

УДК 537.523.5

## К ТЕОРИИ РЕТРОГРАДНОГО ДВИЖЕНИЯ ВАКУУМНОЙ ДУГИ НА РТУТНОМ КАТОДЕ

*В. А. Немчинский*

Предлагается следующее объяснение экспериментально наблюдаемой зависимости скорости ретроградного движения катодного пятна  $u$  от магнитной индукции  $B$ . В слабых магнитных полях ( $B < B_1$ ) движение происходит с постоянной скоростью  $v_0$  по прямолинейным отрезкам траектории, сменяющимся резкими поворотами, преимущественно в антиамперовом направлении, при этом  $u$  линейно растет с полем. В промежуточных полях  $B_1 < B < B_2$  движение происходит с не зависящей от  $B$  скоростью, но только в ретроградном направлении — плато на зависимости  $u(B)$ . В сильных полях  $B > B_2$  скорость прямолинейного движения растет с полем, чему соответствует новый подъем на зависимости  $u(B)$ . Проведенные оценки величин  $v_0$ ,  $B_1$ ,  $B_2$  удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Катодное пятно вакуумной дуги в тангенциальном магнитном поле смещается в направлении, обратном направлению действия амперовой силы  $\mathbf{I} \times \mathbf{B}$  (ретроградное движение). Для дуги на ртутном катоде зависимость скорости ретроградного движения  $u$  от поля имеет следующий характерный вид (см., например, [1] — рис. 1). При малых полях  $u$  линейно зависит от  $B$ , при полях порядка нескольких килогаусс скорость движения насыщается на уровне  $10^4$  см/с. Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к довольно резкому подъему скорости примерно вдвое, после чего она снова перестает меняться с полем.

Объяснению ретроградного характера движения катодного пятна в магнитном поле посвящено большое количество работ (см. обзоры [2-6] и более поздние работы [7-16]), однако явление до сих пор не получило общепризнанного объяснения. По нашему мнению, это в первую очередь связано с недостаточным общим пониманием механизма функционирования катодного пятна вакуумной дуги. В частности, известно, что магнитное поле не является причиной смещения пятна, а лишь упорядочивает движение, хаотическое в отсутствие магнитного поля. В то же время однозначное объяснение причины движения пятна также отсутствует.

В [17] нами был предложен механизм движения катодного пятна на ртутном катоде в отсутствие магнитного поля, а в [18] — механизм, приводящий к ретроградному характеру смещения пятна в магнитном поле. В настоящей работе на основе высказанных в этих работах гипотез оценивается скорость ретроградного движения. В разделе 1 на основе результатов, полученных в [17], оценивается скорость движения пятна в отсутствие поля. В разделе 2 определяется скорость ретроградного движения в слабом поле. Раздел 3 посвящен движению с сильным полем.

### 1. Движение ртутной дуги в отсутствие магнитного поля

Эксперимент показывает, что движение катодного пятна ртутной дуги происходит таким образом [4]. Катодное пятно движется по прямолинейному участку траектории, после чего поворачивает на произвольный угол и снова движется по прямой. При описании движения пятна в отсутствие поля необходимо отве-

тить как на вопрос, почему пятно движется, так и на вопрос, почему прямолинейные участки траектории прерываются внезапными поворотами.

При обсуждении первого вопроса в работе [17] нами была выдвинута следующая гипотеза. Катодное пятно является источником сильного давления на жидкую поверхность катода. Под действием этого давления пятно углубляется внутрь катода, удлиняя сжатую часть столба. Ввиду большой плотности тока у катода это требует дополнительного напряжения, тем большего, чем длиннее столб. Поэтому пятно не может оставаться неподвижным, так как при этом неограниченно удлиняется столб. На твердом катоде пятно перемещается скачками, перепрыгивая на расстояние, примерно равное своему радиусу; на ртутном катоде, как показывает опыт [4], пятно движется непрерывно.

Согласно [17], это происходит так. При движении пятна поверхность катода под ним продавливается и столб оказывается короче вперед по движению и длиннее там, откуда пятно уходит (рис. 2, а). Более длинный столб требует большего

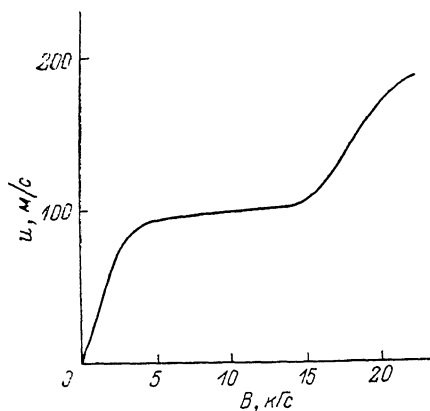


Рис. 1. Зависимость скорости ретроградного движения одноамперной ртутной дуги от магнитной индукции [1].

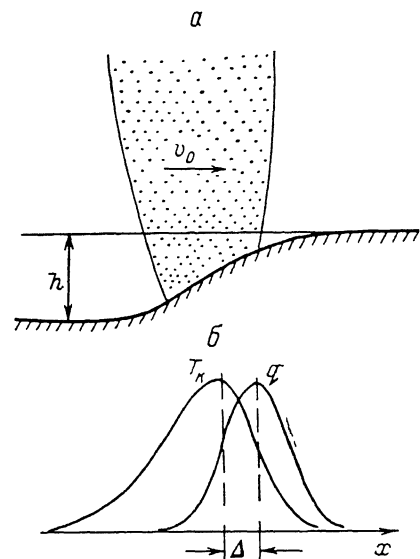


Рис. 2. Распределение высоты жидкой поверхности (а), температуры и теплового потока (б) в движущемся пятне.

падения напряжения в плазме. Поэтому, поскольку падение напряжения в плазме перед пятном оказывается меньше, чем сзади, то катодное падение больше впереди пятна. В результате тепловой поток на катод тем больший, чем выше катодное падение, смещается вперед по движению относительно температурного (и эмиссионного) распределения. Догоняя смещенный вперед поток тепла, пятно «гиссирует» по поверхности катода, непрерывно воспроизводя условия своего движения: наклон поверхности, сдвиг вперед катодного падения, а с ним и теплового распределения относительно температуры и т. д.

Расчеты, проведенные в [17], показали, что если тепловой поток и распределение температуры разделены на фиксированное расстояние  $\Delta$ , то такая система движется со скоростью

$$v_0 \approx \frac{4a}{R} \left( \frac{2\Delta}{R} \right)^2, \quad (1)$$

где  $R$  — радиус катодного пятна,  $a$  — температуропроводность материала катода. Величина пространственного разделения тепла и температуры определяется наклоном поверхности под пятном  $dh/dx$  (рис. 2, б). Легко видеть, что  $dh/dx \sim p/\rho v_0^2$ , где  $p$  — давление, оказываемое пятном на поверхность катода. Действительно, масса жидкости под пятном  $\sim \rho R^3$  получает ускорение  $\sim pR^2/\rho R^3$ .

Во время прохождения пятном размера порядка собственного радиуса  $\sim R/v_0$ , она смещается на расстояние  $h \sim pR^2/\delta R^3 \cdot (R/v_0)^2$ , откуда получаем

$$dh/dx \simeq p/jv_0^2. \quad (2)$$

Этому наклону соответствует градиент катодного падения

$$\frac{dV_k}{dx} \simeq \frac{j}{\sigma} \frac{dh}{dx} \simeq \frac{j}{\sigma} \frac{p}{jv_0^2}, \quad (3)$$

где  $j$  — плотность тока в пятне,  $\sigma$  — проводимость плазмы. Поток тепла на поверхность катода  $q \sim jV_{\text{эKB}}$ , где  $V_{\text{эKB}}$  — вольты эквивалент тепла, попадающего на катод. Считая, что  $j$  имеет гауссову форму с размером  $R_j$ , а  $V_{\text{эKB}}$  пропорционально  $V_k$ , получаем

$j$ , А/см <sup>2</sup>	$v_0$ , см/с	$\Delta R$	$B_1$ , кГс	$B_2$ , кГс	$\frac{\Delta}{R} \simeq \frac{2R}{V_{\text{эKB}}} \frac{dV_k}{dx} \simeq \frac{2R}{V_{\text{эKB}}} \frac{j}{\sigma} \frac{p}{jv_0^2}$
$10^5$	$6.1 \cdot 10^2$	0.92	0.53	6.0	
$10^6$	$3.0 \cdot 10^3$	1.3	1.7	24	
$10^7$	$1.6 \cdot 10^4$	1.7	5.3	88	

Примечание. Скорость движения в отсутствие магнитного поля  $v_0$ , пространственное разделение теплового и температурного распределений  $\Delta$  при  $B=0$  и значения критических магнитных полей  $B_1$  и  $B_2$  при различных плотностях тока в пятне одноамперной ртутной дуги.

Подставив это выражение в (1), имеем

$$r_0 \simeq 2 \left[ \frac{aR}{V_{\text{эKB}}^2} \frac{j^4}{\sigma^2} \frac{(p/j)^2}{\rho^2} \right]^{1/5}. \quad (5)$$

В (5) давление выражено через хорошо определяемую на опыте величину  $p/j$ , которая находится как отношение реакции, испытываемой катодом, к току дуги. Согласно [19], для ртутной дуги  $p/j \simeq 40$  дин/А. Величина скорости  $v_0$  при различных плотностях тока на катоде для дуги  $I=1$  А приведена в таблице. В расчетах было положено:  $\sigma \sim 100$  Ом<sup>-1</sup>,  $a=6.5$  см<sup>2</sup>/с,  $V_{\text{эKB}}=2$  В [20]. Для плотности тока в ртутной дуге Кесаев [4] указывает пределы  $10^5-10^7$  А/см<sup>2</sup> с наиболее вероятным значением  $10^6$  А/см<sup>2</sup>. Такая же величина  $j \sim 10^6$  А/см<sup>2</sup> была получена в эксперименте [21]. Из таблицы видно, что этой плотности тока соответствует скорость, близкая к экспериментально определенной  $10^3-10^4$  см/с [4]. Таким образом, формула (5) дает правильный порядок величины скорости движения пятна.

Реальное движение пятна может быть далеко от нарисованной выше идеальной картины непрерывного прямолинейного «глиссирования» пятна по поверхности. Температура катода в пятне выше температуры кипения (плотности тока  $j=10^6$  А/см<sup>2</sup> при  $p/j=40$  дин/А соответствует давление 40 атм). Катод под пятном бурно кипит, во все стороны летят брызги. Пятно то плавно скользит по поверхности, то зарывается в глубь катода. В результате прямолинейное движение прерывается поворотом траектории: когда горение пятна впереди по движению по какой-нибудь причине затруднено или если горение сбоку, наоборот, облегчено.

Механизм поворота траектории, предложенный Кесаевым [4], связан со спонтанным делением пятна. Образовавшиеся осколки, отталкиваясь в силу ретроградного характера их взаимодействия с магнитным полем партнера по делению, расходятся под произвольным углом к направлению движения первоначального пятна. Затем один из осколков отмирает, а оставшийся принимает на себя весь ток дуги. В результате траектория пятна поворачивается на произвольный угол.

Как бы не происходил поворот, он связан с перестройкой катодного пятна и требует дополнительной энергии. Эта дополнительная энергия подводится к катодному пятну во время подъема напряжения на дуге, сопровождающего поворот. Излом траектории эквивалентен погасанию дуги и поджигу новой, но движущейся в другом направлении. Известно, что цикл погасания—поджиг происходит все время функционирования пятна и сопровождается осцилляциями напряжения амплитудой  $\Delta V_k \sim 1$  В [22, 23]. В случае поворота траектории также должны иметь место подъемы напряжения, но несколько меньшей величины, чем при погасании дуги и поджиге ее в новом месте, так как в случае

поворота траектории новое пятно использует часть энергии, накопленной предыдущим. Поэтому величину всплеска напряжения, сопровождающего поворот, можно оценить как  $\theta \Delta V_k$ , где  $\theta$  — величина, меньшая единицы.

## 2. Ретроградное движение в слабом магнитном поле

Предложенное в [18] объяснение ретроградного характера движения катодного пятна основано на роли электрического холловского поля, появляющегося при наложении тангенциального магнитного поля. В результате появления холловского поля катодное падение потенциала оказывается на ретроградном краю пятна выше, чем на противоположном, на величину

$$\delta V_k \sim 2 \frac{j}{c} R \omega \tau,$$

где  $\omega$ ,  $\tau$  — циклотронная частота и время свободного пробега электронов в квазинейтральной плазме около катода. Асимметрия катодного падения приводит к преимущественному смещению пятна в ретроградную сторону.

Это может происходить одним из следующих трех способов: 1) движение пятна после очередного поворота чаще начинается в ретроградную сторону, чем в противоположную; 2) даже начавшись в другом направлении, траектория в магнитном поле изгибается, поворачиваясь в ретроградном направлении; 3) скорость пятна, движущегося в направлении действия амперовой силы, оказывается меньше скорости пятна, движущегося в противоположную сторону. Рассмотрим последовательно все три фактора.

**Анизотропия начала движения.** Влияние асимметрии распределения скоростей после поворота траектории легко оценивается тем же способом, который использовался в [24] для расчета скорости ретроградного движения на твердом катоде. Для простоты будем рассматривать одномерное движение пятна: по и против ретроградного направления. Каждый поворот траектории требует дополнительного напряжения  $\theta \Delta V_k$  и в отсутствие магнитного поля равновероятно происходит как в ту, так и в другую сторону, т. е. вероятность пятну после поворота двигаться в ретроградную сторону  $f=1/2$ . Наложение магнитного поля приводит к асимметрии катодного падения  $\delta V_k$ . В слабом магнитном поле ( $\delta V_k \ll \Delta V_k$ ) вероятность после поворота движения в ретроградном направлении

$$f = \frac{1}{2} + \gamma \frac{\delta V_k}{\theta \Delta V_k}, \quad (6)$$

где  $\gamma$  — число порядка единицы. Подставим в формулу для  $\delta V_k \sim 2jR\omega\tau/c$  выражения для проводимости  $\sigma = ne^2\tau/m$  и циклотронной частоты  $\omega = eB/m$  и используем соотношение

$$\frac{j}{en} = \frac{j}{j_i} v_i, \quad (7)$$

где  $v_i$  — скорость ионов в катодной струе,  $j_i/j$  — доля ионов в полном токе в струе (не на катоде). Тогда получаем

$$f = \frac{1}{2} + \gamma \frac{j}{j_i} \frac{2v_i R}{\theta \Delta V_k} B. \quad (8)$$

Зависимость (8) приводит к линейному росту  $f$  с полем. Наклон легко оценивается, если учесть, что при  $\delta V_k \sim \theta \Delta V_k / 2\gamma$  (см. (6)) все траектории начинаются только в ретроградном направлении, а скорость  $u$  при этом равна скорости перемещения пятна на прямолинейном отрезке  $v_0$

$$\frac{u}{B} = \frac{v_0}{B_1}, \quad \text{где } B_1 \approx \frac{1}{4\gamma} \frac{j_i}{j} \frac{\theta \Delta V_k}{v_i R}. \quad (9)$$

Необходимые для расчетов по (9) величины возьмем из эксперимента. Скорость ионов измерялась в работах [19, 25], где для нее были получены значения  $(1.6-4) \cdot 10^6$  и  $0.7 \cdot 10^6$  см/с соответственно. Для оценок мы брали  $v_i \sim 10^6$  см/с.

Долго ионов в полном токе в струе определим из силы реакции катода и скорости ионов в струе<sup>1</sup>

$$\frac{p}{j} = \frac{1}{2} \frac{j_i}{j} \frac{M v_i}{Z e},$$

где  $M$  — масса иона,  $Z$  — его заряд. Полагая  $p/j = 40$  дин/А,  $v_i \sim 10^6$  см/с, получаем  $j_i/j = 4 \cdot 10^{-2}$ . Подставим указанные величины в (9) и положим  $\theta \Delta V_K = 1$  В,  $\gamma = 1$ . При различных плотностях тока рассчитанная величина  $B_1$  для одноамперной дуги приведена в таблице. При наиболее вероятной плотности тока  $j \sim 10^6$  А/см<sup>2</sup>  $B_1 \sim 1$  кГс. Отметим, что порядок этой величины соответствует порядку величины индукции, при которой наблюдается насыщение на зависимости  $u(B)$ .

Искривление траектории. Направление движения катодного пятна в каждый момент времени определяется направлением градиента катодного падения, который возникает как вследствие наклона поверхности жидкой ртути под пятном, так и из-за наличия холловского поля.<sup>2</sup> Пусть траектория начинается под углом  $\varphi$  к оси  $x$  (к направлению ретроградного движения). Тогда

$$\frac{\partial V_K}{\partial x} = \frac{j}{c} \left( \frac{p}{\rho v_0^2} \cos \varphi + \omega \tau \right), \quad \frac{\partial V_K}{\partial y} = \frac{j}{c} \frac{p}{\rho v_0^2} \sin \varphi. \quad (10), (11)$$

Эффекты неизотропности начала движения, искривления траектории и изменения абсолютной величины скорости в слабом поле складываются аддитивно. Поэтому при учете искривления траектории будем считать абсолютную величину скорости постоянной:  $v_0^2 = v_x^2 + v_y^2 = \text{const}$ . Введем  $b = \omega \tau \rho v_0^2 / p$ . Из (10) и (11) имеем

$$v_y/v_x = \sin \varphi / (b + \cos \varphi). \quad (12)$$

В пределе слабого поля ( $b \ll 1$ ) с учетом постоянства полной скорости получаем

$$\frac{v_x}{v_0} = \cos \varphi \left( 1 - b \cos \varphi + \frac{b}{\cos \varphi} \right). \quad (13)$$

В невозмущенном движении  $v_x^{(0)}/v_0 = \cos \varphi$  и, следовательно,  $\Delta v_x/v_0 = b \sin^2 \varphi$ . При усреднении по  $\varphi$  получаем  $u/v_0 = b/2$  или

$$\frac{u}{B} = \frac{v_0}{B_2}, \quad \text{где} \quad B_2 = 2 \frac{j_i}{j} \frac{(p/j) j^2}{c v_i c \rho v_0^2}. \quad (14)$$

Величина  $B_2$ , вычисленная по формуле (14), приведена в таблице. Видно, что  $B_2$  примерно на порядок превышает  $B_1$ . Это означает, что разворот траектории в ретроградном направлении происходит при таких больших магнитных полях, при которых подавляющее большинство отрезков траекторий уже с самого начала ориентировано в этом направлении. Таким образом, эффект искривления траектории не сказывается на зависимости скорости ретроградного движения от поля.

Зависимость скорости движения от направления. Рассмотрим прямолинейные траектории двух катодных пятен: одного, движущегося в ретроградном направлении со скоростью  $v_+$ , и другого, движущегося в амперовом направлении со скоростью  $v_-$ . В первом случае градиент катодного падения складывается из градиентов, связанных с холловским полем и наклоном поверхности; во втором вычитается. Уравнения, определяющие  $v_+$  и  $v_-$ , следующие:

$$\frac{\Delta_+}{R} = \frac{1}{2} \left( \frac{v_+ R}{4a} \right)^{1/2} = \frac{2R}{v_{\text{кр}}} \frac{j}{c} \left( \frac{p}{\rho v_+^2} + \omega \tau \right), \quad (15)$$

<sup>1</sup> Реакцию отдачи создают не только ионы, но и нейтральные атомы. Однако оценка показывает, что их вклад в реакцию отдачи пренебрежимо мал по сравнению с вкладом ионов.

<sup>2</sup> Кроме внешнего поля  $B$ , при делении катодного пятна на каждый осколок действует магнитное поле другого осколка  $B_i$ . Однако это поле в среднем очень мало:  $B_i \sim \mu_0 I / 2\pi l$ , где  $l$  — среднее расстояние, на которое расходятся осколки. Полагая  $l \sim 10^{-2}$  см [4],  $I = 1$  А, получаем  $B_i \sim 20$  Гс.

$$\frac{\Delta_-}{R} = \frac{1}{2} \left( \frac{v_- R}{4a} \right)^{1/2} = \frac{2R}{V_{\text{экс}}} \frac{j}{j} \left( \frac{p}{\rho v_-^2} - \omega\tau \right). \quad (16)$$

Вводя, как и раньше,  $b = \omega\tau\rho v_0^2/p$ , получаем для средней скорости  $u = (v_+ - v_-)/2$  выражение в слабом поле

$$\frac{u}{v_0} = \frac{2}{5} b. \quad (17)$$

Поскольку расчеты носят оценочный характер, зависимости (14) и (17), различающиеся лишь численными коэффициентами, практически совпадают. Мы видим, что, так же как и разворот траектории в магнитном поле, зависимость скорости движения по отрезку траектории от направления проявляется при магнитных полях  $B \sim B_2 \gg B_1$ .

Таким образом, расчет показывает следующий характер зависимости  $u(B)$ : линейный рост  $u$  при малых полях  $B \ll B_1$ , насыщение при  $B \sim B_1$ , независимость  $u$  от  $B$  вплоть до полей  $B \sim B_2$ , когда скорость вновь начинает расти с полем (см. раздел 3). Кроме общего качественного сходства опытной и расчетной зависимостей  $u(B)$  и правильного порядка величины характерного поля  $B_1$ , нарисованная выше картина подтверждается следующими двумя экспериментальными данными. Во-первых, при полях  $B \ll B_2$  скорость движения по отрезку траектории не должна зависеть от магнитного поля и равняется скорости, на которой насыщается движение при не слишком больших магнитных полях. Это полностью соответствует наблюдениям Кесаева [4]. Во-вторых, из (9) видно, что в соответствии с опытом [1] при увеличении тока дуги линейный участок зависимости  $u(B)$  должен идти более круто, т. е. насыщение скорости должно происходить при меньших полях. Действительно, согласно (9),  $B_1 \sim \sim \Delta V_{\text{к}}/R$ , причем  $\Delta V_{\text{к}}$  падает с током [23], а  $R$  растет.

### 3. Ретроградное движение в сильном магнитном поле

В сильном магнитном поле все отрезки траекторий начинаются в ретроградном направлении и прямолинейны. Скорость движения зависит от магнитного поля. Для ее определения надо решить уравнение (15), но уже не ограничиваясь условием  $\omega\tau \ll p/\rho v_0^2$ . Вводя, как и раньше,  $b$ , получаем следующее уравнение для  $x = u/v_0$ :

$$\sqrt{x} = b + 1/x^2, \quad (18)$$

которое дает зависимость  $b(x)$ . При магнитных полях  $B \ll B_2$  (но по-прежнему  $B \gg B_1$ ) абсолютная величина скорости не зависит от поля  $x(0) = 1$ , а при больших полях быстро нарастает с полем:  $x \approx b^2$ . Как видно из сравнения рис. 1 и таблицы, магнитное поле, при котором на опыте наблюдается второй подъем на зависимости скорости ретроградного движения от поля, согласуется с  $B_2$  по порядку величины.

Исследование нелинейного воздействия сильного магнитного поля на катодное пятно — очень сложная задача, и здесь мы приведем только некоторые качественные соображения. Наложение достаточно сильного магнитного поля приводит к большой величине вариации катодного падения  $\delta V_{\text{к}}$ , сравнимой с самим катодным падением. В этом случае можно ожидать изменения структуры самого пятна. В частности, пятно может избежать слишком большой скорости перемещения и связанной с ней большой дополнительной затраты мощности (увеличения напряжения горения) за счет изменения своей формы. Например, при неизменной площади катодного пятна и неизменной плотности тока на катодном пятно может вытянуться вдоль магнитного поля и сократиться в направлении действия холловского поля.<sup>3</sup> Возможно, что таким образом объясняется второе насыщение скорости движения в сильных полях.

<sup>3</sup> Интересно отметить, что в магнитном поле отдельные катодные пятна, на которые разбивается сильноточная дуга, имеют тенденцию располагаться именно таким образом — вдоль магнитного поля [7, 8].

Но и при неизменной форме пятна рост скорости при увеличении поля не может быть безграничным. Увеличение пространственного разделения температуры и теплового потока, по-видимому, приводит к ускорению только при не слишком больших величинах  $\Delta/R$ . Трудно представить себе пятно, движущееся за счет теплового потока, выдвинутого вперед по движению на расстояние, большее, чем один-два радиуса пятна. Например, при  $j=10^6$  А/см<sup>2</sup> движению в отсутствие магнитного поля соответствует  $\Delta/R \approx 1.3$  (см. таблицу); в магнитном поле, приводящем к удвоению абсолютной величины скорости, должно быть  $\Delta/R \approx 1.8$ . Дальнейшее увеличение магнитного поля, еще более удаляя центр теплового потока от центра пятна, делает использование теплового потока все менее эффективным. Поэтому увеличение магнитного поля скорее всего должно приводить не к ускорению пятна, а к нестабильности горения дуги.

### Литература

- [1] *St. John R. M., Winans J. G.* Phys. Rev., 1954, v. 94, N 4, p. 1097—1102.
- [2] *Финкельнбург В., Меккер Г.* Электрические дуги и термическая плазма. М.: ИЛ, 1961. 370 с.
- [3] *Ecker G.* Ergebn. Exakt. Naturwiss., 1961, v. 33, p. 1—104.
- [4] *Кесаев И. Г.* Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968. 244 с.
- [5] *Грановский В. Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.
- [6] *Любимов Г. А., Раховский В. И.* УФН, 1978, т. 125, № 4, с. 665—706.
- [7] *Emtage P. R., Gorman J. G., Heberlein J. V. R. et al.* Proc. XIII ICPIG (Berlin), 1977, p. 673—674.
- [8] *Алферов В. И., Витковская О. Н., Шербаков Г. И.* ЖТФ, 1977, т. 47, № 1, с. 102—111.
- [9] *Цескис А. Л.* ЖТФ, 1978, т. 48, № 5, с. 1034—1036.
- [10] *Drouot M. G.* Jap. J. Appl. Phys., 1981, v. 20, N 6, p. 1027—1036.
- [11] *Fang D. Y.* J. Phys. D, 1982, v. 15, N 5, p. 833—844.
- [12] *Harris L. P.* IEEE Trans. Plasma Sci., 1983, v. 11, N 3, p. 94—102.
- [13] *Саночкин Ю. В.* Тез. докл. VI Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983, т. 1, с. 158—160.
- [14] *Саночкин Ю. В.* ЖТФ, 1984, т. 54, № 9, с. 1718—1724.
- [15] *Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Парфенов А. Г., Федосов А. И.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 11, с. 2270—2273.
- [16] *Daybelge U.* Phys. Fluids, 1985, v. 28, N 1, p. 312—320.
- [17] *Немчинский В. А.* ЖТФ, 1979, т. 49, № 7, с. 1379—1385.
- [18] *Мойжес Б. Я., Немчинский В. А.* Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, № 4, с. 197—200.
- [19] *Kobel E.* Phys. Rev., 1930, v. 36, N 6, p. 1636—1638.
- [20] *Eckhardt G.* Bull. Am. Phys. Soc., 1979, v. 24, N 2, p. 123.
- [21] *Eckhardt G.* IEEE Trans. Plasma Sci., 1980, v. 8, N 4, p. 295—301.
- [22] *Грановский В. Л., Быховская Л. Н.* ЖЭТФ, 1946, т. 16, № 9, с. 823—831.
- [23] *Клярфельд Б. Н.* Электричество, 1962, № 5, с. 70—75.
- [24] *Немчинский В. А.* ЖТФ, 1983, т. 53, № 2, с. 241—250.
- [25] *Eckhardt G.* Proc. XI ICPIG (Prague), 1973, p. C75.

Всесоюзный научно-исследовательский  
проектно-конструкторский  
и технологический  
институт источников тока  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
29 октября 1986 г.