

04

Принцип минимума напряжения в теории сильноточного вакуумно-дугового разряда

© Я.И. Лондер, К.Н. Ульянов

Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина, Москва
E-mail: J.Londer@mtu.-net.ru

Поступило в Редакцию 24 декабря 2008 г.

Изучено влияние неоднородного магнитного поля, имеющего аксиальную и радиальную составляющую, на структуру вакуумно-дугового разряда. С помощью аналитических выражений для углов наклона линий тока, аксиальных составляющих электрического и магнитного поля и эффективной проводимости плазмы проанализированы характерные особенности протекания тока в коротком сильноточном вакуумно-дуговом разряде.

Двухмерная математическая модель применена для расчета формы линий тока и напряжения на разряде в зависимости от размера области и катодных пятен. Расчеты показали, что в зависимости от радиуса разряда на катоде напряжение на межэлектродном зазоре имеет минимум. Форма линий тока и значение радиуса дуги на катоде, соответствующего минимуму напряжения, согласуется с результатами эксперимента.

PACS: 52.80.Vp

Внешнее магнитное поле существенным образом влияет на форму токового канала сильноточного вакуумно-дугового разряда (ВДР). В достаточно сильном однородном аксиальном магнитном поле поперечный размер токового канала практически не меняется от катода к аноду. В неоднородном аксиально-симметричном магнитном поле, имеющем аксиальную и радиальную составляющие, токовый канал имеет вид конуса, расширяющегося в направлении анода. На рис. 1, *a* представлена типичная фотография ВДР в неоднородном магнитном поле короткой катушки с током, расположенной под поверхностью катода [1]. На рис. 1, *b* для сравнения приведена фотография ВДР в однородном магнитном поле.

В работе [2] для сильноточного ВДР получено простое выражение для угла наклона линий тока в плоскости $r-z$ относительно оси

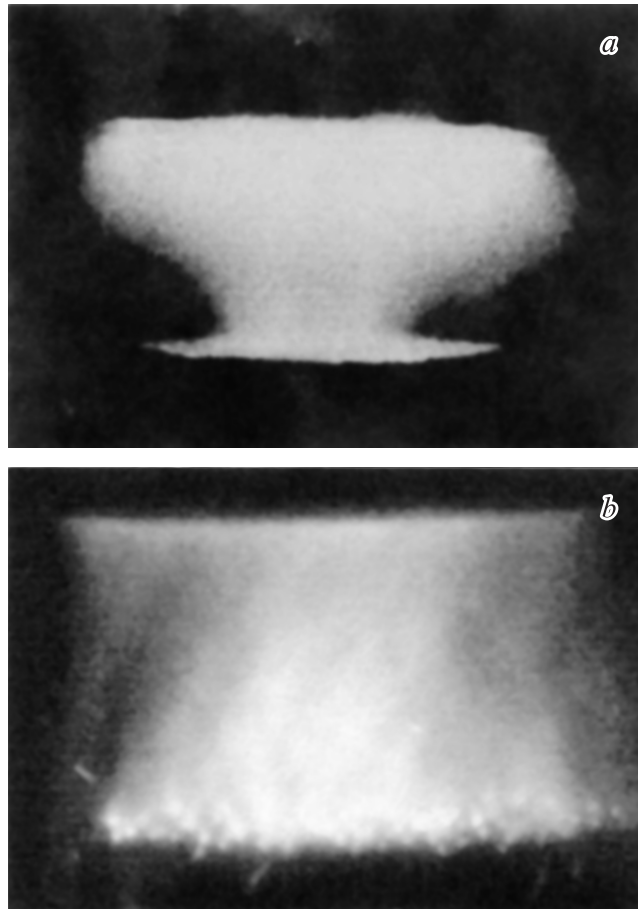


Рис. 1. Фотография разряда: *a* — во внешнем неоднородном асиально-симметричном магнитном поле с компонентами $B_r(r, z)$ и $B_z(r, z)$ [1]; $I_0 = 1$ кА, $B_z^* = 30$ мТ; катод находится внизу. *b* — во внешнем однородном аксиальном магнитном поле; $I_0 = 7$ кА, $B_z = 100$ мТ; катод находится внизу; видны яркие катодные пятна.

разряда Z :

$$\operatorname{tg} \delta(r, z) = \frac{j_r}{j_z} = \frac{\beta_z^2}{1 + \beta_z^2} \left(\frac{B_r}{B_z} + \frac{1}{\beta_z} \frac{B_\theta}{B_z} \right). \quad (1)$$

Здесь j_r и j_z — радиальный и аксиальный компоненты вектора плотности тока; B_r , B_z и B_θ — компоненты вектора магнитной индукции; $\beta_z = \sigma B_z / en_e$ — параметр Холла в магнитном поле с индукцией B_z ; σ — проводимость плазмы; n_e — плотность плазмы. При выводе (1) использовано приближение, справедливое для короткого сильноточного ВДР, в котором радиальные силы, обусловленные электрическим полем и градиентом электронного давления, малы по сравнению с радиальными компонентами силы Ампера.

Отметим, что если $B_r = 0$, то для $\beta_z \gg 1$ углы наклона линий тока малы при $B_\theta(R_0) \ll \beta_z B_z$ (R_0 — радиус дуги). В этом случае линии тока практически параллельны оси разряда. В неоднородном аксиально-симметричном магнитном поле с компонентами $B_r(r, z)$ и $B_z(r, z)$ (например, создаваемом короткой катушкой) ситуация является более сложной. Вблизи поверхности катода на границе токового канала углы наклона линий тока могут быть большими. В этой области для условий эксперимента [1] на катодной границе токового канала выполняются соотношения $\beta_z \gg 1$ и $B_r/B_z \sim 1$. В этом случае в (1) доминирующим является первое слагаемое в скобках и $\operatorname{tg} \delta(r, z) \approx B_r/B_z$. Угол наклона линий тока на границе токового канала вблизи катода зависит от отношения B_r/B_z , которое определяется поперечным размером области катодных пятен. Вблизи анода при достаточно большом межэлектродном зазоре аксиальный компонент $B_z(r, z)$ на границе канала значительно уменьшается и возможна ситуация, когда в (1) существенным становится второе слагаемое в скобках. При этом угол наклона линий тока уменьшается и даже может менять знак (при выбранном направлении оси Z от катода к аноду $B_\theta < 0$).

В предшествующих работах разных авторов [2–4], посвященных теории или математическому моделированию ВДР, поперечный размер разряда на катоде задавался, т.е. он был внешним параметром задачи. В случае внешнего аксиального магнитного поля, когда плазма ВДР заполняет всю поверхность катода, в качестве поперечного размера можно выбрать радиус катода. Однако в случае неоднородного магнитного поля с компонентами B_r и B_z , когда область плазмы на катоде меньше размера катода (рис. 1, *a*), в теории ВДР появляется

задача определения поперечного размера разряда. Решению именно этой задачи посвящена настоящая работа.

В работах [2,5,6] на основе системы уравнений магнитной гидродинамики была разработана двумерная двухжидкостная математическая модель ВДР. Система уравнений включала уравнения непрерывности и движения для электронов и ионов, уравнение баланса тепла для электронов, а также необходимые уравнения Максвелла. Для решения системы нелинейных дифференциальных уравнений следует задать граничные условия: на свободной боковой границе плазмы, на аноде с учетом анодного падения потенциала, а также на катодной границе плазмы. В этой модели естественным граничным условием на боковой границе плазмы является параллельность проекций векторов плотности тока и ионной скорости в плоскости $r-z$. При постановке граничного условия на аноде следует учитывать, что между эквипотенциальным анодом и анодной границей плазмы находится область отрицательного анодного падения потенциала, которое вычислялось по формуле Ленгмюра. На катодной границе плазмы физически обоснованным граничным условием является предположение об ее эквипотенциальности [7]. В этом случае плотность тока неравномерно распределена по поверхности катода, поэтому в процессе решения следует подобрать необходимое распределение плотности тока. В результате решения системы нелинейных дифференциальных уравнений находят значения физических параметров, характеризующих течение плазмы в межэлектродном зазоре. Алгоритм решения построен таким образом, что значения физических параметров определяются на линиях тока [5].

В предшествующих работах эта математическая модель использовалась для определения области устойчивого прохождения тока [2,3] в зависимости от величины индукции внешнего аксиального магнитного поля и геометрии разрядного промежутка, а также для расчета распределения плотности тока в ВДР с учетом зависимости B_z от радиуса.

Отметим, что в вакуумных коммутационных дугогасительных камерах с внешним магнитным полем при разведении контактов возникает диффузная форма ВДР. Магнитное поле обычно создается с помощью витков, в которых протекает ток дуги. Такое магнитное поле имеет две составляющих B_r и B_z , причем радиальная составляющая максимальна на внешней границе токового канала. В литературе [2-4] до настоящего времени обсуждалось влияние на параметры ВДР только аксиальной составляющей внешнего поля. Однако радиальная составляющая может

существенным образом влиять на форму линий тока, конфигурацию плазмы и другие параметры ВДР. Это влияние требует изучения.

В сильноточном ВДР важное значение имеет азимутальный ток Холла, который возникает в плазме разряда под действием сил $j_r B_z$ и $j_z B_r$. Выражение для плотности тока j_θ Холла имеет вид

$$j_\theta = \beta_z (j_r - j_z B_r / B_z). \quad (2)$$

На ток Холла в аксиальном направлении действует сила $j_\theta B_r$, тормозящая поток быстрых катодных ионов. Поток также тормозится аксиальной силой $j_r B_\theta$, которая возникает из-за наклона линий тока. Полное выражение для аксиального компонента магнитной силы торможения имеет вид [2,6]

$$F_z = \frac{\beta_z}{1 + \beta_z^2} \frac{B_r^2 + B_\theta^2}{B_z} j_z. \quad (3)$$

Существование магнитной силы F_z , действующей на плазму, приводит к сильному отличию аксиального электрического поля E_z от электрического поля в плазме при $B_r = 0$ и $B_z = 0$. Из уравнения движения электронов с учетом (3) для E_z имеем

$$E_z = \frac{j_z}{\sigma} \left(1 + \frac{B_r^2 + B_\theta^2}{B_z^2} \right) - \frac{kT_e}{e} \frac{d \ln P_e}{dz}, \quad (4)$$

где p_e и T_e — давление и температура электронного газа соответственно.

Таким образом, внешнее радиальное магнитное поле изменяет угол наклона линий тока, величину магнитной силы, тормозящей поток катодных ионов, и величину аксиального компонента электрического поля. Оно существенным образом влияет также на распределение плотности тока по поверхности катода.

В настоящей работе рассчитаны параметры ВДР в неоднородном аксиально-симметричном магнитном поле с компонентами $B_r(r, z)$ и $B_z(r, z)$. Основной целью численного моделирования являлось определение параметров ВДР, а также зависимости напряжения на плазме с учетом анодного падения U_{pl} (U_{pl} равно напряжению на разряде минус прикатодное падение) от радиуса разряда на катодной границе. Расчеты проводились для условий эксперимента [1], в котором внешнее магнитное поле создавалось короткой катушкой с током, расположенной под

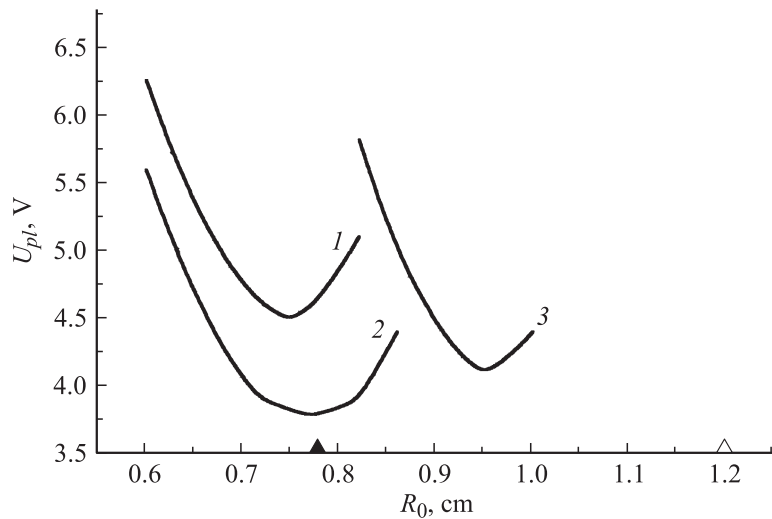


Рис. 2. Зависимость напряжения на плазме от радиуса дуги R_0 . $I_0 = 1$ кА. 1–3 — расчет. 1 — $L = 1.5$ см; 2, 3 — $L = 1$ см. 1, 2 — $B_z^* = 30$ мТ; 3 — $B_z^* = 15$ мТ. ▲ и △ — эксперимент [1]; ▲ — $B_z^* = 30$ мТ, △ — $B_z^* = 15$ мТ.

поверхностью катода. В расчетах магнитное поле короткой катушки моделировалось посредством суперпозиции полей большого количества витков, заполняющих объем катушки. Эксперименты [1] были выполнены для двух значений аксиального магнитного поля B_z^* на оси симметрии в середине межэлектродного зазора $L = 1.5$ см ($B_z^* = 15$ мТ и $B_z^* = 30$ мТ). Расчеты проводились при этих значениях B_z^* для тока $I_0 = 1$ кА. Результаты расчетов приведены на рис. 2 и 3. На рис. 2 приведены зависимости напряжения на плазме от радиуса области катодных пятен R_0 для двух значений межэлектродного зазора $L = 1.5$ см и $L = 1$ см. Из рис. 2 видно, что на кривых существует отчетливо выраженный минимум напряжения. Радиус R_0 , при котором достигается минимум, практически не зависит от величины межэлектродного зазора. На рис. 2 треугольники на оси абсцисс показывают экспериментально измеренные в [1] значения радиуса R_0 . Видно, что существует вполне удовлетворительная корреляция между положением минимума напряжения и экспериментально измеренным радиусом области катодных

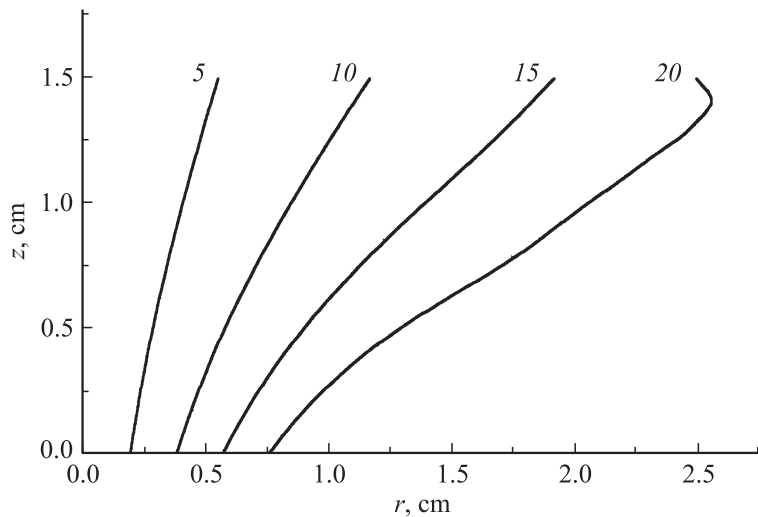


Рис. 3. Вид линий тока. Цифры у кривых — номера линий. $I_0 = 1 \text{ kA}$, $B_z^* = 30 \text{ mT}$, $L = 1.5 \text{ cm}$, $R_0 = 0.75 \text{ cm}$.

пятен. На рис. 3 приведен вид линий тока в плоскости $r-z$. В каждом варианте рассчитывалось 20 линий тока. Отметим, что на внешней линии тока вблизи анода видно некоторое уменьшение радиуса дуги, связанное с изменением знака угла наклона линий тока из-за сильного уменьшения аксиального компонента B_z и параметра Холла β_z . Факт уменьшения радиуса дуги вблизи анода наблюдался в экспериментах [1] (фотография рис. 1, а). Таким образом, с экспериментом согласуются даже довольно тонкие детали расчета формы токового канала. Следует отметить, что в расчетах при величине межэлектродного зазора меньше 1.3 см уменьшение радиуса дуги вблизи анода не наблюдалось.

Использованный в настоящей работе принцип минимума напряжения (принцип Штейнбека) широко применяется в теории электрических разрядов для определения поперечного размера токового канала. В теории нормального тлеющего разряда с помощью принципа Штейнбека определяется значение нормальной плотности тока и поперечный размер разряда. В теории дугового разряда также используется принцип Штейнбека для определения поперечного размера столба разряда.

Отметим, что результаты теории, использующей принцип минимума напряжения, согласуются с экспериментом.

Аналогичная ситуация имеет место и в коротком сильноточном вакуумно-дуговом разряде. В неоднородном магнитном поле, имеющем аксиальную B_z и радиальную B_r составляющие, напряжение на разряде также может иметь минимум в зависимости от поперечного размера разряда на катоде. При заданном токе в случае уменьшения поперечного размера плотность тока возрастает, что приводит к росту напряжения на разряде. При увеличении поперечного размера плотность тока уменьшается, однако одновременно увеличивается значение B_r и уменьшается эффективная электропроводность плазмы $\sigma_{eff} = \sigma_0 [1 + (B_r^2 + B_\theta^2)/B_z^2]^{-1}$ (см. (4)). В магнитном поле короткой катушки значения B_θ и B_r увеличиваются от оси разряда к периферии, а значение B_z — уменьшается. По этой причине фактор $(B_r^2 + B_\theta^2)/B_z^2$ быстро возрастает при увеличении r . Этот эффект приводит к тому, что, несмотря на уменьшающуюся плотность тока, напряжение на разряде сначала проходит через минимум, а затем увеличивается. При минимальном напряжении токовый канал ВДР находится в состоянии устойчивого равновесия.

Приведенные выше соображения подтверждаются результатами численного моделирования, полученными с использованием $2D$ -математической модели ВДР со свободной границей плазмы. Результаты моделирования вполне удовлетворительно согласуются с экспериментом. Подчеркнем, что в отличие от одномерных моделей, которые использовались в теории дугового и нормального тлеющего разрядов, в настоящей работе для определения поперечного размера использована двухмерная модель.

В заключение отметим тот факт, что с помощью изменения конфигурации радиального и аксиального магнитных полей можно изменять как размер области катодных пятен, так и распределения плотностей токов на катоде и на аноде. Можно подобрать такую конфигурацию магнитного поля $B_r(r, z)$, $B_z(r, z)$, при которой плотность тока достаточно равномерно распределена по поверхностям электродов (поле B_z должно увеличиваться от оси разряда к периферии), а катодные пятна при этом будут целиком сосредоточены на рабочей поверхности катода. В этом случае реализуется близкий к оптимальному режим ВДР, при котором имеет место достаточно равномерная тепловая нагрузка на электроды. В этом режиме происходит минимальное запыление экранов

и изоляторов веществом электродов, поскольку катодные пятна не выходят на боковую поверхность катода.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 08-08-13520-офи_ц).

Список литературы

- [1] *Прозоров Е.Ф., Ульянов К.Н., Федоров В.А.* // ТВТ. 2006. Т. 44. № 2. С. 174–179.
- [2] *Londer Ya.I., Ulyanov K.N.* // IEEE Trans. on Plasma Science. 2007. V. 35. N 4. P. 897–904.
- [3] *Schade E., Shmelev D.* // IEEE Trans. on Plasma Science. 2003. V. 31. N 5. P. 890–901.
- [4] *Wang L., Jia S., Shi Z., Rong M.* // Proc. XXI Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Yalta, Crimea, 2004. Part 1. P. 197–200.
- [5] *Лондер Я.И., Ульянов К.Н.* // ТВТ. 2005. Т. 43. № 6. С. 845–854.
- [6] *Лондер Я.И., Ульянов К.Н.* // ТВТ. 2008. Т. 46. № 2. С. 185–196.
- [7] *Londer Ya.I., Ulyanov K.N.* // Proc. XXIII Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Bucharest, Romania, 2008. Part 2. P. 418–421.