

[6] Taylor H.F. // Appl. Opt. 1977. V. 16. N 3. P. 711-716.

[7] Marom E., Ramer O.G., Ruschlin S. // IEEE J. Quantum Electron. 1984. V. QE-20. N 9. P. 1311-1319.

Институт общей физики  
АН СССР,  
Москва

Поступило в Редакцию  
9 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18

26 сентября 1990 г.

04

© 1990

## О ВЛИЯНИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДВИЖЕНИЕ КАТОДНОГО ПЯТНА ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Е.А. Литвинов, Г.А. Месяц,  
А.Г. Парфенов, Е.Ю. Садовская

Известно, что при наличии внешнего тангенциального к катоду магнитного поля катодное пятно вакуумной дуги перемещается в „антиамперовом“ направлении, т.е. в направлении, противоположном вектору  $[I \times B]$ , где  $I$  — ток дуги,  $B$  — индукция внешнего магнитного поля [1]. Если магнитное поле  $B$  направлено под углом  $\theta_B$  к катоду, т.е. имеется нормальная к катоду составляющая  $B_{\perp}$ , то направленное движение пятна составляет некоторый угол  $\varphi$  (так называемый „угол Робсона“), отсчитываемый от направления при  $B_{\perp} = 0$  (зависимость  $\varphi(\theta_B)$  из работ [2, 3] показана на рис. 1).

Закономерности движения пятна в магнитном поле неоднократно привлекали внимание исследователей, однако общепризнанного объяснения этих закономерностей до сих пор не существует [1].

В работе [4] проведено численное моделирование процесса разлета плазменной струи из эмиссионного центра (ЭЦ) катодного пятна и показано, что в окрестности ЭЦ всегда существует кольцевой ток электронов, движущихся из плазмы на катод и замыкающийся через эмиссионную зону. В настоящей работе проанализировано взаимодействие кольцевого тока в окрестности ЭЦ с внешним магнитным полем.

Предложена следующая модель. Предполагается, что движение обратных электронов происходит по окружности, и кольца тока образуют тороидальную поверхность, осью симметрии которой является перпендикуляр к поверхности катода, проходящий через центр катодного пятна (рис. 2). Если рассматривать взаимодействие

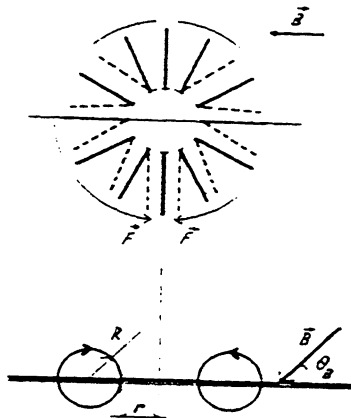
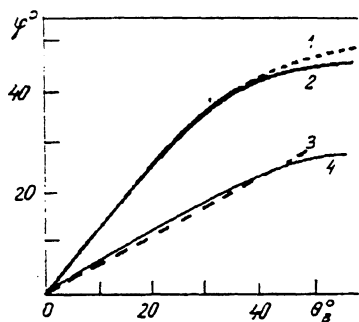


Рис. 1. Угол Робсона  $\varphi$  в зависимости от угла наклона внешнего магнитного поля к катоду  $\theta_B$ : 1 - эксперимент [2] ( $Al$ ,  $0.15$  Т,  $10^{-1}$  Тор); 2 - формула (1) при  $R \gg r$ ; 3 - эксперимент [3] ( $Mo$ ,  $C$ ,  $0.37$  Т,  $10-300$  А,  $10^{-9}$  Тор); 4 - формула (1) при  $r=R$ .

Рис. 2. Схематичное расположение токовых контуров вокруг эмиссионного центра. Вид сверху и сбоку. Стрелки на кольцах показывают направление тока. Направление движения электронов - противоположное.

внешнего магнитного поля с током обратных электронов с точки зрения поведения рамки с током в магнитном поле, то нетрудно заметить, что суммарный момент, действующий на каждое отдельное кольцо, будет иметь направление, показанное на рис. 2 ( $F$ ), а именно, будет стремиться „развернуть“ токовые кольца в направлении  $[B \times I]$ , т.е. в „антиамперовом“ направлении (смещенные кольца показаны пунктирными линиями). Что касается магнитного поля „прямого“ тока, то, очевидно, его симметрия не нарушается.

Перемещение пятна есть циклический процесс возникновения и отмирания эмиссионных центров [5]. Направление движения пятна - это направление, в котором возникает новый эмиссионный центр вместо старого. В [5] показано, что процесс возникновения новых ЭЦ связан с „обратным“ электронным током; там, где этот ток сильнее, возникают преимущественные условия для нового ЭЦ. Следовательно, в нашем случае направление движения пятна - это место сгущения линий обратного тока.

Таким образом, вследствие воздействия тангенциального магнитного поля следует ожидать наибольшей плотности тока обратных электронов в направлении  $[B \times I]$  от центра катодного пятна,

соответственно в этом же направлении будет возрастать вероятность возникновения нового эмиссионного центра.

Если внешнее магнитное поле направлено под углом  $\theta_B$  к поверхности катода, то рамки обратных токов, кроме смещения в направлении  $[B \times I]$ , будут разворачиваться в пространстве таким образом, чтобы плоскость рамки была перпендикулярна вектору  $B$ . В этом случае область максимального сгущения линий тока будет смещена относительно направления  $[B \times I]$ . Угол  $\varphi$ , образованный между этим направлением и лучом, проведенным из центра пятна через проекцию точки с максимальной плотностью тока, будет равен

$$\varphi = \arctg \left\{ \left[ R / (R + r) \right] \cdot \cos(\pi/2 - \theta_B) \right\}, \quad (1)$$

где  $R$  — радиус токового кольца,  $r$  — радиус эмиссионной зоны катодного пятна. Случай  $R \gg r$  соответствует маленьким кратерам на катоде, характерным для грязной поверхности. Полученная зависимость  $\varphi(\theta_B)$  в этом случае хорошо совпадает с экспериментальной кривой Робсона [2] (масляный вакуум  $10^{-1}$  Тор). В то же время на чистой поверхности размер кратеров (которые отражают размер эмиссионной зоны) на порядок больше, и, согласно результатам [4], они становятся сравнимы с радиусом токовых колец. При  $r = R$  зависимость  $\varphi(\theta_B)$  хорошо совпадает с экспериментальной кривой Ютнера [3] (рис. 2), которая получена для чистой поверхности (сверхвысокий вакуум  $10^{-9}$  Тор).

Хорошее объяснение угла Робсона кольцевым электронным током может служить убедительным свидетельством его существования.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] В а к у у м н ы е д у г и / Под ред. Лафферти. М.: Мир, 1982. 430 с.
- [2] R o b s o n A. E. Proc. IV Int. Symp. on Phenomena in Ionized Gases. Uppsala, 1959. 346 p.
- [3] Ю т т н е р Б. Диссертация. Берлин, 1982.
- [4] Л и т в и н о в Е. А., М е с я ц Г. А., П а р ф е н о в А. Г. // ДАН СССР. 1990. Т. 310. № 2. С. 344-348.
- [5] Л и т в и н о в Е. А., М е с я ц Г. А., П а р ф е н о в А. Г., Ф е д о с о в А. И. // ЖТФ. 1985. Т. 35. В. 11. С. 2270-2273.

Институт электрофизики  
УрО АН СССР,  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
6 мая 1990 г.