002.