

ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ МЕХАНИЗМА ДВИЖЕНИЯ КАТОДНОГО ПЯТНА

А.В. Жаринов, Ю.В. Саночкин

Предложен термокапиллярный механизм движения катодного пятна. Определена скорость движения пятна и рассмотрена картина конвекции.

Явление непрерывного хаотического движения катодных пятен^{1,2} не получило до настоящего времени объяснения. При этом в литературе по дугам низкого давления с холодным катодом наметилась тенденция связывать динамику катодных пятен только с процессами в плазме столба и прикатодного слоя. Представляется, однако, что движение катодного пятна обусловлено главным образом процессами в слое жидкого металла под пятном. Покажем это. Рассмотрим одиночное пятно с одной эмитирующей ячейкой (ЭЯ), размеры которой малы по сравнению с диаметром пятна $2l$. Динамика пятна определяется движением жидкой частицы (ЭЯ), нагретой до эмиссионной температуры T_0 и осуществляющей коммутацию электрического тока. Температура поверхности жидкости на длине $\sim l$ изменяется от T_0 до T_1 , где T_1 близка к температуре катода (в случае жидкого катода) или равна температуре плавления металла (в случае твердого катода). Указанный перепад температур $\Delta T = T_0 - T_1$ может достигать величин $\sim 1000^\circ$. Большим, следовательно, может быть и касательное напряжение на свободной поверхности, обус-

ловленное градиентом коэффициента поверхностного натяжения $\nabla \sigma$. По этой причине в слое жидкости развивается термокапиллярная конвекция³. Скорости перемещения пятен весьма высоки $v_0 \sim 10 \div 10^4$ см/с. Число Рейнольдса $Re = v_0 l / \nu$ при размерах пятен $l \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$ см велико. Это означает, что влияние вязкости сказывается в тонком приповерхностном слое, т.е. толщина слоя жидкости h , вовлекаемого в движение капиллярной силой, оказывается малой по сравнению с l . Возвратное течение может охватывать слой большей толщины. Наибольшие затруднения представляло объяснение высоких скоростей v_0 при значительной инерционности процесса нагрева катода¹. Эта трудность снимается, если преобладающим механизмом переноса тепла является конвекция с достаточно высокими скоростями. Оценка числа Пекле $Pe = \nu Re / \chi \gg 1$ указывает на то, что основную роль в рассматриваемом явлении играет конвективный теплоперенос.

Предположим для простоты, что поверхность жидкого металла в пятне остается плоской, и рассмотрим вначале случай, когда ЭЯ (точка T_0) расположена точно в центре круглого пятна (рис. 1). Симметричные кривые со стрелками показывают линии тока в сечении пятна плоскостью xu , нижняя линия — изотерму T_1 . На свободной поверхности ($y = 0$) выполняется условие

$$\nu \rho \frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{d\sigma}{dx} = -a \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (a = -\frac{d\sigma}{dT} = \text{const})$$

и вне окрестности T_0 можно считать $\partial T / \partial y = 0$. Для нахождения скорости течения и соотношения между h и l необходимо решить полную систему уравнений свободной конвекции с указанными граничными условиями. (Конвекция за счет архимедовых сил в рассматриваемом случае несущественна). Решение в области $x \gtrsim h$, полученное в приближении пограничного слоя для плоской модели пятна в случае, когда полный поток жидкости в любом сечении равен нулю и $h = \text{const}$, имеет вид

$$T = T_1 + (T_0 - T_1) (1 - x/l)^2 \theta(y/h), \quad v_x = v_k (1 - x/l) u(y/h), \quad (1)$$

где

$$v_k = f(P) \left(\frac{a \Delta T}{\nu \rho} \right)^{2/3} \left(\frac{\chi}{2l} \right)^{1/3} \quad (2)$$

максимальная скорость термокапиллярной конвекции на свободной поверхности. θ и u — безразмерные функции, определяющие распределения T и v_x по y . Толщина конвективной ячейки связана с размерами пятна соотношением

$$h = g(P) \left(\frac{\rho \nu \chi}{a \Delta T} \right)^{1/3} (2l)^{2/3}. \quad (3)$$

Функции f и g от числа Прандтля в (2), (3) для расплавленных металлов оказываются ~ 1 . Согласно (3) для условий в пятне, как и предполагалось, $h \ll l$, т.е. в случае твердого катода, например, глубина жидкой ванны может быть меньше l . Характер движения жидкости останется прежним, если h будет слабо изменяться с x . Тогда под h в (3) можно понимать некоторую среднюю величину. Таким образом, распределение температуры в пятне оказывается параболическим, а скорость конвекции спадает по линейному закону.

Для строго симметричного расположения (рис. 1) жидкая частица T_0 не подвержена действию сил и пятно покоится. Однако указанное состояние абсолютно неустойчиво. Достаточно любого случайного смещения точки T_0 или деформации формы пятна и кар-

тина становится асимметричной (рис. 2). В левой части конвективной ячейки ($l_1 < l_2$) градиент температуры и, следовательно, скорость v_k оказывается больше, чем в правой. Скоростной напор левого вихря больше, чем у правого, поэтому последний частично вытесняется из-под частицы T_0 . Таким образом, наряду с направленной влево результирующей поверхностной силой на ЭЯ в ту же сторону действует компонента подъемной силы всплывающего потока и центр тяжести частицы начинает двигаться со скоростью $v_0 \geq (v_{k_1} - v_{k_2}) / 2$. В отличие от симметричного состояния движения оказывается устойчивым, поскольку средняя глубина прогретой (расплавленной) зоны перед движущимся пятном h_1 , всегда меньше толщины слоя жидкости h_2 за пятном и, следовательно, согласно (3) автоматически поддерживается условие движения $l_1 < l_2$. Таким образом

$$v_0 \cong \frac{1}{2} f(P) \sqrt{\frac{a \Delta T \chi}{\rho \nu h_1}} \left(1 - \sqrt{h_1 / h_2} \right). \quad (4)$$

Отношение h_1 / h_2 само зависит от v_0 . Расчет наклона изотермы T_1 в зависимости от v_0 показывает, что для широкого диапазона условий в пятне последний множитель в (4) ~ 1 .

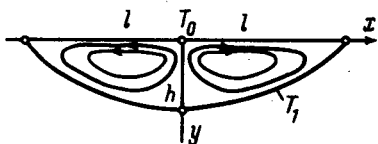


Рис. 1

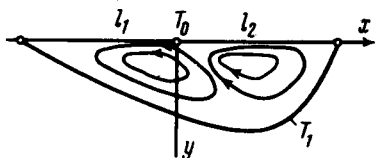


Рис. 2

Из оценки скоростей конвекции (2) и движения пятна (4) следует, что они могут достигать наблюдаемых значений $10^3 \div 10^4$ см/с. Для ртути, полагая $\nu \sim 0,001$ см²/с, $\chi \sim 0,02$ см²/с, $a = 0,5$ дин/см · град, $2l = 10^{-3} \div 10^{-4}$ см, находим $v_0 \sim (20 \div 40) \cdot (\Delta T)^{2/3}$ или $v_0 \sim (4 \cdot 10^2 \div 10^3)$ см/с при $\Delta T = 100^\circ$. Равномерное прямолинейное движение катодного пятна со скоростью v_0 по поверхности реального материала невозможно. Наличие примесей, неоднородностей и неровностей поверхности катода делает процесс движения пятна случайным, подобным движению броуновской частицы. Это тем более очевидно, если вспомнить, что реальное пятно всегда имеет сложную форму и в нем может находиться несколько движущихся ЭЯ. В рамках предложенной модели становится понятным явление фиксации движения пятна вдоль линии смачивания твердого металла с другим жидким металлом. Рассмотренная картина ламинарной конвекции в одиночном пятне с одной ЭЯ при некоторых условиях может стать неустойчивой. Можно думать, что с этим явлением связаны наблюдаемые распад и деление пятен и ЭЯ.

Литература

1. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. 1971, М., гл.Х.
2. Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. М., 1968.
3. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика, М., 1959, § 68.