

## О физической модели обратного движения катодного пятна

© Ю.К. Бобров, В.П. Быстров, А.А. Рухадзе

Институт общей физики РАН,  
119991 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 23 марта 2005 г.)

Предложена физическая модель обратного движения катодного пятна дуги постоянного тока как процесс распространения плазмы навстречу потоку электромагнитной мощности противоположно направлению силы Лоренца.

PACS: 52.80.-s

### Краткий обзор существующих моделей

При исследовании движения во внешнем магнитном поле катодного пятна ртутной дуги у выступающего из ртути молибденового катода оказалось, что при определенном значении магнитного поля катодное пятно дуги перемещается в противоположном силе Ампера направлении. Это необычное явление, не имеющее в настоящее время удовлетворительного объяснения, было названо обратным, или ретроградным, движением катодного пятна (ОДКП). Задача авторов заключается в том, чтобы показать, что это явление не относится к необычным. Об этом свидетельствует как само описание явления (retrograde motion) катодного пятна, так и основной вывод, что обратное движение катодного пятна „все еще остается недостаточно ясным“ прикатодным явлением [1,2].

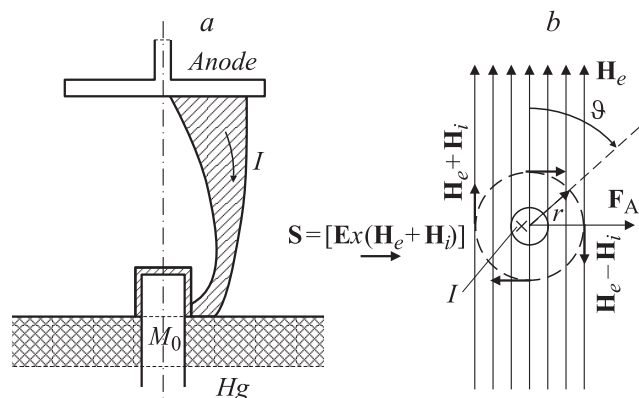
Обратное движение пятна было впервые обнаружено Штарком в 1903 г. и описано в 1928 г. Минорским [3], а позднее наиболее точно изучено Смитом [4-6], а также Сент-Джоном и Уинансом [7]. ОДКП обнаружено также в дугах с различными твердыми катодами в ряде газов с отсутствием ртути [8,9]. Применительно к угольным дугам термическая теория элементарных процессов у катода была развита Штарком [10] и затем более полно — Комптоном [11]. Предлагаются различные физические модели этого явления. В работе [12] была предложена идея о волновом ионизационном распространении ОДКП. Авторами [13] развивается мысль о том, что ОДКП есть следствие не распространения, а возникновения нового катодного пятна из-за обнаруженного (с помощью численного моделирования) „процесса разлета плазменной струи из эмиссионного центра катодного пятна“, показавшего, „что в окрестности центра существует кольцевой ток движущихся из плазмы на катод обратных электронов, замыкающийся через эмиссионную зону центра“ со ссылкой на работу [14]. Физическая интерпретация обнаруженного численным моделированием существования тока „обратных электронов“ отсутствует, хотя вследствие дальнейших обсуждений в [13] дается, на наш взгляд, верное утверждение, что ОДКП „происходит в сторону максимального магнитного поля“, „со стороны которого

максимален вектор  $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$ , и следовательно, имеет большую величину нормальный поток частиц к катоду, что приводит в свою очередь к большей вероятности появления новых центров со стороны обратного движения“. В этом выводе опять предлагаемая авторами модель „появления новых центров“ отличается от всех других, хотя утверждение о существовании максимального потока Пойнтинга может оказаться вполне достаточным для распространения плазмы в среде в обратном направлении даже без предварительного образования „новых центров“. Основанием для такого утверждения может служить хорошо известное распространение плазмы лазерного пробоя газа навстречу электромагнитному потоку мощности лазерного луча.

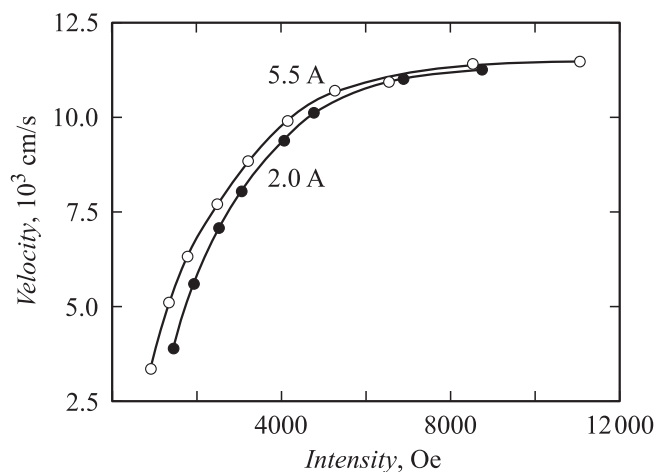
Обращает на себя внимание также работа [15], где предложена амбиполярная модель самоформирующейся у катода стационарной плазменной линзы, фокусирующей потоки ионов к катоду, предпринята попытка объяснения ОДКП и многих других непонятных явлений, таких как четочные, шаровые и линейные молнии, на основе модели „амбиполярный дрейф—ионизация“ исходя из главной синергетической концепции о возможности самоорганизации среды из хаоса.

Наиболее обстоятельное описание явления обратного движения катодного пятна дано в [1] в основном с использованием экспериментов [7], а также в [2] с описанием как экспериментов, так и теоретических моделей ОДКП.

Если в качестве катода дугового разряда низкого давления в парах ртути использовать молибденовый или танталовый цилиндр, слегка выступающий над поверхностью ртути (рис. 1), то он весь оказывается покрытым ртутью, и катодное пятно возникает преимущественно в круговом желобе между металлическим цилиндром и горизонтальной поверхностью ртути. Прикатодная область разряда на некотором участке оказывается перпендикулярной направленному вдоль оси электрода внешнему магнитному полю, напряженность которого в опытах находилась в пределах от 1000 до 12 000 Ое. По правилу Ампера, прикатодная область дуги должна вращаться в определенном направлении вокруг металлического цилиндра.



**Рис. 1.** Схема экспериментального исследования обратного движения ртутной дуги со стабилизацией катодного пятна выступающим молибденовым катодом (Сент-Джон Уинанс) [7]. *a* — схема [1,7], *b* — конфигурация силовых линий магнитных полей (внешнего  $H_e$ ) и собственного ( $H_i$ ) с направлениями силы Ампера  $F_A$  и потока электромагнитной мощности  $S$ .



**Рис. 2.** Скорость обратного движения катодного пятна в функции напряженности поля для двух значений силы тока [1,7].

Наблюдения показывают, что в дугах без катодного пятна прикатодная область движется вокруг добела раскаленного металлического цилиндра со скоростью нескольких метров в секунду и в теоретически ожидаемом направлении.

В дуге же с катодным пятном вращение последнего вокруг холодного металлического цилиндра происходит со скоростью, увеличивающейся нелинейно с ростом тока и напряженности магнитного поля приблизительно до  $10^4$  cm/s в обратном направлении.

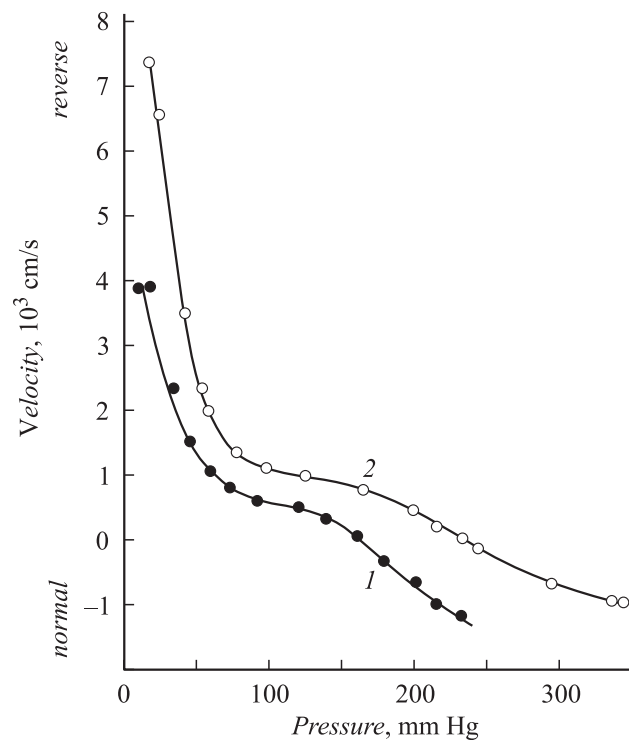
В ртутной дуге низкого давления скорость этого обратного движения при постоянной силе тока растет с напряженностью магнитного поля, после чего наступает кажущееся насыщение кривой (рис. 2). При измерениях в полях до 20 кОе и более удалось обнаружить новое скачкообразное увеличение скорости примерно до  $2 \cdot 10^4$  cm/s. Увеличение давления ртутного пара и введение газа приводят во всех случаях к замедлению

ОДКП, а затем и к инверсии движения, т. е. к изменению направления движения в соответствии с силой Лоренца (рис. 3 и 4). Критическое давление газа, соответствующее инверсии движения, является функцией тока, напряженности поля и природы газа. Как правило, увеличение напряженности поля и уменьшение тока сопровождается увеличением критического давления.

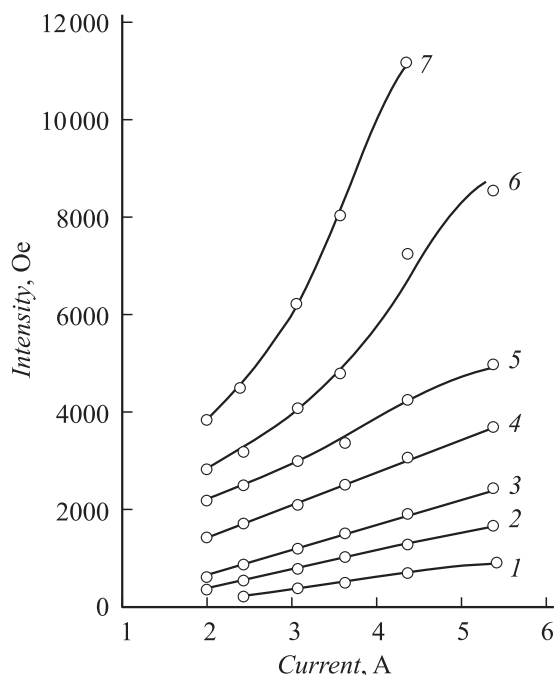
ОДКП наблюдалось на всех подвергнутых испытаниям металлах при низких давлениях окружающей среды. При очень малых расстояниях между электродами (0.05 см) ОДКП может наблюдаться даже при атмосферном давлении.

Физические модели ОДКП обычно могут быть разделены на две группы [2]. К наиболее многочисленной относятся модели, утверждающие, что первичной причиной ОДКП является отклонение приложенным извне магнитным полем заряженных частиц непосредственно в катодной области разряда. Так как направление отклонения зарядов при их естественном дрейфе в дуге соответствует нормальному движению пятна, то объяснение ОДКП при данном подходе должно основываться на отрицании естественного направления дрейфа частиц либо на поисках промежуточных механизмов обращения движения.

Ко второй группе относятся модели, связывающие ОДКП с явлениями в поверхностном слое самого катода с привлечением известных термомагнитных, гальванических и капиллярных эффектов, как, например, эффекта Ригги–Ледака и Эттингсгаузена. Согласно им, в металле в области пятна, под действием тангенциального маг-



**Рис. 3.** Скорость движения катодного пятна в функции парциального давления аргона для двух значений напряженности магнитного поля. Сила тока 0.2 А, кривая 1 — 2000, 2 — 3800.



**Рис. 4.** Напряженность магнитного поля, соответствующая переходу от обратного движения к нормальному, в функции силы тока для различных значений парциального давления аргона [1,7]. Давление аргона, mm Hg: 1 — 50, 2 — 75, 3 — 100, 4 — 125, 5 — 150, 6 — 175, 7 — 200.

нитного поля на распространяющиеся вглубь тепловые и электрические токи, образуется поперечный градиент температуры, способный сместить температурный максимум пятна вдоль поверхности металла. Вместе с температурным максимумом должен смещаться максимум термоэлектронной эмиссии катода, если температура высока для появления достаточной эмиссии. Легко заметить, что такая модель может относиться лишь к дуге с термоэлектронной эмиссией, тогда как ОДКП наблюдается исключительно в „холодной“ дуге. Все же необходимо отдать должное модели второй группы, так как в ней фактически развивается представление о возможности волнового перемещения фронта некоторой поверхностной тепловой волны.

Пытаясь объяснить явление ОДКП в радиальном магнитном поле, Минорский [3] допускал, что такому движению способствует кольцеобразный поток электронов, причем в последовавшей критике его подхода указывалось, что такое объяснение несостоятельно уже по той причине, что „обратный“ тип движения не требует в качестве обязательного условия замкнутости траектории пятна. Вместе с критикой высказывалось предположение, что аномалия отклонения пятна связана с тем, что возникающие в струе пара положительные ионы движутся сначала по инерции против сил поля от катода, отклоняясь на этой части пути в аномальном направлении силой Лоренца. Однако если даже это имеет место в действительности, такое смещение должно

полностью компенсироваться на обратном участке пути ионов при их стремлении к катоду.

Аналогичным образом выглядит модель в предположении о дырочном характере проводимости в области плотного пара у основания струи с вытекающим отсюда неправильным отклонением тока. В обоих случаях для объяснения ОДКП потребовалось постулировать движение зарядов против сил электрического поля за счет их переноса силами неэлектрического происхождения.

В качестве основной причины ОДКП рассматривалось также различие в ларморовских радиусах электронов и ионов плазмы дуги, что должно было приводить к смещению области положительного объемного заряда, это, однако, не наблюдается в действительности в достаточно сильных полях и свидетельствует о несостоятельности модели.

Не останавливаясь на всех выдвигавшихся гипотезах происхождения ОДКП, подвергнутых в свое время справедливой критике, можно все же остановиться на представлениях, выдвинутых Сент-Джоном и Уинансом [7]. Модель ОДКП строится на предположении, что катодное пятно следует рассматривать как ансамбль положительного объемного заряда у катода, индуцируемого им в металле поверхностного отрицательного заряда и электронного облака, находящегося над областью катодного падения потенциала. Далее, согласно представленной схеме, рассматриваются траектория электронов эмиссии с отклонением их силой Лоренца с ионизацией паров металла и траектория ионов по направлению к катоду. Модель предполагает, что равнодействующая всех сил, действующих на заряды, направлена так, что принуждает ионы пролететь над объемным зарядом и попасть на катод с противоположной стороны пятна, вызвав здесь образование новых центров эмиссии. Такое чисто баллистическое движение ионов в пространстве с большой плотностью нейтральных и заряженных частиц кажется многим маловероятным.

Предложен также механизм ОДКП, связанный с искривлением пути разряда под действием стороннего магнитного поля и усиления со стороны изгиба собственного магнитного поля дуги. В модели считается, что при некоторых условиях напряженность собственного поля образующейся петли тока может оказаться больше напряженности поля, вызвавшего искривление дуги. Так как направление первого противоположно направлению стороннего поля, под его действием катодное пятно должно двигаться в обратном направлении. Эксперимент показал, однако, что ОДКП осуществляется без искривления дуги, что указывает на несостоятельность модели.

Можно также отметить, что существует объяснение ОДКП, в котором существенным фактором является наличие некоторой оптимальной температуры плазмы, соответствующей наибольшей скорости ионизации. По этой модели наиболее благоприятные условия для ионизации создаются в области, смещенной по отношению к пятну в обратном направлении, вследствие чего в последующие моменты времени пятно должно сместить-

ся в том же направлении. Указанный эффект получается в предположении о термической ионизации газа в условиях постоянного давления в области катодного пятна и сводится к понижению плотности среды с повышением температуры. По представлениям [2], такого рода предпосылки и „незначительность самого эффекта“ делают указанную модель малоубедительной, тем более что существует настоятельная необходимость обосновать асимметрию ионизации с ее преимущественным осуществлением в направлении ОДКП.

Особо можно выделить принципиально отличную от всех других гипотетическую модель „принципа максимума поля“, выдвинутую в [2] и обозначенную прежде всего как гипотезу. Автор [2] рассматривает в качестве основной причины ОДКП асимметрию суммарного магнитного поля, собственного и внешнего, с указанием на то, что плазма у катодного пятна должна распространяться в направлении максимального магнитного поля. Оставляя без внимания обоснование своего принципа „максимального поля“, автор все же констатирует, что с его принятием возникает удивительное соответствие между данными эксперимента и предсказаниями такой модели. Эта модель очень близка по своей идее к предлагаемой в данной работе, названной здесь ионизационной энергетической моделью (ИЭМ). Поэтому, безусловно, целесообразно рассмотреть ИЭМ в качестве основополагающей модели с учетом не просто влияния повышенного магнитного давления в направлении ОДКП, но влияния ионизации нейтральной газовой среды в слое на границе с плазмой и поглощения потоков электромагнитной мощности в слое. Таким физическим механизмом ОДКП можно обосновать гипотезу „принципа максимума поля“ и обратить этот принцип из гипотетического в физическую закономерность.

Фазовая скорость распространения волны ионизации, безусловно, значительно превышает групповую скорость переноса частиц плазмы за счет градиента давления, тем более что распространение плазмы определяющим образом зависит от потоков электромагнитной мощности внешнего источника энергии. В направлении минимального поля (направлении силы Лоренца) этот поток составляет также минимальную величину, препятствуя распространению плазмы в сторону минимального потока электромагнитной мощности.

Согласно описанным экспериментальным данным [1,2], ОДКП дуги постоянного тока осуществляется в поперечном магнитном поле при следующих основных условиях:

- только в дугах с катодным пятном;
- в среде паров ртути или других газов в зависимости от их парциального давления, потенциала ионизации и величины напряженности магнитного поля;
- имеется критическая точка перехода от ОДКП к движению в направлении силы Лоренца, причем при большом парциальном давлении инертного газа движение катодного пятна осуществляется в „нормальном“ направлении;

— вывод, сделанный в [1] об отсутствии теории дуги с катодным пятном, был основан, в частности, на неудовлетворительном объяснении ОДКП;

— диаметр пятна оценивался в несколько десятых долей миллиметра;

— в спектрах излучения катодного пятна обнаруживаются ионы ртути при увеличении напряженности внешнего магнитного поля.

## Ионизационно-энергетическая модель

Мы полагаем, что, в общем случае, движение плазмы с током во внешнем магнитном поле можно рассматривать как проявление двух возможных физических механизмов.

1. Перемещение плазмы как целого недеформируемого твердого проводника пондеромоторной силой Ампера (плазма фактически моделируется только твердым недеформируемым проводником).

2. Распространение плазмы в окружающей газовой среде обусловлено ионизацией газа на границе плазмы с газом и поглощением на этой границе потоков электромагнитной мощности.

Предложенную ниже модель ОДКП по второму механизму мы будем называть ионизационно-энергетической, как и ранее, ИЭМ. Экспериментальные факты влияния на скорость ОДКП потенциала ионизации газа уже определяют выбор в пользу ИЭМ. Повышение парциального давления инертного газа снижает скорость движения пятна (рис. 3) и допускает переход от обратного движения к движению в „нормальном“ направлении (рис. 4).

Рассмотрим ИЭМ как основную модель ОДКП в простейшем варианте равенства модулей собственных и внешних напряженностей магнитного поля вне и внутри боковой поверхности пятна. Учитывая, что цилиндрическое собственное поле плазменного элемента тока  $|\mathbf{H}_i|$  в сумме с поперечным полем определенного направления  $|\mathbf{H}_e|$  приводит к резкой асимметрии суммарной напряженности поля  $|\mathbf{H}_\Sigma|$ , а именно  $|\mathbf{H}_\Sigma| = 2|\mathbf{H}_i|$ , с одной (левой рис. 1, *b*) стороны, и  $|\mathbf{H}_\Sigma| = 0$  — с другой (противоположной — правой), следует рассматривать два противоположно действующих фактора:

— стремление пондеромоторной силы к сдвигу плазмы в сторону ослабленного поля как твердого недеформируемого проводника и, наоборот,

— большое увеличение потока электромагнитной мощности в область плазмы с большим магнитным полем.

Второй процесс может преобладать над первым и тогда перемещение плазмы по ИЭМ будет определяющим и объясняющим ОДКП. Распространение волны ионизации в газе прямо связано с ионизационными процессами в тонком контактном слое ионизации на границе плазма–газ. Судя по значениям скоростей порядка  $D \sim 10^4$  см/с, основным физическим механизмом ионизации при распространении плазмы ОДКП следует

считать электронную теплопроводность. Все константы скоростей ионизации отвечают особенностям порогового характера закона Аррениуса [16].

Реакция ионизации происходят при электронной температуре возбуждения атомов газа в тонком слое ионизации, близкой к электронной температуре плазмы. Тогда можно без большой погрешности считать, что весь поток электромагнитной мощности в слой ионизации не расходуется на повышение внутренних параметров слоя (они уже достигнуты вследствие близости температур слоя и плазмы), и весь поток мощности передается теплопроводностью вперед в направлении распространения ионизационно-энергетической волны.

С учетом сказанного в уравнении баланса энергии в слое

$$\frac{D}{Dt} \left[ n_e \left( \frac{3}{2} kT_e + \varepsilon_i \right) \right] = -\nabla \mathbf{q}_e + \mathbf{J}\mathbf{E} \quad (1)$$

можно пренебречь субстанциональной производной, и уравнение приобретает простейший вид равенства поглощаемого потока энергии теплопроводностному потоку из слоя

$$(\mathbf{J}\mathbf{E}) \equiv \nabla(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \approx \nabla(\kappa_e \nabla T_e), \quad (2)$$

где  $\kappa_e$  — коэффициент электронной теплопроводности при электронной температуре плазмы  $T_{ep}$ , концентрации свободных электронов  $n_e$  и частоте столкновений электронов с тяжелыми частицами газа  $\nu_{en}$  с массой электрона  $m_e$  и постоянной Больцмана  $k$ . Коэффициент теплопроводности равен  $\kappa_e = \frac{5}{2} \frac{n_e k T_e \nu_{en}}{m_e (e^2 B^2 / m_e^2 + \nu_{en}^2)}$  [17], где учитывается наличие поперечного магнитного поля с индукцией  $B$ , уменьшающего теплоперенос обратно пропорционально  $B^2$ . Принимая в дальнейшем для потоков теплопроводности из плоского слоя ионизации функцию скорости ионизации типа закона Аррениуса  $F(T_e) \sim \exp(-\varepsilon_i/kT_e)$ , из (2) получим [12,16]

$$\kappa_e \frac{dT_e}{dy} = \left( 2\kappa_e \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} \int_{T_e^*}^{T_{ep}} F(T_e) dT_e \right)^{1/2} = D \frac{\varepsilon_0 E^2}{2}. \quad (3)$$

Для скорости фронта ионизации следует

$$D = \left( 2\kappa_e \frac{\int_{T_e^*}^{T_{ep}} F(T_e) dT_e}{\frac{\varepsilon_0 E^2}{2}} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Скорость оказывается обратно пропорциональной плотности энергии электрического поля. В действительности она значительно сильнее зависит от верхнего предела интегрирования  $T_{ep}$ , при нижнем пределе, принимаемом обычно  $T_e^* \rightarrow 0$ , поскольку даже небольшое уменьшение температуры приводит к резкому снижению скорости ионизации.

Для константы скорости ионизации можно воспользоваться выражением термической ионизации газа по формуле Саха, имея в виду не стационарное равновесное состояние плазмы, а только скорость термической

ионизации вдали от состояния термодинамического равновесия

$$F(T_e) = C_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT_e}\right), \quad (5)$$

где коэффициент при экспоненте задается по уравнению Саха

$$C_1 = 1.41 \cdot 10^2 n_n \left( 1 - \frac{T_e^2}{T_{ep}^2} \right) T_e^{-3}. \quad (6)$$

Окончательно формула для скорости фронта волны ионизации, с учетом (5), (6), принимает вид [16]

$$D = 7.94 \cdot 10^{11} T_{ep}^{-\frac{5}{2}} \left( \frac{kT_{ep}}{\varepsilon_i} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT_{ep}}\right), \quad (7)$$

что для паров ртути ( $\varepsilon_i = 10$  eV) при значении температуры плазмы  $T_{ep} \approx 10^4$  K дает значение скорости, соответствующее наблюдаемым значениям  $D \approx 114$  m/s  $\sim 10^4$  cm/s [1,2].

Вторым важным оценочным фактором должна стать соизмеримость модулей напряженностей собственного и внешнего магнитных полей, когда их взаимодействие наиболее эффективно. Для цилиндрического проводника радиуса  $r(t)$  с током  $I$  магнитная индукция равна

$$\mathbf{B}_i(t) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r(t)} \quad (8)$$

и, в случае равенства модулей индукции полей  $|\mathbf{B}_i| \approx |\mathbf{B}_e|$ , при экспериментальных значениях  $\mathbf{B}_e = \mu \mathbf{H}_e \approx 1000-10\,000$  Gs = 0.1–1.0 T связь величин тока и радиуса катодного пятна с величиной магнитного поля при  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Gs/m,  $r$  в м,  $B$  в Т, и тока  $I$  в А, согласно (8), дается формулой

$$r_{|\mathbf{B}_i|=|\mathbf{B}_e|} = 2 \cdot 10^{-7} \frac{I}{|\mathbf{B}_e|}. \quad (9)$$

Отсюда при  $|\mathbf{B}_e| = 0.1$  T для радиуса имеем  $r = 2 \cdot 10^{-6} I$ , м, так что при токах  $I = 1-10$  А получаем значения радиусов  $r = (2-20) \cdot 10^{-6}$  м, тогда как для  $|\mathbf{B}_e| = 1.0$  T радиус должен быть еще меньше  $r = 2 \cdot 10^{-7} I$ , м. При токах  $I = 1-10$  А он составит  $r = (2-20) \cdot 10^{-7}$  м, т.е. значительно меньше экспериментальных значений, указанных как в [1], так и в [2].

Электродвижущая сила индукции, возбуждаемая на боковой поверхности плазмы

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

имеет вихревой характер и связана непосредственно с изменением во времени вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}$ , что как раз и происходит при расширении или сжатии канала дуги у катодного пятна, а также при его перемещении в пространстве. Это связано с изменением во времени магнитного поля при смещении границы плазмы. В пределах некоторого контура  $L$  на боковой поверхности плазмы при ее распространении

со скоростью  $D$  будет индуцироваться фарадеевская электродвижущая сила

$$E = \oint_L [\nabla \times \mathbf{E}] ds.$$

Соответствующий вихревой ток на боковой поверхности плазмы сам по себе не создает асимметрии при симметричном расширении или сжатии плазмы. Асимметрия, однако, существует в данном случае, поскольку при асимметрии магнитного поля скорость распространения ионизационно-энергетической волны в сторону большего магнитного поля приведет также к асимметрии вихревых токов при более высокой скорости  $D$  и, следовательно, больших значениях  $|\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}|$ .

Представленная физическая ионизационно-энергетическая модель обратного движения катодного пятна, конечно, имеет пока только идеологическое обоснование, носящее качественный характер. Полным доказательством ее справедливости могли бы стать результаты математического численного моделирования, аналогичного, например, исследованию, выполненному в [18] применительно к „плазменному фокусу“. Однако вопрос о целесообразности такого математического моделирования выходит за пределы поставленной здесь задачи.

Ясно, что в полученных выражениях учитываются как прямые в смысле ОДКП, так и обратные в смысле направления силы Лоренца параметры плазмы  $\varepsilon_i$  и  $V^2$  (в выражении для коэффициента электронной теплопроводности  $\kappa_e$ ). Численное моделирование с учетом эффектов уменьшения теплопроводности в поперечном направлении магнитного поля (снижение скорости ОДКП), но ее увеличение в значительном магнитном поле при большом потоке Пойнтинга позволит, как нам представляется, получить достаточно детальное совпадение данных расчета и экспериментов (рис. 2–4). Такой подход с его результатами станет физическим обоснованием предложенного ранее „принципа максимального поля“ И.Г. Кесаева [2] и разрешит проблему ОДКП.

В заключение можно, на основе предложенной физической модели ОДКП, обсудить сформулированные выше условия экспериментального наблюдения явления.

1. ОДКП наблюдается только в дугах с катодными пятнами, поскольку именно в прикатодной области плазмы с очень малым диаметром пятна могут достигаться значения собственной напряженности магнитного поля дуги, соизмеримые с напряженностью внешнего поля. Взаимодействия этих полей вносят асимметрию в распределение магнитного поля относительно боковых поверхностей плазменного канала у пятна с возникновением большой асимметрии потока электромагнитной мощности в плазму. Плазма не столько „движется“, сколько „распространяется“ волновым образом навстречу потоку Пойнтинга. Преимущественное распространение плазмы навстречу потоку электромагнитной мощности ведет также к преимущественной в данном направлении электродвижущей силе электромагнитной

индукции с дополнительным нагревом соответствующей плазменной поверхности вихревыми токами. В общем выражении для потока электромагнитной мощности

$$\mathbf{J}\mathbf{E} = -\nabla(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \right)$$

это обстоятельство фиксируется производной по времени от магнитной энергии.

2. ОДКП наблюдается только в среде окружающего газа (пара), поскольку распространение плазмы определяется ионизационными процессами в среде, причем потенциал ионизации газа  $\varepsilon_i$  существенно влияет на скорость распространения плазмы  $D$  (7). Ясно, что добавление к парам ртути инертного газа (аргон) должно приводить к снижению скорости  $D$ , так как  $\varepsilon_i^{\text{Ar}} > \varepsilon_i^{\text{Hg}}$ , и к возможности полного исключения механизма ионизационно-энергетических волн распространения плазмы. В последнем случае остается превалирующим пондеромоторное действие силы Лоренца.

3. Критическая точка перехода от обратного движения к движению в направлении силы Лоренца достигается только при „отключении“ механизма ионизационно-энергетического распространения плазмы (который носит пороговый характер из-за резкой аррениусовской зависимости скорости ионизации от температуры) в связи с высокой концентрацией инертного газа, когда даже небольшое увеличение потенциала ионизации атомов газовой среды приводит к „отсечке“ режима ОДКП с превращением его в движение по направлению силы Лоренца.

4. В изложенном подходе отсутствие удовлетворительного объяснения явления ОДКП в [1,2], как нам кажется, качественно преодолено. Предложенные модельные представления о дуге с катодным пятном могут оказаться методическим основанием для решения главной поставленной задачи об ОДКП, которую мы предлагаем численно решать на основе ИЭМ.

5. ИЭМ находится в некотором противоречии с опытными данными, предсказывая значительно меньшие диаметры пятен. Однако опытными данным именно по диаметрам пятен следует предъявить наиболее строгие претензии из-за несовершенств в регистрации спектральных пространственно-временных разверток прикатодной плазмы дуги с катодным пятном. Поэтому в данном случае нельзя провести надежного сопоставления теоретических модельных представлений и экспериментальных данных по радиальным размерам катодных пятен из-за низкой надежности эксперимента.

6. Наличие в спектре излучения катодного пятна ионов ртути может служить основой для более точного определения диаметра катодного пятна по области существования источников излучения именно ионов. Эта область с ее размерами может быть отождествлена с диаметром канала плазмы у катодного пятна и установлена известным методом „поперечных снимков“ стигматического изображения спектра излучения ионов плазмы у пятна в плоскости входной щели спектрографа даже на

фоне интенсивного сплошного спектра излучения с его возможной частичной отсечкой интерферометрическими фильтрами. Поскольку такие эксперименты отсутствуют, пока нет смысла искать полного соответствия, с желаемой заданной точностью, между модельными теоретическими и опытными значениями диаметров плазмы у катодного пятна.

Таким образом, можно с определенной уверенностью утверждать, что большинство экспериментальных результатов по явлениям ОДКП, приведенных на рис. 2–4, удовлетворяют предложенной здесь физической модели ИЭМ.

## Список литературы

- [1] *Филькенбург В., Меккер Г.* Электрические дуги и термическая плазма / Пер. под ред. В.А. Фабриканта. М.: ИЛ, 1961. 371 с.
- [2] *Кесаев И.Г.* Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968. 244 с.
- [3] *Minorsky N.* // J. Phys. Radium. 1928. Vol. 9. P. 127.
- [4] *Smith C.G.* // Phys. Rev. 1942. Vol. 62. P. 48.
- [5] *Smith C.G.* // Phys. Rev. 1946. Vol. 69. P. 96–100.
- [6] *Smith C.G.* // Phys. Rev. 1951. Vol. 84. P. 1075.
- [7] *St. John R.M., Winans I.G.* // Phys. Rev. 1954. Vol. 94. P. 1097.
- [8] *Gallagher C.J., Cobine J.D.* // Phys. Rev. 1947. Vol. 71. P. 481A.
- [9] *Gallagher C.J., Cobine J.D.* // J. Appl. Phys. 1950. Vol. 21. P. 768.
- [10] *Stark J.* Die Elektrizitat in Gasen. Leipzig, 1902.
- [11] *Compton K.T.* // Phys. Rev. 1923. Vol. 21. P. 266.
- [12] *Бобров Ю.К.* Самосогласованные модели режимов распространения плазмы электрических разрядов в газах. Томск: ИСЭ СОАН, 1991. 361 с.
- [13] *Баренгольц С.А., Литвинов Е.А., Садовская Е.К., Шмелев Д.Л.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 6. С. 60–64.
- [14] *Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Парфенов А.Г.* // ДАН СССР. 1990. Т. 310. № 2. С. 344–347.
- [15] *Высикайло Ф.И.* // ЖТФ. 2004. Т. 125. № 5. С. 1071–1081.
- [16] *Дьяков А.Ф., Бобров Ю.К., Сорокин А.В., Юргеленас Ю.В.* Физические основы электрического пробоя газов. М.: Изд-во МЭИ, 1999. 400 с.
- [17] *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [18] *Вихрем В.В., Брагинский С.И.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 10 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1980. С. 243–318.