

03;04;05

©1995

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ НАГРЕВА ЖИДКОГО ПРОВОДНИКА ПРИ ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ

С.В.Коваль, Н.И.Кускова

Электрический взрыв проводников (ЭВП) мощным импульсом тока является одним из немногих динамических методов исследования теплофизических характеристик жидких металлов при высоких температурах и давлениях.

Реализация однородного ЭВП в воде [1,2] дает возможность исследования эволюции термодинамического состояния проводника и получения до сих пор неизвестных температурных зависимостей важнейших характеристик жидких металлов методом оптической пирометрии.

При однородном распределении тока I , плотности γ и температуры T в цилиндрическом проводнике процесс нагрева его от температуры плавления $T_{пл}$ до температуры кипения $T_{кип}$ может быть описан одномерными уравнениями магнитной гидродинамики. В цилиндрических координатах можно записать

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \gamma \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\gamma \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\gamma C \frac{\partial T}{\partial t} = -p \frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{j^2}{\sigma}, \quad (3)$$

где v — радиальная скорость расширения, j — плотность тока, \bar{B} — магнитная индукция, a — радиус проводника, σ — электропроводность.

В момент окончания плавления начальные и граничные условия имеют вид

$$\gamma(r, t_0) = \gamma_0, \quad T(r, t_0) = T_{пл}, \quad a(t_0) = a_0, \quad v(a, t) = \frac{da}{dt},$$

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{dR}{dt} I + \frac{I}{C} = 0, \quad (4)$$

$$R(t_0) = R_0, \quad I(t_0) = I_0, \quad \frac{dI}{dt}(t_0) = 0.$$

Так как влияние сжимаемости на плотность и электропроводность жидких металлов в исследуемой области мало, то уравнение состояния и зависимость $\sigma(T)$ имеют вид

$$\gamma = \gamma_0 [1 - \alpha(T - T_{\text{пл}})], \quad (5)$$

$$\sigma = \sigma_0 [1 + \beta(T - T_{\text{пл}})]^{-1}, \quad (6)$$

где α — коэффициент теплового расширения, β — температурный коэффициент проводимости.

Из закона сохранения массы следует, что $a = a_0 \sqrt{\gamma_0/\gamma}$, тогда в принятом приближении (с точностью до $\Delta t^2 = (t - t_0)^2$), соответствующем эксперименту ($t - t_0 < t_0$), получаем следующее решение системы уравнений (1-6):

$$\gamma \simeq \gamma_0 (1 - \alpha A \Delta t - \alpha B \Delta t^2), \quad (7)$$

$$a \simeq a_0 (1 - \alpha A \Delta t - \alpha B \Delta t^2)^{-1/2}, \quad (7a)$$

$$v = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} \cdot r, \quad (8)$$

$$p \simeq p_{\text{внеш}} + \left\{ \frac{\mu T^2}{4\pi^2 a^2} + \frac{\gamma}{2} \left[a \frac{d^2 a}{dt^2} + \left(\frac{da}{dt} \right)^2 \right] \right\} \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right), \quad (9)$$

$$T \simeq T_{\text{пл}} + A \Delta t + B \Delta t^2, \quad (10)$$

$$R \simeq R_0 \{ 1 + (\beta - \alpha) A \Delta t + [(\beta - \alpha) B - \alpha \beta A^2] \Delta t^2 \}, \quad (11)$$

$$I \simeq I_0 \exp \frac{2R_0 C t_0 [(\beta - \alpha)^2 B - \alpha \beta A^2] - R_0 C A (\beta - \alpha) - 1}{2CL} \Delta t^2, \quad (12)$$

где $A = \frac{2I_0^2 R_0}{\sqrt{\pi} m c}$, $B = \frac{\beta - \alpha}{\sqrt{\pi}} A^2$, m — масса проводника.

Выражения (7-12) описывают динамику нагрева жидкого проводника при однородном ЭВ до начала кипения.

Современные оптические методы исследования позволяют сравнить теоретическую модель с экспериментальными данными.

Использование оптического пирометра спектрального отношения и светофильтров с полосой пропускания в разных частях спектра дает возможность рассчитать по формуле Планка временную зависимость температуры от точки плавления до точки кипения в процессе нагрева проводника импульсом тока.

Сигнал $b(\lambda)$ от каждого канала пирометра i , принимающего излучение в диапазоне рабочего участка интерференционного светофильтра с длиной волны, лежащей в интервале $(a_i, b_i) = (\lambda_i - 0.5\Delta\lambda_i, \lambda_i + 0.5\Delta\lambda_i)$, пропорционален интегралу произведения спектральной плотности излучения $b(\lambda)$ и спектральной чувствительности канала $S_i(\lambda)$ в пределах от a_i до b_i .

Юстировка оптических элементов пирометра относительно исследуемого объекта проводилась с использованием лазера ЛГ-52-1 (ОКГ).

Сигналы от двух каналов пирометра выводились на двухлучевой запоминающий осциллограф С8-17, запускающийся одновременно со вторым осциллографом, регистрирующим изменение тока и напряжения во взрывающемся проводнике. Калибровка пирометра позволила определить относительную градуировку его чувствительности $S_i/S_j (i \neq j)$.

Интегральная цветовая температура $T_{\text{иц}}$ рассчитывалась численными методами из уравнения [3,4]:

$$\frac{b_1(\lambda_i)}{b_2(\lambda_j)} = \frac{S_i \int_{a_i}^{b_i} r(\lambda, T_{\text{иц}}) \Psi_{1i}(\lambda) d\lambda}{S_j \int_{a_i}^{b_i} r(\lambda, T_{\text{иц}}) \Psi_{2j}(\lambda) d\lambda}, \quad (13)$$

$$r(l, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T} - 1\right) \right]^{-1}, \quad (14)$$

Ψ_{1i}, Ψ_{2j} — аппаратные функции спектральных каналов пирометра, c_1, c_2 — постоянные формулы Планка.

Проведены исследования ЭВ вольфрамового проводника, радиус которого $a_0 = 1.75 \cdot 10^{-4}$, длина $l = 0.087$ м при следующих параметрах электрической цепи: $L = 3 \cdot 10^{-6}$ Гн, $C = 6 \cdot 10^{-6}$ Ф, $V = 20$ кВ, обеспечивающих однородное распределение тока по сечению.

На рис. 1 приведены характерные осциллограммы тока, напряжения и сигналов $b_1(\lambda_1)$ и $b_2(\lambda_2)$, полученных для длин волн $\lambda_1 = 530$, $\lambda_2 = 606$ нм. Момент времени t_1 соответствует началу плавления, длительность полочки $t_2 - t_1$ — времени распространения границы плавления к центру проводника. Судя по значению температуры $T = T_{\text{кип}}$, можно сделать вывод о том, что характерный излом на сигналах $b(\lambda)$ в момент времени t_3 соответствует началу поверхностного кипения. Полученные экспериментальные данные по динамике тока, сопротивления и температуры жидкого проводника согласуются с теоретическими зависимостями (10-12).

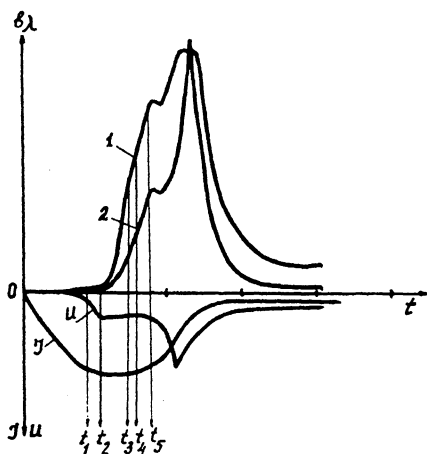


Рис. 1. Характерные осциллограммы тока, напряжения и сигналов пирометра при ЭВ вольфрамовых проводников. 1 — $b_1(\lambda)$, 2 — $b_2(\lambda_2)$.

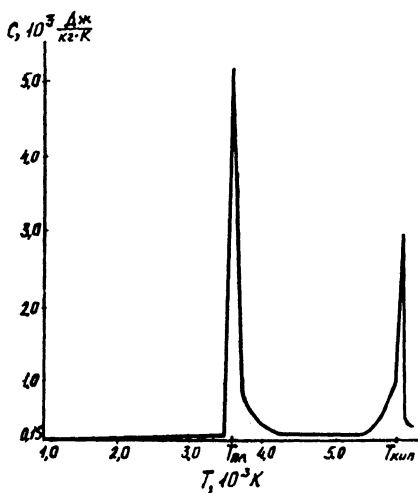


Рис. 2. Зависимость теплоемкости жидкого вольфрама от температуры.

Дальнейший рост амплитуды сигналов b_1, b_2 с момента времени t_4 обусловлен не увеличением температуры на поверхности проводника, а ростом излучающей поверхности, связанным с быстрым расширением паров металла, так как в момент времени t_4 отношение амплитуд сигналов b_1/b_2 начинает уменьшаться, что можно объяснить испарением поверхностного слоя проводника.

Сильная зависимость температуры кипения жидкого металла от давления и полученное распределение давления по радиусу (8) позволяют предположить, что испарение начинается в очень тонком поверхностном слое, толщина которого $\delta \ll a(t)$. Жидкая сердцевина продолжает нагреваться однородно еще некоторое время, но получать информацию о дальнейшей динамике температуры мешает испарившийся поверхностный слой, который становится непроводящим и остывает, перемешиваясь со слоями воды.

На рис. 2 представлена зависимость средней по объему проводника теплоемкости жидкого вольфрама, рассчитанная по формуле $c = \frac{I^2 R}{m(dT/dt)}$, от температуры. Полученные данные позволяют сделать вывод о слабой зависимости теплоемкости жидкого вольфрама от температуры.

Список литературы

- [1] Коваль С.В., Кривецкий Е.В., Раковский Г.Б. Препринт ПКБЭ АН УССР. № 7. Николаев, 1989.
- [2] Коваль С.В., Кривецкий Е.В., Раковский Г.Б. // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 7. С. 61–66.
- [3] Красное К.В., Осипов Г.И., Ростовцева В.В. // Измерительная техника. 1987. В. 3. С. 10–12.
- [4] Снопко В.Н. // Измерительная техника. 1992. В. 9. С. 37–39.

Институт импульсных
процессов и технологий
Национальной АН Украины
Николаев

Поступило в Редакцию
12 ноября 1994 г.