

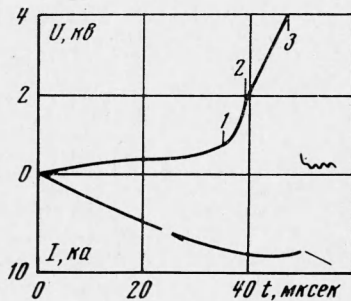
ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО  
ВЗРЫВА МЕДИ И ЗОЛОТА

И. Каримходжаев, М. М. Мартынюк

(Москва)

Осциллографическим методом измерена зависимость электросопротивления от энтальпии для меди и золота в процессе электрического взрыва проволочных образцов. Энтальпия в начальной точке электрического взрыва превышала ее значение в точке кипения металла. Явление электрического взрыва рассматривается на основе кинетики перехода жидкого металла в пар в условиях импульсного нагрева. «Вырождение» начальной точки электрического взрыва при длительности нагрева жидкой фазы менее  $10^{-7}$  сек объясняется нарушением стационарности процесса гомогенного образования зародышей пара.

Электрический взрыв проводника происходит при его нагреве мощным импульсом тока. Относительно природы этого явления не существует единого мнения. Было высказано предположение [1], что оно может быть объяснено особенностями кинетики перехода жидкого металла в пар в



Фиг. 1

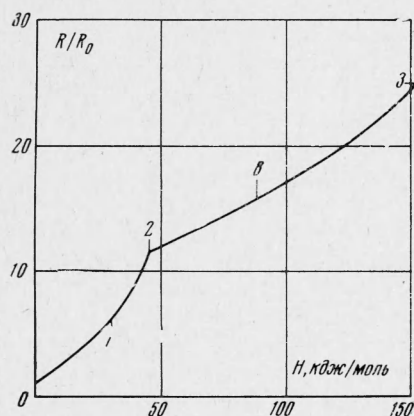
условиях импульсного нагрева проводника током. В связи с этим представляет интерес измерение теплофизических свойств жидкого металла в состоянии, предшествующем его электрическому взрыву. Метод импульсной осциллографии дает возможность провести такие измерения для электросопротивления и энтальпии. В данной работе исследовался электрический взрыв проволок Cu (99.99%) и Au (99.99%) с использованием методики, описанной ранее в [2]. Импульсный конденсатор емкостью в 100 мкф, заряженный до напряжения 3 кВ, разряжался через проволочный образец диаметром 0.3 мм и длиной 50 мм, находящийся в воздухе. Процесс разряда осциллографировался электронным двухлучевым импульсным осциллографом, регистрировались две синхронные осциллограммы для тока  $I$  и напряжения  $U$  на образце (фиг. 1). По осциллограммам с помощью ЭВМ Минск-22 рассчитывалась зависимость относительного электросопротивления металла  $R/R_0$  от его мольной энтальпии  $H = H_T - H_0$  (фиг. 2 для Cu и фиг. 3 для Au) ( $R_0$  и  $H_0$  относятся к  $T = 298^\circ \text{K}$ ). Расчет производился по формулам

$$(1) \quad R/R_0 = (U - LdI/dt) / R_0 I$$

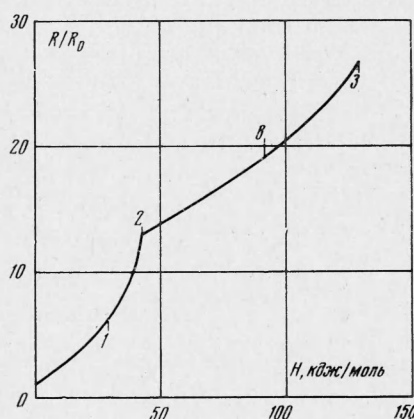
$$(2) \quad H = \int_0^t I U dt - 1/2 L I^2$$

где  $L$  — индуктивность образца ( $L < 2.5 \cdot 10^{-7}$  гн),  $t$  — время. На осциллограмме напряжения и на кривой зависимости  $R/R_0$  от  $H$  в виде изломов фиксировались точки, соответствующие началу (индекс 1) и концу (индекс 2) плавления металла. Начальная точка электрического взрыва

(индекс 3) отмечалась резким возрастанием напряжения на образце; после этой точки луч, регистрирующий напряжение, перемещался настолько быстро, что он практически не оставлял на пленке следа. Математическая обработка осциллограмм производилась только до этой точки. Время нагрева жидкой фазы  $\tau$  (от точки 2 до точки 3) для меди 1.6 мксек, для золота 7.7 мксек, что соответствует скорости нагрева  $25 \cdot 10^8$  град/сек для Cu и  $4.4 \cdot 10^8$  град/сек для Au. Среднеквадратичная случайная погрешность при определении  $R_2/R_0$  составляла 2.4%,  $H_2$  — 2.5%, для  $R_3/R_0$  — 2.8%,  $H_3$  — 3%. Максимально возможное значение систематической погрешности не превышало 10% для  $R/R_0$  и 15% для  $H$ ; эти погрешности в основном определялись нелинейностью отклонений лучей осциллографа и искажениями, даваемыми делителем напряжения.



Фиг. 2



Фиг. 3

Величины  $R/R_0$  и  $H$  для характерных точек, полученные по данным четырех опытов для каждого металла, представлены в таблице. (Начальное удельное сопротивление при  $298^\circ\text{K}$  для Cu равно  $1.77$  мком·см, для Au —  $2.39$  мком·см.) Значения  $R_1/R_0$ ,  $H_1$ ;  $R_2/R_0$ ,  $H_2$  удовлетворительно согласуются с соответствующими данными для электросопротивления [3] и энтальпии [4] твердой и жидкой фаз при температуре плавления. Сравнение энтальпии в начальной точке электрического взрыва  $H_3$  с ее оценочным значением  $H_b$  при температуре кипения  $T_b$  для  $p = 1$  атм из [4] показывает, что для обоих металлов  $H_3$  намного превышает  $H_b$ . На фиг. 2, 3 индексом  $b$  обозначена нормальная точка кипения металла.

	$R_1/R_0$	$R_2/R_0$	$R_3/R_0$	$H$ , кдж/моль		
				$H_1$	$H_2$	$H_3$
Cu	5.70	11.3	25	30	45	152
Au	6.00	13.1	27	29.6	43.3	129

При анализе этого экспериментального факта следует иметь в виду, что при нагреве проводника мощным импульсом тока внутри его возникает давление, вызванное магнитным притяжением параллельных токов, которое стремится к нулю при приближении к поверхности проводника. Аналогично ведет себя и давление, вызванное инерцией материала проводника при его быстром тепловом расширении в радиальном направлении. Ис-

ходя из этого, можно полагать, что в процессе импульсного нагрева проводника на открытом воздухе приповерхностный слой металла находится под давлением, близким к атмосферному, поэтому наблюдаемое в опытах превышение  $H_3$  по сравнению с  $H_b$  не может быть объяснено повышением температуры кипения жидкого металла под действием давления. Это различие можно объяснить особенностями кинетики фазового перехода жидкость — пар в условиях импульсного нагрева жидкости. Рассмотрим эти особенности применительно к условиям данного опыта.

Плавный ход осциллограмм в области жидкого состояния вплоть до начальной точки электрического взрыва (фиг. 1) указывает на то, что после плавления жидкий образец сохранял свою форму и не разрушался под действием сил тяжести и магнитного поля. При достижении температуры  $T_b$  в приповерхностном слое жидкого металла начинается гетерогенное образование и рост зародышей пара, которые возникают на готовых центрах (например, на газовых включениях). Однако при большой скорости нагрева, когда  $\tau \sim 1$  мксек, влияние этих зародышей на переход жидкость — пар будет несущественным, так как их число вследствие ограниченности числа готовых центров невелико, а средняя скорость перемещения межфазной поверхности для Cu и Au согласно уравнению Герца — Кнудсена [5]  $\sim 1$  м/сек. По этой же причине можно пренебречь и испарением через поверхность образца. В условиях импульсного нагрева со скоростью  $\sim 10^9 \div 10^{10}$  град/сек должен происходить перегрев жидкого металла выше  $T_b$ .

В перегретой жидкости возможно гомогенное образование зародышей пара, возникающих благодаря флуктуациям. Частота образования этих зародышей  $J$  (число критических зародышей, возникающих в единице объема металла за единицу времени) в стационарных условиях при температуре  $T$  определяется выражением [5]

$$(3) \quad J = B \exp \left[ - W_c / kT \right]$$

где  $B$  — функция, которая в сравнении с экспоненциальным множителем слабо зависит от  $T$ ;  $k$  — постоянная Больцмана;  $W_c$  — изменение свободной энергии при образовании критического зародыша. При увеличении степени перегрева  $\gamma = (T - T_b) / T_b$   $W_c$  уменьшается. В первом приближении для сферического зародыша  $W_c$  может быть связана с  $\gamma$  соотношением

$$(4) \quad W_c = 16 \pi \sigma^3 / 3 \rho^2 \lambda^2 \gamma^2$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $\rho$  — плотность пара,  $\lambda$  — удельная теплота парообразования.

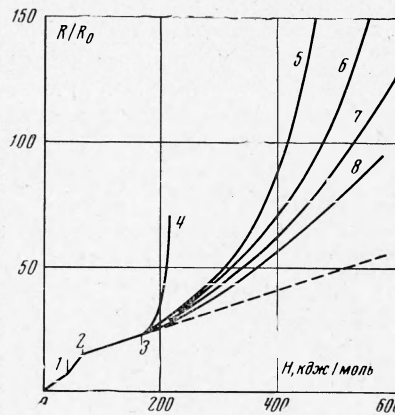
Для нестационарного процесса после мгновенного достижения температуры  $T$  частота гомогенного зародышеобразования  $J(t)$  связана с  $J$  (см. (3))

$$(5) \quad J(t) = J \exp \left[ - \theta / t \right]$$

где  $\theta$  — время «релаксации» при установлении стационарного режима. По теоретическим оценкам [5]  $\theta = 10^{-7} \div 10^{-8}$  сек.

Из (3), (4) следует, что  $J$  является резко возрастающей функцией  $\gamma$  и что для достижения значения  $J = 1 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$  необходим значительный перегрев жидкого металла. Так, например, расчет показывает, что для жидкого цезия при  $p = 1 \text{ атм}$  в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ сек}$  возникает один критический зародыш при перегреве  $\gamma = 0,80$ ; при дальнейшем увеличении перегрева до  $\gamma = 0,89$   $J$  возрастает до значения  $J = 4 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ . Последнее значение  $\gamma$  соответствует предельному перегреву жидкого цезия  $\gamma_s$ , которое определяется точкой спинодали, рассчитанной по форму-

ле из [6]. Эта кривая является границей термодинамической устойчивости фазы и удовлетворяет условию  $(\partial p / \partial V)_T = 0$ . Опыты [7] показали, что взрывное вскипание ряда органических жидкостей при их нагреве импульсом тока длительностью  $10^{-5} \div 10^{-6}$  сек происходит в окрестности спинодали. Есть основание полагать, что начальная точка электрического взрыва, в которой электросопротивление проводника резко возрастает, соответствует взрывному вскипанию приповерхностного слоя перегретого жидкого металла, находящегося в состоянии, близком к предельно устойчивому состоянию, определяемому уравнением спинодали. Это утверждение справедливо, если время импульсного нагрева жидкой фазы  $\tau$  настолько мало, что влияние гетерогенных зародышей на процесс испарения металла несущественно и в то же время  $\tau$  должно быть намного меньше  $\theta$  (см. (5)), так как в противном случае будет нарушена стационарность процесса гомогенного зародышеобразования и взрывное вскипание жидкого металла произойдет при более высоких температурах  $T > T_s$  ( $T_s$  — относится к спинодали) в области неустойчивых состояний жидкой фазы. Влияние магнитогидродинамических неустойчивостей жидкого цилиндра в процессе нагрева должно быть исключено. В данных опытах для меди нарушение этих условий, по-видимому, было незначительным. В пользу такого допущения говорит сравнение данных результатов с результатами работы [8].



Фиг. 4

На фиг. 4 представлены зависимости  $R/R_0$  от  $H$ , построенные по данным [8]. Для этих кривых точки 1, 2, 3 имеют тот же смысл, что и на фиг. 2, 3, а  $\tau$  соответственно равно: 4 — 0.10, 5 — 0.07, 6 — 0.05, 7 — 0.02, 8 — 0.01 мксек; пунктиром обозначено продолжение начального линейного участка зависимости  $R/R_0$  от  $H$  для жидкого состояния, где кривые 4—8 совпадают. При  $\tau = 0.1$  мксек начальная точка электрического взрыва фиксировалась в виде резкого излома на кривой 4. Для этой точки в [8] получены значения  $R_3/R_0 = 23$ ,  $H_3 = 2.5$  кдж/г = = 159 кдж/моль, что хорошо согласуется со значениями, полученными в данной работе. Таким образом, при изменении  $\tau$  от 0.1 до 1.6 мксек  $H_3$  для Си практически не изменяется, что объясняется резкой зависимостью  $J$  от  $\gamma$  (3), (4). При увеличении скорости нагрева (при уменьшении  $\tau$ ) в [8] наблюдалось постепенное «вырождение» начальной точки электрического взрыва (фиг. 4), что выражалось в том, что после точки  $R_3/R_0 = 23$ ,  $H_3 = 159$  кдж/моль кривая зависимости  $R/R_0$  от  $H$  изгибалась вверх менее круто, причем крутизна уменьшалась с увеличением скорости нагрева. Таким образом, при скорости нагрева более  $10^{11}$  град/сек энергия, вводимая в медь, превышает значение энтальпии в начальной точке электрического взрыва и не определяет однозначно ее электросопротивление. Это «аномальное» явление было отмечено в [9] и не получило исчерпывающего объяснения. С учетом (5) можно предположить, что в этом случае имеет место переход от стационарного к нестационарному режиму гомогенного зародышеобразования, что приводит к уменьшению  $J$  при данной температуре. При  $\tau < \theta$  жидкая фаза в условиях импульсного нагрева, по-видимому, может сохраняться при  $T > T_s$ , но эти состояния (ветви кривых 5—8 правее точки 3 на фиг. 4) следует рассматривать как

абсолютно неустойчивые (для них должно выполняться условие  $(\partial p / \partial V)_T > 0$ ).

Скоростная рентгенография указывает на наличие «слоистой структуры» жидкого цилиндра в этой области [10], поэтому можно полагать, что неустойчивые состояния могут достигаться не по всему объему образца, а только в отдельных зонах. Совпадение значений  $R_3 / R_0$  и  $H_3$  данной работы и работы [8] говорит о хорошей воспроизводимости начальной точки электрического взрыва и указывает на то, что при достаточно большой скорости нагрева «слоистая структура» левее этой точки не возникает [10]. Это указывает на возможность применения метода электрического взрыва проводников к исследованию физических свойств металлов вблизи границы термодинамической устойчивости жидкой фазы.

Если допустить, что полученные значения  $\dot{H}_3$  для Cu и Au близки к значению  $H_s$  для предельно устойчивого состояния при  $p = 1$  атм, то по ним можно оценить критическую температуру этих металлов. Как показывает расчет по формуле из [7], уравнение спинодали для цезия в координатах  $p - T$  с точностью, достаточной для интерпретации полученных результатов, может быть представлено в виде

$$(6) \quad p_s / p_c = 10T_s / T_c - 9$$

где индекс  $s$  относится к спинодали,  $c$  — к критическим параметрам. Этому уравнению удовлетворяют экспериментальные данные для спинодали ряда органических жидкостей [6], поэтому можно ожидать, что спинодаль для различных жидкостей удовлетворяет закону соответственных состояний. Так как в условиях данных опытов  $p_s = 1$  атм  $\ll p_c$ , то из (6) получим

$$(7) \quad T_c = {}^{10/9}T_c = {}^{10/9}T_3 = {}^{10/9}[T_2 + (H_3 - H_2)/c_2]$$

где  $T_2$  — температура плавления металла,  $T_3$  — температура в начальной точке электрического взрыва,  $c_2$  — среднее значение теплоемкости жидкого металла в интервале от  $T_2$  до  $T_3$ , которое с учетом данных [4] можно приравнять к значению теплоемкости при  $T_2$  (для Cu — 31.4 дж/моль·град, Au — 29.3 дж/моль·град). По полученным данным для  $H_2$  и  $H_3$  согласно (7) для Cu и Au имеем  $T_c = 5390$  и  $4820^\circ$  К.

Поступила 24 X 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мартынюк М. М., Ганжеля Н. Ф. Исследование электрического сопротивления медных проводников при импульсном нагревании. Изв. вузов, Физика, 1970, № 3, стр. 30—34.
2. Мартынюк М. М., Каримходжаев И. Применение импульсной осциллографии к изменению электрического сопротивления и теплосодержания металлов. Докл. АН ТаджССР. 1971, т. 14, № 8, стр. 14—17.
3. Cusack N. E. The electronic properties of liquid metals. Repts on Progress in Physics, vol. 26. London, 1963.
4. Hultgren R., Orr R. L., Anderson P. D., Kelley K. K. Selected values of thermodynamic properties of metals and alloys. New York, Wiley, 1963.
5. Хирс Д., Паунд Г. Испарение и конденсация. М., «Металлургия», 1966.
6. Fürth R. On the theory of the liquid state. Proc. Cambridge Philos. Soc., 1941, vol. 37, No. 3, pp. 252—275.
7. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М., «Наука», 1972.
8. Bennet F. D., Kahl G. D., Wedemeyer E. H. Resistance changes caused by vaporization waves in exploding wires. In: Exploding Wires, vol. 3. N. Y., Plenum Press., 1964, pp. 65—88.
9. Кварцхава И. Ф., Бондаренко В. В., Плютто А. А., Чернов А. А. Осциллографическое определение энергии электрического взрыва проволок. ЖЭТФ, 1956, т. 31, вып. 5, стр. 745—751.
10. Кульгачук В. М., Новоскольцева Г. А. Изучение кинетики нагрева и испарения взрывающихся проволок рентгенографическим методом. Ж. техн. физ., 1966, т. 36, вып. 3, стр. 549—556.