

01;04

Однородность проводника, нагреваемого импульсом тока

© С.И. Ткаченко

Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного
института высоких температур РАН
E-mail: svt@iht.mpei.ac.ru

Поступило в Редакцию 5 марта 2002 г.

Предлагается простой критерий выбора режима взрыва тонкого цилиндрического проводника мощным импульсом тока, при котором обеспечивается однородный нагрев, позволяющий использовать данный образец для исследования различных физических процессов, а также для изучения теплофизических и электрофизических свойств жидких, в том числе и тугоплавких, металлов при высоких температурах.

Электрический взрыв проводника широко используется для изучения термодинамических и электрофизических свойств вещества при высоких температурах $T \sim 1-10$ кК. Некоторые особенности интерпретации экспериментальных данных требуют дальнейшего изучения и обсуждения. Так, тугоплавкие металлы при температурах, которые достигаются в экспериментах, существуют в твердой или жидкой фазах. Оптическая толщина твердого вольфрама в видимом диапазоне $l_{opt} \sim 10$ нм в соответствии с [1], при двукратном расширении, которое наблюдается в экспериментах (например, [2]), увеличится незначительно. Именно поэтому с помощью оптических методик невозможно регистрировать объемное распределение параметров вещества, соответственно могут быть измерены только интегральные характеристики, например нагревающий ток $I(t)$, падение напряжения $U(t)$, радиус расширяющегося проводника $a(t)$ (t — время нагрева). Таким образом, можно оценить средние величины:

плотности

$$\rho(t) = \rho_0 [a_0/a(t)]^2,$$

электропроводности

$$\sigma(t) = I(t)l[\pi a^2(t)U(t)]^{-1}$$

Характерные величины параметров при электрическом взрыве проводников

Параметры	Группа 1						Группа 2			
	0.15		0.175		0.25		0.5		0.7	
a_0, mm	0.15		0.175		0.25		0.5		0.7	
$j_m, \text{GA} \cdot \text{m}^{-2}$	210		150		76		19		10	
Металл	W	Ta	W	Ta	W	Ta	W	Ta	W	Ta
$\tau_{MHD}, \mu\text{s}$	1.3	1.1	1.8	1.5	4	3	15	13	29	25
$\tau_l, \mu\text{s}$	0.3	0.2	0.5	0.4	2.2	1.7	36	23	140	90

и вводимой удельной энергии

$$h(t) = m^{-1} \int_0^t I(\tau)U(\tau)d\tau + h_0;$$

здесь ρ_0 , a_0 , h_0 и m — начальные величины плотности, радиуса, удельной энтальпии вещества и масса проволоки соответственно. Так как в экспериментах температура измеряется по излучению, собранному с поверхности образца, необходимо предположить, что он однороден по объему, тогда можно рассматривать эти величины как свойства вещества, зависящие от температуры $\rho(T)$, $\sigma(T)$, $h(T)$. В этом случае также может быть подсчитана удельная теплоемкость в соответствии с

$$c(T) = U(t)I(t)m^{-1}(dT/dt)^{-1}.$$

Таким образом, однородность образца является ключевым моментом при интерпретации данных экспериментов. В соответствии с [3] к моментам времени нагрева (τ_l), которые в 3–4 раза превосходят время развития магнитогиродинамической (МГД)-неустойчивости (τ_{MHD}), наблюдается картина четко различимых аксиально-симметричных, периодических по длине разрывов проволоки. Следовательно, выбор режимов, обеспечивающих пространственную однородность, ограничен условием $\tau_l < \tau_{MHD}$.

В таблице приведены результаты расчетов, характеризующие нагрев вольфрамовой и танталовой проволоки импульсом тока $I \sim 15 \text{ kA}$; для всех режимов толщина скин-слоя δ_s превышает начальный радиус проводника на порядок величины. Режимы отличаются значениями

параметров, включая начальный радиус проводника a_0 , максимальную плотность тока j_m времена τ_{MHD} и τ_l . Заметим, что τ_l посчитано как время нагрева жидкого проводника от температуры плавления T_{m0} до температуры $T = T_{m0} + \Delta T$ ($\Delta T = 3$ кК для танталовой и 2 кК для вольфрамовой проволоочки).

Режимы разделены на две группы таким образом, что для первой выполняется условие $\tau_l < \tau_{MHD}$, а для второй — $\tau_l > \tau_{MHD}$. Таким образом, пространственная однородность будет сохраняться в режимах группы 1 и может быть потеряна в режимах группы 2, следовательно, режимы с меньшими начальными радиусами являются предпочтительными для экспериментального изучения свойств жидких проводников.

Плотность порогового тока, при котором выполняется условие $\tau_l = \tau_{MHD}$, может быть подсчитана в соответствии с соотношением

$$j_t \sim \frac{1}{2} \sqrt{\rho_0 \mu \mu_0} c \sigma \Delta T (\rho_f / \rho_0)^2,$$

где σ — электропроводность, $\mu \mu_0$ — магнитная проницаемость, ρ_0 и ρ_f — начальная и конечная плотности. Так как это соотношение включает в себя только величины, характеризующие начальное и конечное состояния изучаемого вещества, можно вычислить величину j_t , которая будет являться пороговой для каждого вида металла, например, для выбранных степеней нагрева она будет равна для Ta — $40 \text{ GA} \cdot \text{m}^{-2}$ и для W — $50 \text{ GA} \cdot \text{m}^{-2}$. Используя полученное значение, можно оценить максимальное время однородного нагрева жидкого проводника ($\tau_l \sim 5 \mu\text{s}$).

Далее проведен анализ влияния потерь энергии излучением и испарением с поверхности на степень радиальной неоднородности. Для этого выполнено моделирование процесса переноса энергии в тонком поверхностном слое нагреваемого образца, причем считалось, что его толщина d_s значительно меньше радиуса проволоочки $d_s \ll a_0$. В этом случае уравнение баланса энергии можно записать в декартовых координатах

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{j^2}{\sigma},$$

с граничными условиями, учитывающими испарение и излучение с поверхности

$$\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=a} = -\rho v_b (\Lambda - a_k R T_w) - \varepsilon_r \sigma_{SB} T_w^4,$$

здесь κ — теплопроводность, Λ — удельная теплота испарения, ε_r — излучательная способность, a_k — безразмерная постоянная ($a_k = 0.77$ при испарении в вакуум и 0.5 при испарении в среду с большим противодавлением [4]), T_w — температура поверхности, R — газовая постоянная, $v_b = v_0 \exp(-\Lambda/RT_w)$ — скорость волны испарения (v_0 — скорость звука).

Для вычисления свойств жидкого металла использовалось уравнение состояния слабосжимаемой среды

$$\rho = \rho_{m0} [1 - \alpha(T - T_{m0})];$$

электропроводность определялась полуэмпирической формулой [5]

$$\sigma = \frac{\sigma_{m0}}{1 + \beta(T - T_{m0})};$$

здесь ρ_{m0} , σ_{m0} — плотность и электропроводность жидкой фазы в точке плавления, α — коэффициент теплового расширения и β — тепловой коэффициент электропроводности. Теплопроводность вычислялась в соответствии с законом Видемана–Франца $\kappa = k_{WF} T \sigma$ (k_{WF} — постоянная).

Температура образца обычно измеряется оптическим пирометром, поэтому, чтобы оценить влияние поверхностных потерь на погрешность измерения температуры, необходимо обеспечить пространственное разрешение, меньшее оптической толщины. С другой стороны, область моделирования должна быть достаточно большой, чтобы учесть влияние теплопроводности. Другими словами, общий размер моделируемого объекта должен превышать $\delta_T \sim \sqrt{\kappa \tau_l (c\rho)^{-1}}$, но при этом внешняя ячейка должна быть меньше, чем оптическая толщина l_{opt} . В рассматриваемых экспериментах всегда выполняется условие $\delta_T \gg l_{opt}$, поэтому, чтобы удовлетворить обоим требованиям, разумно использовать неравномерную сетку.

Результаты численного моделирования показаны на рис. 1, 2. Из рисунков видно, что поверхностные процессы имеют влияние на точность измерений. Особенно заметным оно становится начиная с $T \sim 8$ кК для плотностей тока $j < j_t$. Например, отличие объемной и поверхностной температур $\sim 2\%$ при $T \sim 8$ кК и увеличивается с ростом температуры вплоть до $\sim 25\%$ при $T \sim 10$ кК. Необходимо заметить, что отличие температур, вызванное только потерями на поверхностное излучение,

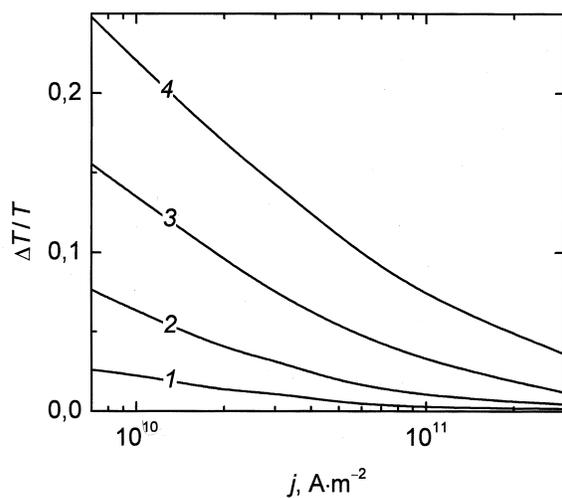


Рис. 1. Относительная разность между поверхностной и объемной температурами нагреваемой проволочки в зависимости от плотности тока для различных степеней нагрева $T = 7$ (1), 8 (2), 9 (3) и 10 kK (4).

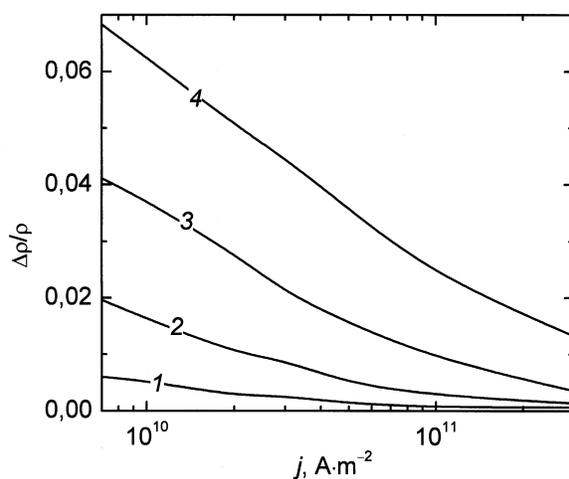


Рис. 2. Относительная разность между поверхностной и объемной плотностями нагреваемой проволочки в зависимости от плотности тока для различных степеней нагрева $T = 7$ (1), 8 (2), 9 (3) и 10 kK (4).

не превышает $1 \div 1.5\%$ вплоть до $T \sim 11$ кК. На точности измерения плотности поверхностные потери энергии сказываются меньше (рис. 2), поскольку внешний менее нагретый слой очень тонок.

Ошибки температурных измерений, которые занижают температуру образца, могут значительным образом влиять на оценку значения параметров в критической точке: величины критических температуры и плотности могут быть существенно занижены.

При выборе режимов нагрева проводника мощным импульсом тока необходимо обеспечить плотность тока, большую чем j_t , для того чтобы избежать развития МГД-неустойчивостей за время проведения экспериментов по определению свойств жидких веществ.

Температура образца, измеренная оптическими методами, должна быть откорректирована с учетом поверхностных потерь энергии при $T > 8$ кК. Следует заметить, что испарение с поверхности может быть подавлено прозрачными пластинами, как, например, в [6], однако в этом случае остается открытым вопрос о влиянии самих пластин на проводимые измерения.

Работа поддержана РФФИ.

Список литературы

- [1] *Handbook of Optical Constants of Solids* // Ed. E.D. Palik. NY: Academic Press, 1985. 873 p.
- [2] Коваль С.В., Кускова Н.И., Ткаченко С.И. // ТВТ. 1997. Т. 35. № 6. С. 876–879.
- [3] Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 6. С. 2007–2022.
- [4] Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [5] Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 391 с.
- [6] Коробенко В.Н., Савватимский А.И. // ТВТ. 1998. Т. 36. С. 725–732.