01;03;05

О волне плавления в металле при быстром нагреве мощным импульсом тока

© *К.В. Хищенко, С.И. Ткаченко, П.Р. Левашов*

Институт теплофизики экстремальных состояний
Объединенного института высоких температур РАН, Москва
E-mail: konst@ihed.ras.ru

В окончательной редакции 8 октября 2005 г.

Распространяющаяся с конечной скоростью область фазового перехода твердое тело–жидкость в цилиндрическом проводнике при слабонеоднородном нагреве импульсом тока рассматривается как волна плавления. Приведены результаты численного моделирования волны плавления в вольфрамовой проволочке под действием мощного импульса тока наносекундной длительности. Показано, что волну плавления в этом случае нельзя представлять бесконечно тонкой переходной областью между твердой и жидкой фазами металла.

PACS: 52.80.Qi

Быстрый нагрев металических проволочек мощным импульсом тока является традиционным способом изучения свойств жидкой фазы металлов при высоких температурах и давлениях [1]. В подобных экспериментах параметры электрической цепи и исследуемого проводника выбираются так, чтобы толщина скин-слоя была намного больше начального радиуса проволочки. Тогда можно ожидать, что однородность распределения плотности и температуры вещества по радиусу сохранится до тех пор, пока не начнут происходить процессы, протекающие по-разному на поверхности и в объеме образца. В данной работе рассматривается влияние фазового перехода твердое тело–жидкость на распределение параметров в образце.

Плавление вещества проволочки при нагреве импульсом тока начинается на ее поверхности в тот момент, когда достигается величина температуры этого фазового перехода, соответствующая давлению на границе со внешней средой, поскольку энергетический барьер гетерогенной нуклеации жидкой фазы на поверхности твердого образца равен нулю [2]. Далее область плавления распространяется вглубь образца с некоторой скоростью по мере его нагрева.

Определим волну плавления как распространяющуюся с конечной скоростью область фазового перехода твердое тело–жидкость. Фронт такой волны представляет собой границу между состояниями твердой фазы и двухфазной смеси твердое тело–жидкость, тыльная граница волны плавления отделяет область смеси фаз от однофазных состояний жидкости. Другими словами, фронт плавления распространяется по твердому веществу, а за тыльной границей волны плавления остается жидкая фаза.

Толщиной волны плавления δ_m будем называть расстояние между фронтальной и тыльной границами; вообще говоря, эта величина зависит как от свойств вещества, так и от характеристик энерговклада.

Часто волна плавления представляется в виде бесконечно тонкой переходной области между твердой и жидкой фазами (см., например, монографию [3] или более поздние работы [4–6]). Возникновение такой бесконечно тонкой волны фазового превращения в образце может привести к существенной неоднородности распределения плотности и температуры по веществу.

Рассмотрим нагрев цилиндрической проволочки ($a \ll l$, где a — радиус, l — длина проводника) под действием мощного импульса тока при толщине скин-слоя $\delta_s \gtrsim a$ (режим, слабонеоднородный по плотности тока). Возможно ли, чтобы в этих условиях волна плавления была значительно тоньше проводника ($\delta_m \ll a$)?

Пусть время прохождения фронта волны плавления от поверхности проволочки до оси симметрии составляет τ_f, а промежуток времени от начала до окончания плавления на поверхности — τ_m. Очевидно, что в случае $\delta_m \leqslant a$ соотношение характерных времен τ_f и τ_m будет $\tau_f \geqslant \tau_m$.

Для описания начальной стадии нагрева проволочки систему уравнений магнитной гидродинамики можно представить в однотемпературном одномерном приближении в лагранжевых координатах [7]:

$$dm/dt = 0, \tag{1}$$

$$\rho\, du/dt = -\partial P/\partial r - (2\mu r^2)^{-1}\partial(rB_\varphi)^2/\partial r, \tag{2}$$

$$\rho d\varepsilon/dt = -r^{-1}P\partial(ru)/\partial r + r^{-1}\partial(\kappa r\partial T/\partial r)/\partial r + j^2/\sigma_w, \tag{3}$$

$$d(\mu B_\varphi)/dt = \partial[(\sigma_w r)^{-1}\partial(rB_\varphi)/\partial r]/\partial r, \tag{4}$$

где t — время, r — радиальная координата с началом отсчета от оси симметрии, m — масса образца, u — массовая скорость, ρ — плотность,

T — температура, $\varepsilon(\rho, T)$ — удельная внутренняя энергия, $P(\rho, T)$ — давление, $j = (\mu r)^{-1}\partial(rB_\varphi)/\partial r$ — плотность тока, μ — магнитная проницаемость, B_φ — индукция магнитного поля, $\sigma_w(\rho, T)$ — удельная электропроводность, $\kappa(\rho, T) = k_{WF}T\sigma_w(\rho, T)$ — теплопроводность, k_{WF} — постоянная Видемана–Франца.

Если энергия джоулева нагрева металла велика по сравнению с работой изменения объема проволочки (на стадии теплового расширения конденсированной фазы), то в случае почти однородного по радиусу нагрева проводника уравнение баланса энергии (3) сводится к виду $\rho d\varepsilon/dt = j^2/\sigma_w$. Тогда характерную продолжительность процесса плавления проволочки можно оценить,

$$\tau_m \simeq \sigma_w \rho \lambda_m / j^2, \tag{5}$$

λ_m — удельная теплота плавления. Из уравнения (5) следует, что величина τ_m при нагреве одного и того же металла будет тем меньше, чем выше значение плотности тока будет достигнуто к началу фазового превращения.

Для иллюстрации процесса распространения волны плавления было проведено численное моделирование нагрева вольфрамовой проволочки при различных скоростях нарастания тока в импульсе и, следовательно, при различных длительностях τ_m. Решалась система магнитногидродинамических уравнений (1)–(4). Нагревающий ток $I = I(t)$ определялся уравнением электрической цепи:

$$d^2(LI)/dt^2 + d(R_l I)/dt + I/C = 0, \tag{6}$$

где L — индуктивность, C — емкость конденсатора, R_l — сопротивление образца. Начальные и граничные условия для системы (1)–(4) и (6) задавались аналогично работе [7].

Чтобы учесть термодинамические свойства вольфрама с эффектами плавления и испарения в широком диапазоне температур и плотностей, в расчетах было использовано полуэмпирическое многофазное уравнение состояния [8]. Магнитная проницаемость металла принималась равной магнитной проницаемости вакуума. Электропроводность вольфрама в твердой и жидкой фазах определялась полуэмпирической формулой [9] с коэффициентами [10], различающимися для одного и другого агрегатного состояния. Электропроводность двухфазных состояний в области плавления находилась как $\sigma_w = \nu\sigma_s + (1-\nu)\sigma_l$, где σ_s и σ_l — электропроводности твердой и жидкой фаз соответственно; ν — массовая доля твердой фазы.

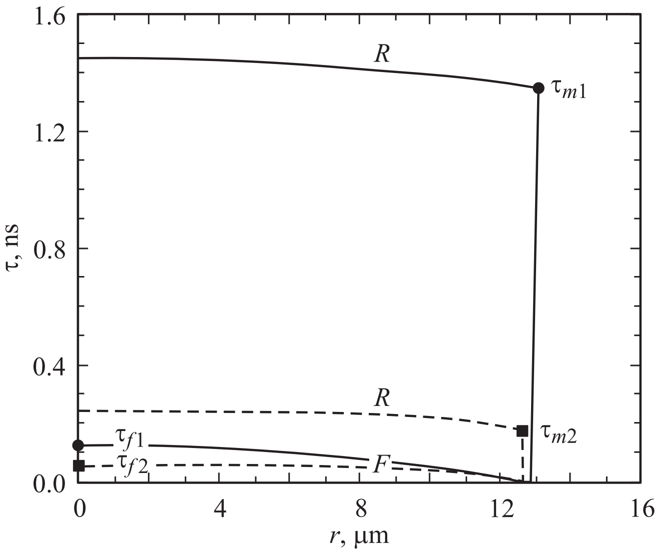

Рис. 1. Траектории движения фронта (F) и тыльной поверхности (R) волны плавления в координатах радиус–время для режимов 1 (сплошные линии) и 2 (штриховые). Время отсчитывается от момента начала плавления на поверхности проволочки, $\tau = t - t_{m0}$. Значками отмечены моменты начала плавления на оси симметрии (τ_f) и окончания плавления на поверхности (τ_m).

Расчеты были проведены для следующих параметров проволочки и электрической цепи: $a_0 = 12.5\,\mu$m, $l = 12$ mm, $L = 340$ nH, $C = 100$ nF, $U_0 = 20$ (режим 1) и 200 kV (режим 2), где a_0 — начальный радиус проволочки, U_0 — начальное напряжение на конденсаторе. Внешнее давление полагалось равным атмосферному. Режим 1 отвечает условиям эксперимента [11], параметры режима 2 выбраны так, чтобы увеличилась скорость нарастания тока U_0/L без нарушения условия равенства электронной и ионной температур [12] и условия применимости одномерной модели (1)–(4), $t_{m0} \ll \tau_{\mathrm{MHD}}$, где t_{m0} — время нагрева проволочки до начала плавления на ее поверхности, $\tau_{\mathrm{MHD}} = 2(\rho/\mu)^{1/2} j^{-1}$ — характерное время развития МГД-неустойчивости [13]. Толщину скин-слоя при $t = t_{m0}$ можно найти как $\delta_{s0} = (2\pi\mu\sigma_w/t_{m0})^{-1/2}$ [14]. Моделирование для режима 1 дает $t_{m0} = 19.73$ ns, плотность тока в этот момент $j_0 \sim 1.3$ TA/m^2, $\tau_{\mathrm{MHD}} \simeq 180$ ns, $\delta_{s0} \simeq 55.9\,\mu$m; для режима 2 соответственно $t_{m0} = 4.014$ ns, $j_0 \sim 4.5$ TA/m^2, $\tau_{\mathrm{MHD}} \simeq 52$ ns, $\delta_{s0} \simeq 25.2\,\mu$m.

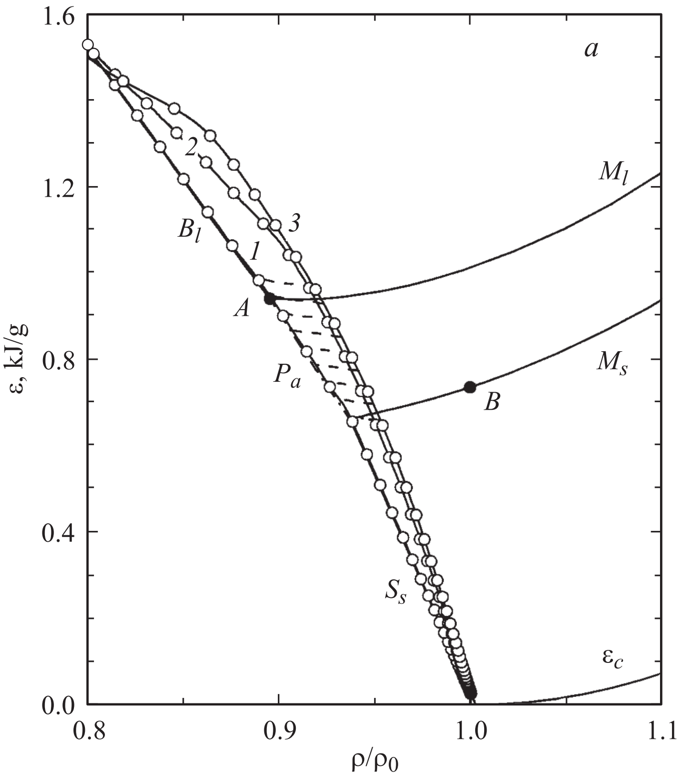

Рис. 2. Траектории изменения состояния слоев проволочки при $r/a = 0.98$ (*1*), 0.5 (*2*) и 0 (*3*) на фазовой диаграмме вольфрама [8] в режимах 1 (*a*) и 2 (*b*): ε_c — изотерма $T = 0\,\mathrm{K}$, P_a — изобара атмосферного давления, M_s и M_l — бинодали твердой и жидкой фаз при плавлении, B_l — бинодаль жидкой фазы при испарении, S_s — бинодаль твердой фазы при сублимации, A — состояние жидкой фазы в точке плавления при атмосферном давлении, B — состояние твердой фазы при плавлении на изохоре нормальной плотности (ρ_0). Штриховые линии — состояния в проволочке на определенный момент времени: *a* — от $t = 19.8$ (нижняя кривая) до 21.4 ns (верхняя), интервал между кривыми 0.2 ns; *b* — от $t = 4.05$ (нижняя кривая) до 4.3 ns (верхняя), интервал между кривыми 0.05 ns.

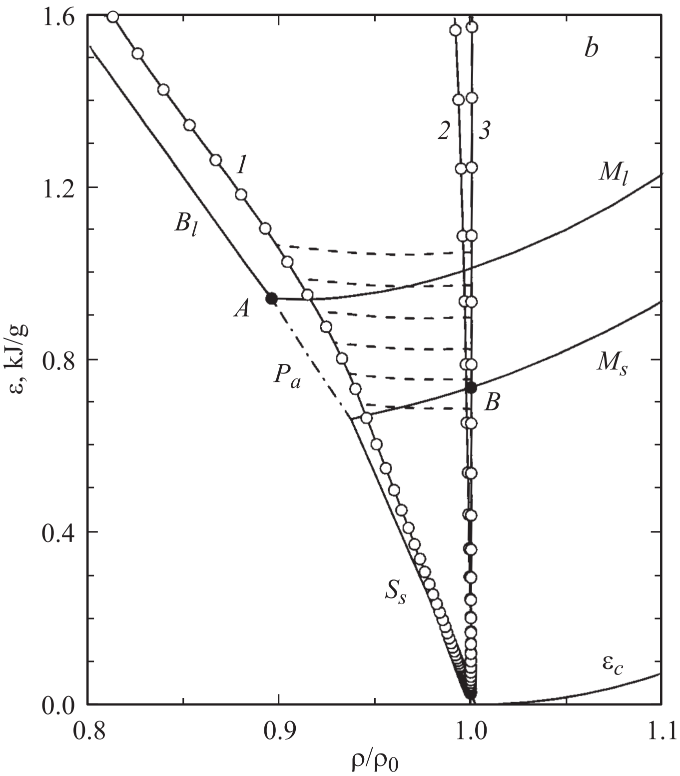

Рис. 2 (*продолжение*).

Расчетные траектории движения фронта и тыльной поверхности волны плавления в координатах радиус—время показаны на рис. 1. Как видно из рисунка, для обоих режимов 1 и 2 $\tau_m > \tau_f$, т.е. $\delta_m > a$. Скорость движения фронта волны плавления у поверхности проволочки составляет $u_m \simeq 51$ и 56.7 km/s для режимов 1 и 2 соответственно. По мере приближения фронта к оси проволочки u_m возрастает до бесконечности, что обусловлено [10] равенством нулю радиальной производной давления на оси симметрии, $dP/dr = 0$ при $r = 0$.

На рис. 2 представлены траектории изменения состояния различных слоев проволочки на фазовой диаграмме вольфрама [8] в координатах удельная внутренняя энергия–степень сжатия. Нетрудно заметить, что в более быстром режиме 2 нагрев центральной части проволочки проходит изохорически в течение всей рассматриваемой стадии процесса. Поскольку в слабонеоднородных режимах внутренняя энергия распределена по радиусу почти однородно (отклонение от некоторого среднего по радиусу значения на каждый момент времени при плавлении в режимах 1 и 2 не превышает 1%), можно указать, что для реализации случая $\tau_f \geqslant \tau_m$ необходимо выполнение условия $\varepsilon_A \leqslant \varepsilon_B$, где ε_A — значение удельной внутренней энергии жидкой фазы в точке плавления при давлении на поверхности проволочки, ε_B — значение удельной внутренней энергии твердой фазы при плавлении на изохоре начальной плотности. Для вольфрама с исходным состоянием при нормальных условиях $\varepsilon_A > \varepsilon_B$ (см. рис. 2), следовательно, в этом случае волна плавления не может быть тоньше радиуса проволочки, почти однородно нагреваемой импульсом тока.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №№ 04–02–17292 и 05–02–17533).

Авторам также приятно выразить свою благодарность Фонду содействия отечественной науке.

Список литературы

[1] *Gathers G.R.* // Rep. Progr. Phys. 1986. V. 49. N 4. P. 341–396.
[2] *Frenkel J.* Kinetic Theory of Liquids. New York: Oxford University Press, 1946.
[3] *Carslaw H.S., Jaeger J.C.* Conduction of Heat in Solids. Oxford: Clarendon Press, 1959.
[4] *Байков А.П., Искольдский А.М., Микитик Г.П.* и др. // ПМТФ. 1979. № 5. С. 26–31.
[5] *Бреславский П.В., Мажукин В.И., Самохин А.А.* // ДАН СССР. 1991. Т. 320. № 5. С. 1088–1092.
[6] *Дьячков Л.Г., Костановский А.В., Костановская М.Е.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 15. С. 69–75.
[7] *Khishchenko K.V., Tkachenko S.I., Levashov P.R.* et al. // Int. J. Thermophys. 2002. V. 23. N 5. P. 1359–1367.
[8] *Хищенко К.В.* // Физика экстремальных состояний вещества — 2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2005. С. 170–172.
[9] *Knoepfel H.* Pulsed High Magnetic Fields. Amsterdam: North Holland, 1970.

[10] *Tkachenko S.I., Khishchenko K.V., Levashov P.R.* // Int. J. Thermophys. 2005. V. 26. N 4. P. 1167–1179.
[11] *Tkachenko S.I., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A.* et al. // 31st EPS Conference on Plasma Physics. ECA. 2004. V. 28G. P. P2–025.
[12] *Шабанский В.П.* // ЖЭТФ. 1954. Т. 27. В. 2. С. 147–155.
[13] *Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. В. 6. С. 2007–2022.
[14] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2001.