

## К ИССЛЕДОВАНИЮ ОКОЛОКРИТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛОВ МЕТОДОМ ПРОПУСКАНИЯ МОЩНЫХ ТОКОВ ЧЕРЕЗ ПРОВОДНИК

■ ■ ■ ■ ■ С. В. Коваль, Е. В. Кривицкий, Г. Б. Раковский

Проведен анализ возможности использования метода электрического взрыва проводников для изучения свойств жидких металлов в околокритической области. Показана большая роль проблемы однородности нагрева конденсированного проводника с током на всех стадиях электровзрыва, за исключением плазменной области. Получены значения плотности в критической области для Cu, Al, W, Ni.

### Введение

Явления, сопровождающие пропускание токов плотностью  $j \geq 10^{11}$  А/м<sup>2</sup> через металлический проводник, в последние годы стали изучаться в связи с возможностью исследования высокотемпературных состояний металлов. В течение короткого промежутка времени вещество проводника (проволочки или фольги) проходит весь существующий спектр состояний от твердого до плазменного. Кратковременность процесса практически исключает нежелательные эффекты, связанные с взаимодействием с внешней средой. Кроме того, можно считать надежно установленным [1], что существует возможность обеспечить до потери металлической проводимости однородность вещества проводника в процессе нагрева его током. Для этого необходимо пропускать ток плотностью выше некоторой критической так, чтобы обеспечить доминирование процессов нагрева над процессами развития магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей.

Однако с точки зрения исследования высокотемпературного поведения металлов наибольший интерес представляет область, лежащая за пределами существования металлической проводимости. В стадии процесса разрушения проводника током, когда регистрируется резкий рост его сопротивления, могут достигаться околокритические или даже критические состояния вещества. Вместе с тем распространено мнение о том, что в области резкого роста сопротивления проводника однородность его вещества разрушается [2, 3], что исключает возможность использования электрического взрыва проводника как средства исследования околокритических состояний вещества. Настоящая работа посвящена исследованию наиболее важных факторов возможного разрушения однородности вещества проводника в области резкого роста его сопротивления.

Следует иметь в виду, что из числа известных факторов, обуславливающих неоднородность, в области повышенного сопротивления теряют актуальность такие, как скинирование тока (из-за уменьшения проводимости). Разумеется, исключаются также МГД неустойчивости, о чем речь шла выше. Анализу должны подвергнуться лишь те процессы, которые связаны с нагревом проводника. В настоящей работе будет рассмотрена перегревная неустойчивость [4] как фактор, обуславливающий осевую неоднородность проводника. Кроме того, будет проанализировано влияние магнитного давления, радиальная не-

однородность которого может вызвать радиальную неоднородность состояния вещества. Нас будет особо интересоваться вопрос, как действуют эти факторы на участке резкого роста сопротивления проводника.

1. В анализе развития перегретой неустойчивости будем исходить из уравнения

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa_T}{\gamma(T) c_p} \Delta T + \frac{1}{\gamma(T) c_p} \rho(T) j^2, \quad (1)$$

где  $\kappa_T$ ,  $c_p$  — теплопроводность и теплоемкость вещества проводника считаются постоянными;  $\gamma(T)$ ,  $\rho(T)$  — плотность и удельное сопротивление, которые рассматриваются как функции температуры (на необходимость учета зависимости плотности от температуры при анализе перегретой неустойчивости указал Я. Эпельбаум [5]).

Будем искать решение уравнения (1) в виде

$$T = T_\phi + \delta T, \quad \delta T \ll T_\phi, \quad (2)$$

где  $T_\phi$  — фоновая температура, определяющаяся уравнением, в котором для простоты исключена теплопроводность

$$\frac{\partial T_\phi}{\partial t} = \frac{1}{\gamma(T) c_p} \rho(T_\phi) j^2. \quad (3)$$

Для возмущений  $\delta T$  получим линеаризованное уравнение в форме (с учетом  $j = \text{const}$ )

$$\frac{\partial \ln \delta T}{\partial t} = \left( \frac{d \ln \rho}{d \ln T_\phi} - \frac{d \ln \gamma}{d \ln T_\phi} \right) \frac{\partial \ln T_\phi}{\partial t}. \quad (4)$$

Уравнение (4) получено без использования каких-либо упрощений, связанных обычно со стационарностью невозмущенного состояния. В левой части уравнения (4) стоит величина, которую можно назвать квазиинкрементом. Легко убедиться, что она превращается в инкремент, если правая часть не зависит от времени. Поскольку для металлов

$$\frac{d \ln \rho}{d \ln T_\phi} - \frac{d \ln \gamma}{d \ln T_\phi} > 0, \quad (5)$$

то перегретая неустойчивость имеет место, но, для того чтобы она успела создать неоднородность, ее развитие должно значительно опережать фоновый нагрев, т. е.

$$\frac{\partial \ln \delta T}{\partial t} \gg \frac{\partial \ln T_\phi}{\partial t}. \quad (6)$$

Отсюда получаем условие сильной осевой неоднородности, связанной с развитием перегретой неустойчивости

$$\frac{d \ln \rho}{d \ln T_\phi} - \frac{d \ln \gamma}{d \ln T_\phi} \gg 1. \quad (7)$$

Легко убедиться, что в конденсированной фазе о выполнении условия (7) не может быть и речи. Например, для жидких меди и алюминия подсчет дает примерно одинаковую величину для правой части (7) ( $\sim 0.9$ ). Однако в околокритической области зависимости  $\gamma(T)$ ,  $\rho(T)$  становятся нелинейными. Имеющиеся очень скудные данные о поведении плотности и электросопротивления некоторых металлов в околокритической области указывают на то, что по мере приближения к критической точке нелинейность зависимости  $\rho(T)$  усиливается, а зависимость от температуры температурного коэффициента может возрастать почти на порядок [6]. Тем не менее и в этой области, занимающей в электровзрыве короткий отрезок времени, перегретая неустойчивость вряд ли успеет себя проявить, поскольку правая часть неравенства (7) не превысит величину  $\sim 10$ .

2. Радиальная зависимость магнитного давления в расширяющемся проводнике с однородным током определяется известным выражением

$$P_{\text{маг}}(r, t) = \frac{\mu_0}{4\pi^2} \frac{I^2(t)}{r^2} \left(1 - \frac{r^2}{a^2(t)}\right), \quad (8)$$

где  $I(t)$  — ток в проводнике,  $a(t)$  — радиус проводника (обе величины меняются во времени), на поверхности ( $r = a_{\text{пр}}$ ) магнитное давление  $P_{\text{маг}} = 0$ , а максимум достигается в центре проводника ( $r = 0$ ).

Поэтому распространено мнение о том, что испарение металла должно начинаться с поверхности и распространяться внутрь в виде волны испарения [7, 8].

В то же время в литературе отсутствуют достоверные данные о скоростях волны испарения и скорости звука в конденсированном металле проводника. Оценка этих величин необходима, чтобы выяснить два принципиальных вопроса: соотношение между скоростью звука  $c_s$  в жидком металле и скоростью расширения  $\dot{a}$  проводника в стадии резкого роста его сопротивления; соотношение между скоростью волны испарения  $v_\phi$  и скоростью роста сопротивления проводника в предвзрывной стадии.

В случае если скорость звука  $c_s \gg \dot{a}$ , в проводнике успевает устанавливаться однородное распределение параметров состояния, в случае же  $c_s \leq \dot{a}$  механизм выравнивания давления не срабатывает. Выяснение второго вопроса позволит проверить правильность утверждения о том, что изменение сопротивления проводника в предвзрывной стадии связано не с объемными процессами, а с изменением сечения токопроводящей части [7, 8].

Оценка скорости волны испарения может быть выполнена по формуле [9], связывающей скорость движения фронта испарения со скоростью звука в конденсированном веществе  $c_s$ ,

$$v_\phi(T) = (3/4\pi)^{1/2} c_s \exp(-q_u/kT), \quad (9)$$

где  $q_u$  — теплота испарения, приходящаяся на одну молекулу вещества.

Из формулы (9) очевидно, что соотношение между  $v_\phi$  и  $c_s$  определяется соотношением между  $q_u$  и  $kT$ . В случае  $q_u \gg kT$   $v_\phi \ll c_s$ , в случае же  $q_u \ll kT$  имеем  $v_\phi \sim c_s$ . Численная оценка для меди дает  $q_u = 5.74 \cdot 10^{-19}$  Дж для  $kT = 1.38 \times 10^{-23} T$  (Дж).

Сопоставление показывает, что вплоть до плазменных температур ( $T \gg \gg 10^4$  К) сохраняется соотношение  $q \gg kT$ , откуда становится очевидным вопреки утверждению [8], что первоначальный рост сопротивления и возрастание скорости расширения проводника не могут быть связаны с таким медленным процессом: при  $T = T_{\text{кип}} v_\phi \leq 10^3 c_s$ , что с учетом  $c_s \sim 10^3$  м/с (см. ниже) дает  $v_\phi \leq n \cdot 1$  м/с. Это находится в полном соответствии с известной оценкой скорости перемещения межфазной границы Герца—Кнудсена [10].

Известно, что скорость звука в веществе зависит как от его плотности, так и от температуры. В литературе, к сожалению, практически нет прямых данных о скорости звука в жидком металле. К примеру, в [11] содержится указание на то, что в момент плавления меди скорость звука меняется незначительно. Правда, можно получить косвенные представления о порядке этой величины выше точки плавления, если обратиться к экспериментам, выполненным в работе [12]. В этих опытах подводный взрыв медного проводника осуществлялся вблизи жесткой преграды (рис. 1). На фотограмме видно, как образующаяся при взрыве в воде волна сжатия, распространяясь со скоростью, превышающей скорость звука в воде, отражается от преграды и возвращается к каналу, затем наблюдается нечто вроде двойного лучепреломления: в волновом дуплете правая линия относится к следу, оставленному огибающим канал возмущением, левая — проходящей через канал волной. Именно по скорости распространения в канале этой волны мы можем судить о скорости звука в нем. В условиях эксперимента с параметрами  $U_0 = 40$  кВ,  $C = 3$  мкФ,  $L = 2$  мкГ,  $l = 40$  мм,  $d = 0.2$  мм она оказалась  $c_s \approx 2.6 \cdot 10^3$  м/с.

В других опытах (при меньших интенсивностях электровзрыва)  $C_k \sim 2 \cdot 10^3$  м/с. Эти данные позволяют заключить, что в интересующей нас начальной фазе взрыва, в которой вещество уже нагревается до температуры  $\sim 40^4$  К, а плотность более чем на порядок выше плотности в канале, скорость звука лежит в интервале  $2-3 \cdot 10^3$  м/с, скорость звука в твердой меди  $c_m \sim 4 \cdot 10^3$  м/с. Поэтому скорость звука в жидком металле для нашего случая оказывается вполне достаточной для обеспечения выравнивания состояний в периферийной и центральной частях проводника. Таким образом, уменьшение плотности в несколько (4-5) раз в интересующей нас области сопровождается значительным увеличением температуры, а скорость звука на порядок

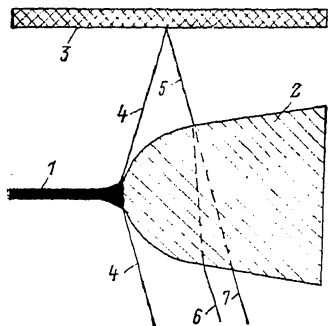


Рис. 1. Схема определения скорости звука в жидком металле.

1 — проводник; 2 — канал; 3 — преграда; 4 — волна сжатия; 5 — отраженная от преграды волна; 6 — волна, проходящая через канал; 7 — волна, огибающая канал.

превышает скорость теплового расширения вопреки утверждениям некоторых авторов [3].

Оставляя окончательное решение вопроса о радиальной однородности характеристик проводника за экспериментом, в дальнейшем будем основываться на приведенных выше оценках. О возможности использования этого предположения свидетельствуют также результаты численного моделирования процесса

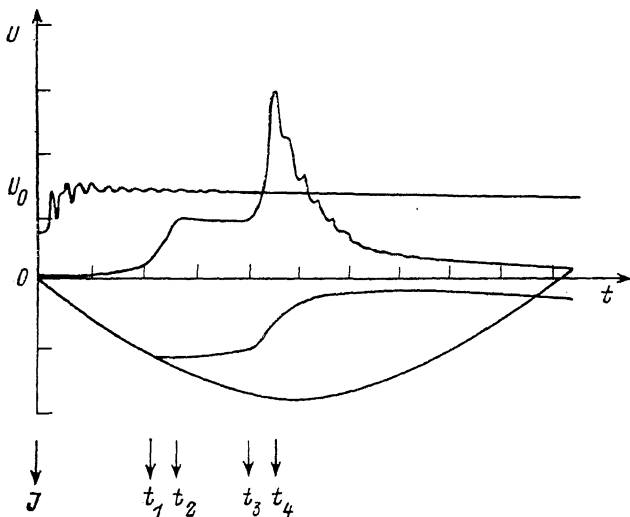


Рис. 2. Характерная осциллограмма тока и напряжения при разряде конденсаторной батареи на проводник.

Металл — вольфрам, развертка 2 мкс/дел.,  $U_0 = 7.2$  кВ,  $C = 6$  мкФ,  $r_0 = 0.2$  мм,  $l = 35.4$  мм,  $t_1$  — начало плавления,  $t_2$  — конец плавления,  $t_3$  — начало резкого роста сопротивления,  $t_4$  — переход в плазменное состояние.

электровзрыва на ЭВМ [13]. Анализ результатов показал, что распад радиального однородного состояния вещества происходит за пределами временного интервала  $t_3-t_4$  (рис. 2), т. е. уже в плазменной стадии.

Ниже приведены данные по исследованию характеристик интересующей нас стадии взрыва с учетом предположения однородности вещества в этой области. Нам хотелось выяснить, насколько соответствуют полученные при этом результаты известным литературным данным.

Возвращаясь к рис. 1, обратим внимание на наличие волны сжатия, отшнуровывающейся в начальной стадии взрыва. Из условия динамической совмести-

Т а б л и ц а 1

Металл	$a, 10^{-3}, \text{ м}$	$\dot{a}, \text{ м/с}$	$I_{\text{max}}, 10^3, \text{ А}$	$r_{\text{пр}} \cdot 10^{-3}, \text{ м}$	$P_a, 10^3, \text{ бар}$	$P_{\text{маг}}, 10^3, \text{ бар}$
Ni	0.15	120	6.94	0.195	3.12	0.16
W	0.15	210	8.12	0.193	5.46	0.22
Al	0.15	360	10.36	0.17	9.36	0.25
Cu	0.15	420	16.34	0.113	10.92	0.71

мости Рэнкина—Гюгонно [7] можно получить численную оценку давления на границе канала с жидкостью

$$P_a = \gamma_0 U \dot{a}, \quad (10)$$

где  $\gamma_0$  — плотность воды,  $U$  — скорость распространения волны сжатия,  $\dot{a}$  — скорость расширения границы проводника.

Анализируя результаты расчета величины  $P_a$  для различных металлов (табл. 1), авторы сравнивают их с данными расчетной величины магнитного давления, соответствующего максимуму тока. Очевидно, что регистрируемое давление близко к критическому.

Любопытно сравнить данные критической плотности четырех металлов, полученные расчетным и экспериментальным путем различными авторами, с нашими результатами (табл. 2).

Т а б л и ц а 2

Источник	$\gamma_{\text{кр}}, 10^3, \text{ кг/м}^3$			
	Cu	Al	W	Ni
[14]	2.98	0.9	6.45	2.97
[15]	2.4	0.6	5.87	2.2
[16]	2.3	0.672	4.18	2.15
[17]	—	—	$6 \pm 0.5$	—
[18]	4.1	—	—	—
Полученные результаты	4.37	1.32	5.98	2.67
	1.75	0.50	2.36	1.55

Результаты наших расчетов приведены для двух точек ( $t_3$  и  $t_4$  на рис. 2) и их сопоставление показывает, что, вероятно, критическое состояние возникает внутри интервала между  $t_3$  и  $t_4$ . Об этом свидетельствует также соответствие энергии, введенной в проводник, энергии, необходимой для полного превращения металла в пар.

Резюмируя описанное выше, можно заключить, что подводный взрыв, судя по всему, позволяет исследовать не только свойства жидких металлов, но и их физические характеристики в околокритической области. Конечно, для обоснования этой возможности потребуются дополнительные данные как по численному моделированию процесса, так и по экспериментальным исследованиям радиальной однородности вещества в фазе взрыва и потери металлической проводимости, а также решения главного вопроса — разработки импульсной температурной диагностики вещества в конденсированной фазе.

#### Список литературы

- [1] Колгатиш С. Н., Лев М. Л., Перегуд Б. П. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 123—133.
- [2] Лебедев С. В., Савватимский А. И. // УФН, 1984. Т. 144. № 2. С. 215—250.
- [3] Иванов В. В. // ТВТ. 1983. Т. 21. № 1. С. 146—154.
- [4] Раковский Г. Б. // Тр. ПКБЭ. Процессы преобразования энергии при электровзрыве. Киев, 1988. С. 3—11.
- [5] Эльсбаум Я. Г. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 3. С. 492—503.

- [6] Алексеев В. А., Андреев А. А., Пролоренко В. Я. // УФН. 1972. Т. 106. № 3. С. 394—429.
- [7] Физика высоких плотностей энергии / Под ред. П. Кальдиरोли и Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974. 484 с.
- [8] Воробьев В. С., Рагель А. Д. Препринт ИВТ АН СССР. № 2-290. М., 1990. 34 с.
- [9] Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходько Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [10] Хирс Д., Паунд Г. Испарение и конденсация. М.; Metallurgiya, 1966. 194 с.
- [11] Гитис М. Б., Мигайлов И. Г. // Акуст. журн. 1967. Т. 13. № 4. С. 556—561.
- [12] Кривицкий Е. В., Шолом В. К., Литвиненко В. П. // Электрон. обраб. матер. 1975. № 4. С. 38—42.
- [13] Воробьев В. С., Рагель А. Д. Препринт ИВТ АН СССР. № 2-261. М., 1989. 30 с.
- [14] Фишер М. Природа критического состояния. М.: Мир, 1968. 221 с.
- [15] Фортвов В. Е. // УФН. 1982. Т. 138. № 3. С. 361—412.
- [16] Мартынюк М. М. // ЖФХ. 1983. Т. 57. № 4. С. 810—821.
- [17] Байков А. П., Шестаков А. Ф. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 23. С. 1457—1460.
- [18] Кульгавчук В. М., Новоскольцева Г. А. // ЖТФ. 1966. Т. 36. Вып. 3. С. 549—556.

Институт импульсных  
процессов и технологий АН УССР  
Николаев

Поступило в Редакцию  
17 июля 1990 г.