

04

Влияние тангенциального магнитного поля на эктонные процессы в катодном пятне вакуумной дуги

© С.А. Баренгольц, В.Г. Месяц, Д.Л. Шмелев

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
Московский физико-технический институт, Долгопрудный,
Московская область
Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
E-mail: sb@nsc.gpi.ru

Поступило в Редакцию 6 июля 2010 г.

Представлены результаты численного моделирования эмиссионно-эрозионных процессов во внешнем тангенциальном магнитном поле на заключительной стадии функционирования ячейки катодного пятна вакуумной дуги. Показано, что наложение внешнего магнитного поля приводит к асимметрии в распределении плотности тока и потока тепла — их максимум смещается в „антиамперовом“ направлении. В то же время для более детального анализа явления обратного движения катодного пятна вакуумной дуги в магнитном поле необходимо исследование поведения его жидкометаллической фазы.

Явление „обратного“ движения катодного пятна вакуумной дуги во внешнем магнитном поле, параллельном поверхности катода, — одно из самых загадочных и труднообъяснимых в физике вакуумного разряда. Движение катодного пятна в направлении, обратном действию силы Ампера, впервые было обнаружено Штарком еще в 1903 г. Интерес к этому явлению, помимо его экзотичности, был связан еще и с тем, что, как предполагалось, определение механизма обратного движения станет ключом к построению теории самого катодного пятна вакуумной дуги. Однако со временем количество моделей обратного движения катодного пятна превысило количество предлагаемых механизмов функционирования самого катодного пятна. Обзор этих моделей можно найти в монографиях [1,2]. В качестве основных факторов, определяющих движение катодного пятна в обратном направлении, принимались следующие: движение заряженных частиц в „аномальном“ направлении — ионов к аноду, а электронов к катоду; асимметрия пространственного заряда

и направления вытеснения жидкой фазы пятна под действием внешнего магнитного поля; магнитогидродинамические неустойчивости и т. д.

К настоящему времени убедительно доказано существование отдельных ячеек катодного пятка вакуумной дуги, переносящих ток в единицы ампер [1]. Рождение и гибель ячеек определяет нестационарный, циклический характер физических процессов в катодном пятне. На этой основе построена эктонная модель вакуумной дуги — единственная, на наш взгляд, которая может претендовать на полное описание процессов в катодном пятне.

Механизм обратного движения катодного пятна в данной работе рассмотрен с позиций эктонной модели, а также с учетом того факта, что это движение представляет собой, по существу, не движение пятна как целого, а рождение и гибель его ячеек. Именно в „обратном направлении“ происходит рождение новой ячейки, а условия для ее рождения формируются в процессе гибели предыдущей. В связи с этим рассмотрена модель эмиссионно-эрозионных процессов на заключительной стадии функционирования ячейки, когда влияние внешнего магнитного поля становится существенным из-за падения концентрации плазмы катодного пятна.

Эмиссионно-эрозионная стадия для медного катода моделировалась в двумерной плоской геометрии. Ячейка катодного пятна в начальный момент времени представляла собой отрезок размером $6\ \mu\text{m}$, температурой $4500\ \text{K}$ и током плотностью $10^7\ \text{A}/\text{cm}^2$, распределенным равномерно по пятну. Пятно испускает плазменную струю, которая подвергается воздействию внешнего магнитного поля. Задача в такой постановке не дает возможности промоделировать реальное движение катодного пятна, но позволяет оценить действие механизмов, приводящих к возможной асимметрии параметров пятна.

Используемая модель эмиссионно-эрозионных процессов включает в себя поток испаренных атомов с катода в виде

$$F_v = F_0 \left[1 - \frac{P_{pl} + mnu^2}{P_s(T_s)} \right], \quad (1)$$

где P_{pl} — давление плазмы, m , u и n — масса, гидродинамическая скорость и плотность атомов и ионов над поверхностью;

$$F_0 = \frac{P_s(T_s)}{\sqrt{2\pi m T_s}}, \quad (2)$$

где T_s — температура поверхности, а давление насыщения P_s аппроксимируется для меди (для температур выше температуры кипения) следующей формулой:

$$P_s(T_s) = \exp\left(25.0565 - \frac{38814.5}{T_s}\right). \quad (3)$$

Предполагалось, что ток, проходящий сквозь катодное пятно, состоит из эмиссионного электронного тока с катода и ионного тока из плазмы на катод.

Электронный ток рассчитывался по формуле Ричардсона–Шоттки

$$J_{em} = A_R T_s^2 \exp\left(-\frac{\phi'}{T_{cs}}\right), \quad \phi' = \phi - \sqrt{e^3 E_c}, \quad (4)$$

где ϕ — работа выхода, E_c — электрическое поле на катоде.

Ионный ток равен

$$J_i = J - J_{em}, \quad (5)$$

где J — полный ток, определяемый из решения МГД-уравнения для поля.

Напряженность электрического поля на катоде E_c определялась из уравнения Маккоуна

$$E_c^2 = 16\pi \sqrt{\frac{m_e U_c}{2 \cdot e} \left(J_i \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} - J_{em} \right)}. \quad (6)$$

Катодное падение потенциала

$$U_c = \frac{(J_i I_1 - 2T_s J_{em})}{e J_{em}} + U_0, \quad (7)$$

где I_1 — первый потенциал ионизации атома. Т.е. предполагалось, что энергия пучка эмитированных электронов идет в основном на ионизацию испаренных атомов, плюс некоторая часть энергии — eU_0 передавалась плазме. Величина U_0 являлась параметром задачи и фиксировалась на уровне 3 V. С учетом того, что полный ток известен из решения МГД-уравнений для плазменной струи, а температура поверхности — из решения уравнения теплопроводности для катода, система уравнений (3)–(6) замыкалась и итерировалась до получения

решения, соответствующего данной температуре катода и величине полного тока.

Поток энергии на катод в области катодного пятна

$$Q_c = Q_i - Q_v - Q_{em} - \sigma_{sb} T_s^4. \quad (8)$$

Здесь $Q_v = F_v(2T_s + E_v)$, $Q_{em} = J_{em}/e(2T_s + \phi')$, $Q_i = J_i/e(E_v + I_1 - \phi' + U_c)$ — охлаждение испарением, эмиссией и нагрев ионами соответственно; σ_{sb} — постоянная Стефана–Больцмана, E_v — теплота испарения.

Вычислительный поток использовался как граничное условие для решения уравнения теплопроводности в катоде и определения температуры катода T_c и, следовательно, температуры поверхности T_s :

$$\rho c \frac{\partial T_c}{\partial t} = \nabla \lambda(T_c) \nabla T_c + \frac{J^2}{\sigma_m(T_c)}, \quad (9)$$

где ρ , c , σ_m — плотность, теплоемкость и проводимость металла. Положение и границы катодного пятна определялись согласно распределению поверхностной температуры. Предполагалось, что пятно может существовать только при температуре выше некоторой пороговой величины. В данном случае пороговая температура равнялась 3700 К. Выбор пороговой температуры связан с необходимостью обеспечения достаточно большого эмиссионного тока. Вне пределов пятна протекание тока в задаче запрещено, однако учитывался тепловой поток из плазмы на катод для расчета температуры.

Распределение параметров плазмы над катодом определялось путем решения системы двумерных МГД-уравнений для плазменной струи [3].

Для уравнения на магнитную индукцию

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - [\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}] = -\frac{c^2}{4\pi} \operatorname{rot} \frac{1}{\sigma} \operatorname{rot} \mathbf{B}, \quad (10)$$

где u_e — дрейфовая скорость электронов, σ — проводимость плазмы, граничное условие формулировалось из условия равенства x -компоненты холловского поля на границе плазмы электрическому полю, возникающему из-за зависимости катодного падения потенциала от x :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{\partial B_z}{\partial y} + \frac{B_z}{ec n_e} \frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{4\pi}{c} \left(\frac{\partial U_c}{\partial x} - \frac{u_y B}{c} - \frac{1}{en_e} \frac{\partial n_e T_e}{\partial x} \right). \quad (11)$$

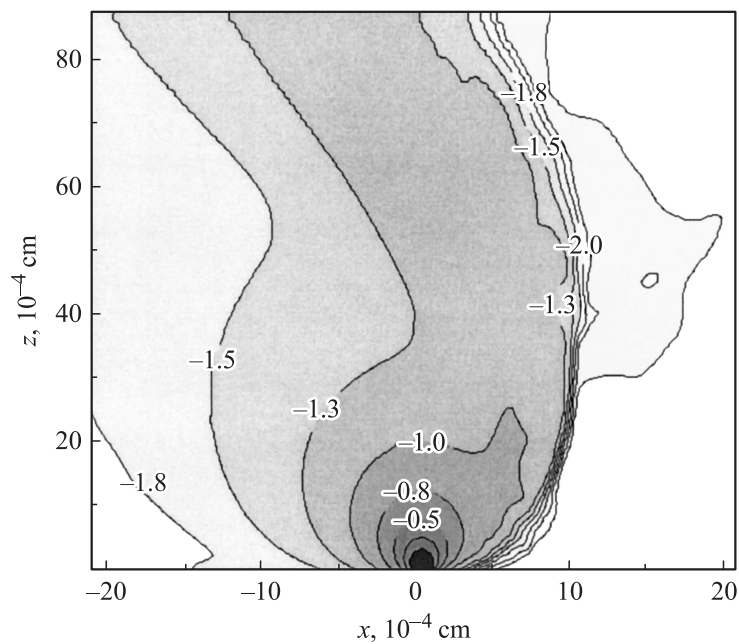


Рис. 1. Искажение струи плазмы из пятна под действием внешнего магнитного поля. Внешнее поле 0.4 Т. Показаны изолинии десятичного логарифма электронной плотности, ноль соответствует 10^{18} cm^{-3} .

Расчеты показали, что под воздействием внешнего тангенциального магнитного поля струя плазмы, истекающая из катодного пятна, отклоняется в амперовом направлении (рис. 1). Отклонение становится заметным на расстояниях, значительно превышающих размер катодного пятна. Само по себе отклонение струи не влияет на распределение параметров плазмы в узком прикатодном слое. В то же время изменение холловского поля, вызванное наложением внешнего магнитного поля, приводит к перераспределению плотности тока в катодном пятне (рис. 2, *a*). Возникает максимум распределения плотности тока на краю катодного пятна, соответствующего движению в антиамперовом направлении. Вслед за плотностью тока на ту же сторону смещаются максимум теплового потока из плазмы на катод и, следовательно, максимум температуры катода. Однако различие в величине потока тепла на границах пятна не столь существенно (рис. 2, *b*).

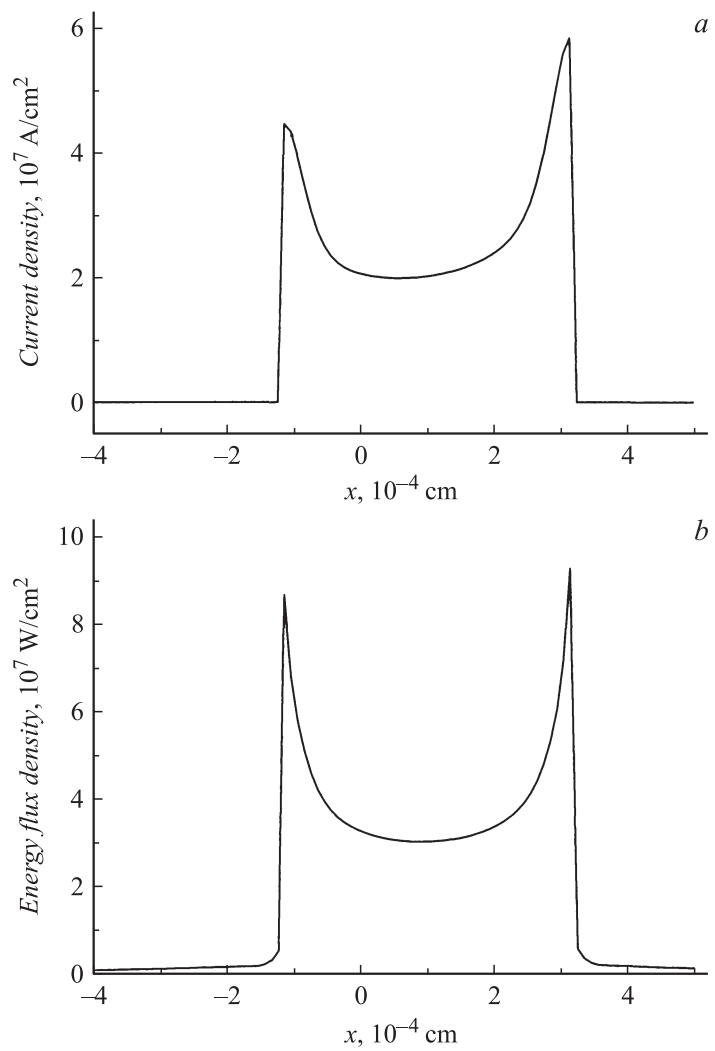


Рис. 2. Распределение плотности тока (*a*) и потока тепла (*b*) по поверхности катодного пятна.

Таким образом, результаты численного моделирования показали, что на заключительной стадии функционирования ячейки пятна действительно возникает асимметрия в распределении плотности тока и потока тепла — их максимум смещается в антиамперовом направлении. Однако для более детального анализа явления обратного движения катодного пятна вакуумной дуги в магнитном поле необходимо исследование поведения его жидкометаллической фазы, взаимодействие которой с катодной плазмой приводит к инициированию новых ячеек пятна [1].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 09-08-178, ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ Г.К.№ 02.740.11.0447 и аналитической ведомственной целевой программы „Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)“, проект № 2.1.1/5470.

Список литературы

- [1] *Месяц Г.А.* Эктон в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с.
- [2] *Handbook of Vacuum Arc Science and Technology* / Ed. by R.L. Boxman, P.J. Martin, D.M. Sanders. Park Ridge: Noyes Publications, 1995. 742 p.
- [3] *Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Шмелев Д.Л.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 1227–1236.