

УДК 53.04.043, 537.63.5

## О МЕХАНИЗМЕ “ОБРАТНОГО” ДВИЖЕНИЯ КАТОДНОГО ПЯТНА

В. А. Павлов

Санкт-Петербургский государственный университет, 198904 Санкт-Петербург  
E-mail: pavlov.valery@mail.ru

Предложено объяснение механизма “обратного” движения катодного пятна вакуумной дуги во внешнем магнитном поле, основанное на описании пятна и его окрестности как локализованной совокупности медленных магнитозвуковых волн. “Обратное” движение такого плазменного возмущения реализуется вследствие аномальной дисперсии свойств медленных магнитозвуковых волн. Поперечная компонента перемещения катодного пятна ориентирована в направлении поперечного движения потока полной энергии. Предложенный механизм может являться одним из конкурирующих механизмов “обратного” движения и может быть использован при построении новых моделей “обратного” движения катодного пятна.

Ключевые слова: вакуумная дуга, катодное пятно, “обратное” движение.

1. Функционирование вакуумной дуги сопровождается нестационарным движением и изменением структуры катодных пятен [1–9]. Сначала образуются пятна первого типа (“быстрые” пятна). Размеры таких пятен составляют  $10^{-6} \div 10^{-4}$  м, скорость их перемещения —  $10 \div 10^2$  м/с. Затем с задержкой после начала разряда вакуумной дуги порядка  $10^{-4}$  с формируются катодные пятна второго типа. Скорость перемещения этих пятен равна  $V_c = 0,1 \div 1,0$  м/с (возможны существенно большие скорости пятна:  $V_c \approx 100 \div 200$  м/с [1–4]), температура пятна  $700 \div 3400$  К, температура электронного компонента порядка  $10^4$  К, плотность тока через пятно не более  $10^{12}$  А/м<sup>2</sup>, сила тока дуги  $1 \div 300$  А. Происходит как процесс слияния пятен в групповые пятна (возможно формирование единственного пятна), так и процесс их деления. Характерным является слияние 10–20 отдельных пятен. Размер такой группы увеличивается более чем на порядок по сравнению с размером отдельного “пятна”. Возможно состояние, близкое к стационарному состоянию относительно скорости деления и объединения пятен.

Размер пятен второго типа зависит от материала катода, силы тока дуги и температуры пятна. Определение размера катодного пятна существенно затруднено, поскольку он зависит от методики измерений и условий проведения эксперимента. Размер пятна  $r$  второго типа может быть оценен по формуле  $r \approx \sqrt{I/(\pi J)}$ , где  $I$  — сила тока, протекающего через пятно (группу пятен);  $J$  — плотность тока. Предполагается, что пятно имеет форму круга и направление тока дуги перпендикулярно этому кругу. Следует отметить, что данные о размере пятна и плотности тока  $J$  противоречивы и неопределенны. Например, для меди при средней силе тока  $I = 100$  А плотность тока имеет значения, различающиеся на четыре порядка:  $J = 10^8 \div 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>, что соответствует среднему размеру катодного пятна второго типа  $r \approx 5 \cdot 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-6}$  м. Для ртути при средней силе тока  $I = 1$  А

плотность тока имеет значения  $J = 10^8 \div 10^{10}$  А/м<sup>2</sup>, что соответствует среднему размеру катодного пятна второго типа  $r \approx 10^{-4}$  м.

Представляют интерес данные о величине удельного электрического сопротивления материала  $\rho$ , окружающего катодное пятно, и материала этого пятна. При температуре  $T \approx 600$  К для меди  $\rho \approx 3,6 \cdot 10^{-8}$  Ом·м, для ртути  $\rho \approx 1,3 \cdot 10^{-6}$  Ом·м. Зная параметр  $\rho$ , можно вычислить коэффициент магнитной вязкости:

$$\eta_m = \rho / \mu_0$$

( $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — магнитная проницаемость вакуума). При  $T \approx 600$  К для меди  $\eta_m \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$  Ом·м<sup>2</sup>/Гн, для ртути  $\eta_m \approx 1$  Ом·м<sup>2</sup>/Гн.

Эволюция катодных пятен обладает рядом интересных свойств [1–10], одно из которых обнаружено Дж. Штарком в 1903 г. При наличии внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ , касательного к поверхности катода, пятна на поверхности ртутного катода двигались в направлении, противоположном направлению плотности силы Лоренца

$$\mathbf{F}_L = [\mathbf{J}, \mathbf{H}_0]$$

( $\mathbf{J}$  — плотность тока дуги через поверхность пятна). При этом считается, что вектор  $\mathbf{J}$  ортогонален поверхности катода. “Обратное” движение наблюдается также при использовании твердых металлических катодов. С увеличением силы тока дуги скорость “обратного” движения увеличивается по нелинейному закону до значения  $V_c \approx 100$  м/с, а в пределе достигает значения  $V_c \approx 200$  м/с [1].

“Обратное” движение катодного пятна (ОДКП) сопровождается рядом малоизученных конкурирующих явлений [1–9]. В настоящее время отсутствует даже качественно удовлетворительное объяснение ОДКП. Существует три основных точки зрения, “объясняющие” физический механизм ОДКП. Наиболее распространенная точка зрения заключается в допущении возникновения в катодном пятне и его окрестности замкнутых несимметричных линий тока вследствие воздействия внешнего тангенциального магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ . Допускается образование в зоне катодного пятна своеобразного электронного тороида, что приводит к возникновению суммарного эффективного тока  $\mathbf{I}_{eff}$ , направление которого противоположно направлению тока дуги. Такое предположение и соответствующие модели могут объяснить ОДКП. Однако остается невыясненной причина возникновения указанного тороида и соответственно ОДКП.

Менее распространенной точкой зрения является объяснение причин возникновения ОДКП влиянием поверхностных явлений (термомагнитных, гальваномагнитных и капиллярных).

В последнее время появились объяснения механизма “обратного” движения, основанные на дополнительной сильной ионизации окрестности катодного пятна [7, 8]. Например, в [7] предложена “ионизационная энергетическая модель”, предполагающая наличие ионизации нейтрального газа в слое на границе с плазмой и поглощения потока электромагнитной мощности. В такой модели допускается генерация сильного собственного магнитного поля. Направления потока электромагнитной мощности и силы Лоренца совпадают. При этом движение плазмы и пятна в целом происходит в направлении навстречу потоку электромагнитной мощности и противоположно направлению силы Лоренца. Модель [7] позволяет объяснить некоторые закономерности ОДКП. В [8] предложена близкая к сформулированной в [7] “электронно-магнитная модель катодного пятна вакуумной дуги”. В основе этой модели лежит допущение о возможности значительной автоэмиссии электронов с поверхности катода. При этом в окрестности пятна генерируется сильное собственное магнитное поле, напряженность которого  $H_c$  превышает напряженность внешнего магнитного поля  $H_0$ . Только такое допущение позволяет объяснить механизм

ОДКП в моделях [7, 8]. Однако, несмотря на условие  $H_c > H_0$ , в [8] не учитывается влияние нелинейных эффектов. Еще одним недостатком модели [8] является неучет влияния плазменно-динамических процессов. В моделях [7, 8] прекращение ОДКП соответствует отсутствию дополнительной ионизации окрестности катодного пятна.

Ниже предлагается объяснение механизма ОДКП, отличное от всех существующих. Это объяснение основано на перемещении объекта в направлении движения потока полной энергии (в модели [7] пятно движется навстречу потоку электромагнитной мощности). При этом используется допущение о возбуждении медленных магнитозвуковых волн в плазме, окружающей катодное пятно. Принципиальным моментом является то, что для возникновения ОДКП не требуется возбуждение в окрестности катодного пятна сильного собственного магнитного поля, влияние которого компенсирует влияние внешнего поля  $H_0$ .

2. В общем случае вектор плотности силы Лоренца  $\mathbf{F}_L = [\mathbf{J}, \mathbf{H}_0]$  не характеризует направление перемещения локализованного плазменного образования конечного размера. Направление вектора плотности силы Лоренца  $\mathbf{F}_L$  совпадает с направлением движения волн только в частном случае, если в среде отсутствует аномальная дисперсия и процесс одномерный. Под аномальной дисперсией в данной работе понимается ситуация, когда проекции векторов групповой скорости  $\mathbf{V}_g$  и фазовой скорости  $\mathbf{V}_{ph}$  на некоторые направления имеют разные знаки. Заметим, что вектор  $\mathbf{V}_{ph}$  характеризует перемещение поверхности постоянного значения возмущений (перемещение поверхности постоянной фазы). В случае если объект (катодное пятно) имеет конечные размеры, вектор плотности силы Лоренца описывается функцией

$$\mathbf{f}_L = [\mathbf{i}, \mathbf{H}_0],$$

где  $\mathbf{i}$  — плотность тока через поверхность, окружающую конечный объем локализованного объекта. Следует отметить, что функции  $\mathbf{i}$  и  $\mathbf{J}$  различаются:  $\mathbf{i} \neq \mathbf{J}$  (вектор  $\mathbf{J}$  ортогонален поверхности катода).

Предположим, что перемещение локализованного объекта (в данном случае катодного пятна) обусловлено перемещением осредненного (по осцилляциям и флуктуациям) потока полной энергии (электромагнитной, кинетической и внутренней). Это предположение соответствует перемещению в одном и том же направлении потока энергии и пятна. Наиболее простой идеализированной моделью является среда без диссипации. В среде без диссипации скорость перемещения  $\mathbf{U}_{en}$  потока энергии совпадает с групповой скоростью  $\mathbf{V}_g$ . Влияние границы раздела сред и поверхностных процессов не учитывается. Пятно рассматривается как плазменный локализованный объект, перемещающийся в безграничной намагниченной плазме. Обсудим возможность использования приближения магнитной гидродинамики (МГД) для приближенного описания окрестности катодного пятна и эволюции самого катодного пятна. Катодное пятно движется достаточно медленно, поэтому выполняется условие применимости МГД-приближения

$$\Delta t \gg \varepsilon_0 \rho,$$

где  $\Delta t$  — временной масштаб процесса;  $\varepsilon_0 = (36\pi)^{-1} \cdot 10^{-9}$  Ф/м;  $\rho$  — удельное сопротивление плазмы. При температуре  $T \approx 600$  К для ртути  $\rho \approx 1,3 \cdot 10^{-6}$  Ом·м, для меди  $\rho \approx 3,6 \cdot 10^{-8}$  Ом·м. Примем допущение, что катодное пятно представляет собой локализованную МГД-структуру объемом порядка  $\pi r^3$  и окружение этого пятна также является МГД-плазмой. Отметим, что МГД-приближение использовалось при описании катодных процессов на начальной стадии взрывной эмиссии [6].

Следующим шагом при упрощении анализа является возможность использования закономерностей идеальной (без учета влияния диссипации) МГД-теории. Для использования такого приближения необходимо выполнение ограничения снизу на магнитное число Рейнольдса:

$$\text{Re}_m \equiv LV\eta_m^{-1} \gg 1, \quad \eta_m \equiv \rho\mu_0^{-1} \quad (1)$$

( $L$  — пространственный масштаб изменения полей снаружи катодного пятна;  $V$  — макроскопическая скорость плазмы вне пятна). Следует отметить, что скорость  $V$  отличается от скорости перемещения катодного пятна  $V_c \leq 100 \div 200$  м/с. Для проведения оценок выберем значение  $L \gg 2r$ . При описании эволюции плазмы используются две характерные скорости: скорость звука  $a = \sqrt{\partial p(\gamma, s)/\partial \gamma}$ , альфвеновская скорость  $b = H_0 \sqrt{\mu_0/\gamma}$ , массовая плотность плазмы  $\gamma$ , энтропия  $s$ , давление газа  $p$ . “Обратное” движение реализуется при выполнении неравенства  $a \ll b$ , что соответствует превышению магнитного давления над давлением газа  $p$  в плазме.

Единственной возможностью объяснения механизма “обратного” движения является представление катодного пятна в виде медленной магнитозвуковой волны, обладающей аномальными свойствами. Если считать справедливым МГД-описание, то возбуждение именно медленной волны обусловлено тем, что макроскопическая скорость  $V$  одного порядка со скоростью звука. Возбуждение быстрой волны в такой ситуации малоэффективно. Для проведения оценки правой части неравенства (1) выберем значение  $V \approx V_g \approx a$ . Для ртути  $a \approx 1,5 \cdot 10^3$  м/с,  $L \gg 2r \approx 10^{-3}$  м (конкретное значение масштаба  $L$  можно определить либо эмпирически, либо на основе аналитического (численного) решения полностью поставленной задачи). Грубые оценки подтверждают справедливость неравенства (1) для плазмы, окружающей пятно. Факт слабого влияния диссипации (преобладания конвекции над диффузией) подтверждается косвенно. При “обратном” движении пятна наблюдается волновой (конвекционный) процесс, а не диффузионный.

При “обратном” движении эффективно возбуждается только одна из МГД-волн — медленная магнитозвуковая (МГЗ) волна. Локализованное в пространстве катодное пятно и возмущение окружающей его плазмы, строго говоря, являются нелинейной совокупностью большого числа таких волн. Причину возникновения ОДКП можно выяснить, не решая полностью задачу о процессах в пятне и его окрестности, ограничиваясь исследованием только линейных дисперсионных свойств медленной МГЗ-волны. Проведем сравнение полярных диаграмм фазовой и групповой скоростей МГЗ-волны. На рис. 1 представлена 1/4 этих диаграмм. Полные диаграммы получаются зеркальным отображением рис. 1 относительно вертикальной и горизонтальной осей. Имеет место аномальная дисперсия. Компоненты векторов  $\mathbf{V}_g$  и  $\mathbf{V}_{ph}$ , ортогональные вектору  $\mathbf{H}_0$ , имеют противоположные знаки. Величины этих поперечных компонент связаны соотношением

$$(V_g)_\perp = -V_{ph}^4 \{ (V_{ph})_\perp [(a^2 + b^2)^2 - 4a^2b^2 \cos^2 Q]^{1/2} \}^{-1},$$

где  $Q$  — угол между векторами  $\mathbf{V}_{ph}$  и  $\mathbf{H}_0$ . На рис. 1 угол между векторами  $\mathbf{V}_g$  и  $\mathbf{H}_0$  обозначен  $\varphi$ . Имеет место следующая связь между углами  $Q$  и  $\varphi$ :

$$\operatorname{tg} \varphi = -(a^2b^2 - V_{ph}^4)^{-1} V_{ph}^4 \operatorname{tg} Q.$$

На рис. 1 длина отрезка  $OA$  равна  $a$ , длина отрезка  $OB$  —  $ab(a^2 + b^2)^{-1/2}$ .

В приближении идеальной магнитной гидродинамики плотность энергии  $W$  и плотность потока энергии  $\mathbf{S}$  имеют представление

$$W = \gamma U + \gamma V^2/2 + \mu_0 H_0^2/2, \quad \mathbf{S} = (\hat{P}\mathbf{n}, \mathbf{V}),$$

где  $U$  — плотность внутренней энергии;  $\hat{P} = (p + \mu_0 H_0^2/2)\hat{I} - \mu_0 \hat{h}$ ;  $\hat{I}$  — единичный тензор;  $\hat{h} = \mathbf{H}\mathbf{H}$  — диада ( $h_{ik} = H_i H_k$  — компоненты тензора  $\hat{h}$ );  $\mathbf{n}$  — вектор внешней единичной нормали к поверхности, через которую проходит поток энергии. Отметим, что в приближении идеальной МГД-теории влияние плотности электрической энергии  $\varepsilon_0 E^2/2$  пренебрежимо мало. В идеальной среде осредненные по осцилляциям и флуктуациям поля  $\bar{W}$  и  $\bar{\mathbf{S}}$  связаны соотношением  $\bar{\mathbf{S}} = \bar{W}\mathbf{U}_{en}$  и справедлив закон сохранения энергии

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial t} + \operatorname{div}(\bar{W}\mathbf{U}_{en}) = 0, \quad \bar{\mathbf{S}} = \bar{W}\mathbf{U}_{en}. \quad (2)$$

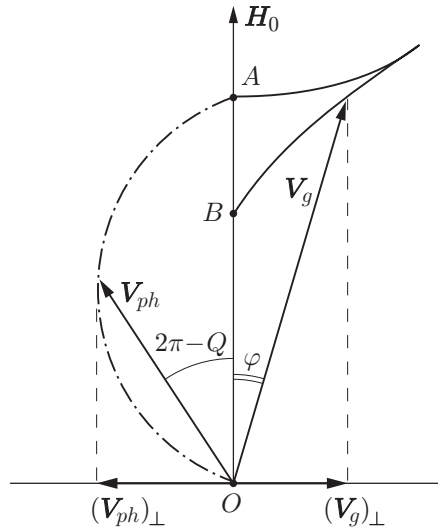


Рис. 1. Полярные диаграммы вектора  $V_{ph}$  в четвертом квадранте (штрихпунктирная линия) и вектора  $V_g$  в первом квадранте (сплошная линия)

Перемещение локализованного объекта (катодного пятна) сопровождается переносом энергии. В случае, когда пятно представляет собой суперпозицию большого числа медленных МГЗ-волн и диссипация отсутствует, справедлива закономерность

$$\text{sign}(U_{en})_{\perp} = \text{sign}(V_g)_{\perp} = -\text{sign}(V_{ph})_{\perp} = -\text{sign}(F_L),$$

что объясняет причину возникновения ОДКП. Отметим, что в модели одномерных плоских медленных МГЗ-волн свойство аномальности дисперсии отсутствует, соответственно отсутствует обратное движение такого одномерного плоского объекта.

Локализация пятна обусловлена переносом больших токов в случае, когда весь катод не может быть нагрет до высокой температуры. В приближении безграничной плазмы локализацию пятна объяснить невозможно. Для этого необходимо рассмотреть модельную задачу с учетом наличия границы раздела сред (в данной работе эта задача не рассматривается). Приближение безграничной плазмы и линейное приближение использованы с целью объяснить направление поперечного движения.

На основе экспериментальных исследований установлена связь между перемещением пятна и потоком вектора Умова — Пойнтинга [1–5]. В [1] сформулирован “принцип максимума магнитного поля”, согласно которому направление движения пятна совпадает с траекторией движения максимума магнитного поля в его окрестности. На этой траектории имеется максимум концентрации заряженных частиц плазмы [1]. В [4] отмечено, что такая траектория движения пятна совпадает с направлением потока вектора Умова — Пойнтинга (см. также [2, 3]). Модель катодного пятна, основанная на “процессе распространения плазмы навстречу потоку электромагнитной мощности” [7], противоречит точке зрения авторов работ [1–4] и изложенной выше точке зрения. Отметим, что в законе сохранения энергии (2) использован осредненный полный поток плотности энергии  $\vec{S} = \vec{W}U_{en}$  вместо потока только вектора Умова — Пойнтинга, а направление перемещения плазмы совпадает с направлением вектора потока полной плотности энергии. Приведенные выше рассуждения не являются доказательством того, что предложенный механизм является главным при реализации ОДКП. Этот механизм может являться лишь одним из механизмов “обратного” движения.

Парадоксальность “обратного” движения обусловлена допущением, что векторы  $\mathbf{J}$  и  $\mathbf{I}$  характеризуют перемещение объекта конечных размеров в среде с особыми аномальны-

ми дисперсионными свойствами. Традиционный термин “обратное движение катодного пятна” представляется не очень точным. Более точным был бы термин “эффект Штарка движения катодного пятна”.

Эксперименты показывают, что напряженность магнитного поля дуги в окрестности катода имеет порядок напряженности внешнего поля  $\mathbf{H}_0$ . В эксперименте возникают дополнительные нелинейные эффекты, усложняющие эволюцию катодного пятна. В нелинейном режиме закономерности ОДКП изменятся. Возможна модификация эволюционного процесса вплоть до исчезновения ОДКП или изменения его направления.

Дополнительное влияние на процесс оказывают процессы ионизации, наличие плазменной дуги, тип среды между катодом и анодом, поверхностные явления на катоде, наличие границы раздела между пятном и окружающей его плазмой.

**3.** При функционировании вакуумной дуги в катодном пятне происходят нестационарные взрывные процессы, сопровождающиеся его делением. Эксперименты показывают, что в основном происходит не образование новых катодных пятен на новых местах, а увеличение их числа за счет деления. На основе предложенного выше механизма сделаем некоторые замечания о процессе деления катодных пятен. При наличии магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  могут возникать условия, способствующие делению, что можно объяснить, если считать возможным описание катодного пятна как нестационарного “сгустка” медленных МГЗ-волн, претерпевающих “взрыв”. Это приводит к возникновению и перемещению в противоположных направлениях двух локализованных пятен. На рис. 2, 3 показаны схемы деления точечного пятна, характеризующегося расхождением двух фронтов МГЗ-волн в системе координат, связанной с перемещающимся пятном (с точкой  $O$ ). На рис. 2 представлена схема деления пятна в случае, когда через пятно не проходит ток дуги ( $\mathbf{I} = 0$ ) и отсутствует влияние ОДКП на движение двух новых пятен. Эта схема соответствует нестационарному возбуждению медленных МГЗ-волн в безграничной плазме. На рис. 3 показано дополнительное влияние тока дуги, приводящее к возникновению “обратного” движения разделившихся пятен. В момент  $t_1 = 0$  пятно, имеющее бесконечно малый размер, расположено в точке  $O$ . На рис. 2, 3 положение разделяющегося пятна показано в моменты  $t_1, t_2, t_3$ . На рис. 3 приведена проекция пятна на плоскости, проходящей через точку  $O$  и вектор  $\mathbf{H}_0$ , причем эта плоскость ортогональна вектору  $\mathbf{I}$ . На рис. 2, 3 пятна имеют форму искривленных треугольников. Ток  $\mathbf{I}$  на рис. 3 ортогонален плоскости рисунка и направлен за эту плоскость.

Одновременное влияние поля  $\mathbf{H}_0$  и тока дуги  $\mathbf{I}$  приводит к дополнительному смещению разделившихся пятен в направлении, противоположном направлению плотности силы Лоренца  $[\mathbf{J}, \mathbf{H}_0]$  (имеет место “обратное” движение возникших пятен).

**4.** Описание катодного пятна вакуумной дуги и окружающей ее плазмы как локализованной совокупности большого числа медленных МГЗ-волн позволяет объяснить ОДКП при наличии тангенциального внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ . Это обусловлено тем, что медленные локализованные МГЗ-объекты обладают свойством аномальной дисперсии. Ортогональные вектору  $\mathbf{H}_0$  компоненты векторов  $(\mathbf{V}_{ph})_{\perp}$  и  $(\mathbf{U}_{en})_{\perp}$  имеют противоположные знаки. Вектор  $(\mathbf{V}_{ph})_{\perp}$  параллелен вектору плотности силы Лоренца  $\mathbf{F}_L = [\mathbf{J}, \mathbf{H}_0]$ , а вектор  $(\mathbf{U}_{en})_{\perp}$  параллелен направлению движения пятна, при этом имеет место связь  $(\mathbf{U}_{en})_{\perp} \parallel (-\mathbf{F}_L)$ .

Перечислим основные закономерности, характерные для эволюции катодного пятна, описываемой на основе предложенного механизма в случае слабых полей.

Действие механизма возможно только в локализованных объектах. При идеализации плоского безграничного объекта ОДКП отсутствует вследствие отсутствия отмеченной выше аномальной дисперсии у плоских медленных МГЗ-волн. Описание катодного пятна вакуумной дуги и окружающей ее плазмы как локализованной совокупности большого

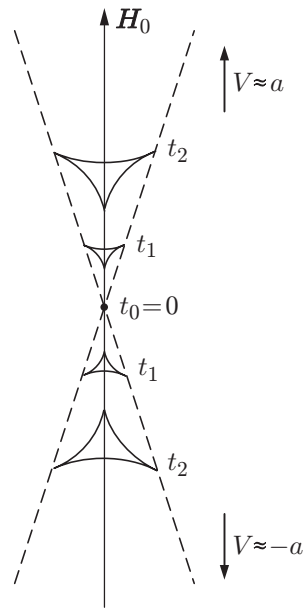


Рис. 2

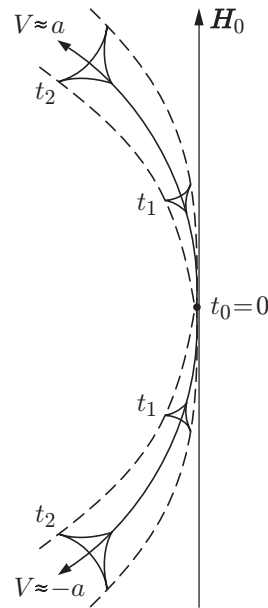


Рис. 3

Рис. 2. Эволюция двух возмущенных областей плазмы в случае отсутствия тока дуги ( $I = 0$ ) в моменты времени  $t_0, t_1, t_2$

Рис. 3. Схема деления катодного пятна в случае учета влияния тока дуги ( $I \neq 0$ ) и магнитного поля  $H_0$ :

$t_0, t_1, t_2$  — моменты времени, в которые изменяется положение фронтов двух разделившихся пятен

числа медленных МГЗ-волн позволяет объяснить ОДКП при наличии тангенциального внешнего магнитного поля  $H_0$ . Использование линейного приближения обусловлено получением наиболее ясного объяснения ОДКП в простейшем случае. Естественно, в нелинейном режиме закономерности ОДКП изменятся. Возможна модификация эволюционного процесса вплоть до исчезновения ОДКП или изменения его направления.

Все известные механизмы ОДКП являются нелинейными (в линейном приближении ОДКП отсутствует). Предложенный механизм предсказывает наличие ОДКП в линейном приближении. При реализации нелинейного режима возможна конкуренция предложенного механизма с другими механизмами. В настоящее время неизвестно, какой механизм окажется главным.

Предложенное объяснение механизма ОДКП основано на следующем утверждении. Движение пятна сопровождается перемещением потока энергии в том же направлении.

Принципиальным отличием предложенного механизма ОДКП от всех существующих механизмов является отсутствие требования значительной дополнительной ионизации окрестности катодного пятна, необходимости генерации сильного собственного магнитного поля и необходимости возбуждения специфических токовых систем в пятне и его окрестности. Согласно предложенному механизму ОДКП прекращается при нарушении неравенства (1), возможном за счет уменьшения пространственного масштаба полей вне пятна  $L$  и макроскопической скорости плазмы вне пятна  $V$ . В этом случае происходит замена конвекционного механизма диффузионным механизмом эволюции полей.

Нетрудно объяснить процесс размножения пятен путем их деления. Нестационарные взрывные процессы в плазме при наличии внешнего поля  $H_0$  могут приводить к возбуждению двух медленных МГЗ-возмущений, перемещающихся в противоположных направ-

лениях приблизительно вдоль магнитных силовых линий. Траектории движения новых пятен искажаются за счет влияния тока дуги и внешнего магнитного поля, при этом реализуется ОДКП, что приводит к размножению пятен путем деления.

Скорость разлета образовавшихся в результате деления пятен вдоль магнитных силовых линий близка к скорости звука.

Эффективность предложенного механизма может быть обоснована только с помощью компьютерного моделирования с учетом наличия межэлектродного промежутка, плазменной дуги и при обязательном учете влияния нелинейных эффектов. В работе [10] изложены основы предложенного выше механизма, описывающего эффект ОДКП.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Кесаев И. Г.** Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968.
2. **Месяц Г. А.** Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000.
3. **Райзер Ю. П.** Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
4. **Andres A.** Cathodic arcs: from fractal spots to energetic condensation. N. Y.; Heidelberg: Springer, 2008. (Ser. on atomic, optical, and plasma physics).
5. **Баренгольц С. А., Литвинов Е. А., Садовская Е. К., Шмелев Д. Л.** Движение катодного пятна вакуумной дуги во внешнем магнитном поле // Журн. техн. физики. 1998. Т. 68, № 6. С. 60–64.
6. **Лоскутов В. В., Лучинский А. В., Месяц Г. А.** МГД-процессы в начальной стадии взрывной эмиссии // Докл. АН СССР. 1983. Т. 271, № 5. С. 1120–1123.
7. **Бобров Ю. К., Быстров В. П., Рухадзе А. А.** О физической модели обратного движения катодного пятна // Журн. техн. физики. 2006. Т. 7, вып. 5. С. 35–46.
8. **Андреев А. А.** Физическая электронно-магнитная модель катодного пятна вакуумной дуги // Вісн. Харків. ун-ту. 2007. № 763, вып. 1. С. 32–40.
9. **Jutter B., Kleberg I.** The retrograde motion of arc cathode spots in vacuum // J. Phys. D. Appl. Phys. 2000. V. 33. P. 2025–2036.
10. **Павлов В. А.** Физический механизм влияния магнитного поля на эволюцию катодного пятна вакуумной дуги. Эффект Штарка 1903 г. // Сб. докл. 15-й Регион. конф. по распространению радиоволн, Санкт-Петербург, 10–12 нояб. 2009 г. СПб.: Изд-во С.-Петербур. гос. ун-та, 2009. С. 98.

*Поступила в редакцию 27/IV 2011 г.,  
в окончательном варианте — 20/IX 2011 г.*