

01;03

©1995 г.

ОБ ИСПАРЕНИИ МЕТАЛЛА ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ

А.Д.Рахель

Институт высоких температур РАН,
127412, Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 1 ноября 1994 г.)

Вычислены профили давления и температуры, возникающие по сечению проводника, по которому течет ток плотностью порядка 10^7 А/см². Профиль давления вызван инерционностью расширения вещества и пинч-эффектом, а профиль температуры — испарением металла с поверхности проводника. Найдены условия перехода жидкого металла в метастабильное состояние (перегрев). Анализируя данные по электрическому взрыву проводников, сделан вывод о гетерогенном характере нуклеации в этих условиях. Показано, что для типичных режимов расширения металла после начала взрыва происходит сильно неоднородно по сечению проводника.

Введение

Изучение процессов, вызванных прохождением по веществу электрического тока плотностью $j \sim 10^7$ А/см² и выше, имеет большое значение для решения многих прикладных задач [1,2]. Кроме того, в последние 20 лет активно развиваются импульсные методы исследования свойств металлов, основанные на пропускании по образцу электрического тока большой плотности [3,4]. Эти методы позволяют проследить изменение состояния вещества в широкой области фазовой диаграммы, в том числе наблюдать такие фазовые переходы, как плавление, испарение и переход в плазму. Существует относительно хорошо разработанная методика исследования свойств тугоплавких металлов в твердой фазе, а также в жидкой при температурах, не сильно превышающих температуру плавления. Однако в области, примыкающей к линии равновесия жидкость–пар, надежных данных получить не удается. Проблема заключается в том, что до настоящего времени не выяснен характер парообразования металла в этих условиях. Трудности в значительной мере связаны со сложностью учета профилей давления и температуры по сечению проводника. Именно в отмеченной области фазовой диаграммы начинается процесс, получивший название электрического взрыва проводника (Неэрт, 1774). Несмотря на длительную историю исследования явления электрического взрыва проводников (ЭВП), устоявшейся теории не существует.

В одной из первых работ, посвященных численным систематическому исследованию парообразования при ЭВП [5], экспериментальные зависимости сопротивления проводника от введенной энергии обрабатывались исходя из представления о перемещении по металлу волны испарения: поверхности, разделяющей жидкий металл и плохо проводящую двухфазную смесь — жидкость–пар. В этой работе было обнаружено, что зависимость скорости волны испарения от температуры качественно такая же, как и скорости звука в двухфазной среде, — жидкость с распределенными в ней пузырьками пара. Этот результат может служить доказательством того, что расслоение на фазы происходило вблизи бинодали. Тем не менее в работах [6,7], основываясь на представлении об ударной режиме перегрева [8], постулировались предельный перегрев металла и расслоение на фазы вблизи спинодали. При этом принималось весьма произвольное допущение об изобаричности расширения вещества.

В работах, посвященных численному моделированию ЭВП [9–12], использовалась одномерная магнитогидродинамическая модель, не учитывающая испарение с поверхности проводника. Однако, несмотря на относительно малое количество вещества, испаренное с поверхности, учет испарения может носить принципиальный характер. Формирование температурного профиля вблизи поверхности, связанного с испарением, может приводить к перегреву металла даже при растущей мощности нагрева. Не случайным поэтому является обстоятельство, отмечаемое некоторыми авторами: электрический взрыв в реальности происходит раньше, чем следует из результатов моделирования.

В настоящей работе рассмотрена самосогласованная задача эволюции профилей давления и температуры в расплавленном проводнике вплоть до температур, при которых начинается интенсивное парообразование. Находятся условия, при которых жидкий металл перегревается. Исследуется распад метастабильного состояния и анализируется возможность появления в объеме металла мелкодисперсных пузырьков пара (кавитация).

Постановка задачи

Рассмотрим разряд батареи конденсаторов на тонкую прямолинейную металлическую проволоку, находящуюся в вакууме. Пусть длина проволоки l на много больше ее радиуса a . В этом случае вещество движется исключительно в радиальном направлении,¹ а распределения тока и электромагнитного поля могут быть получены в приближении тонкого провода [17].

В цилиндрической системе координат, ось z которой направлена вдоль оси проволоки, законы сохранения массы, импульса и энергии запишем в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho v) = 0. \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{jB}{c\rho}, \quad (2)$$

¹ Рассматриваются так называемые быстрые режимы ($j \geq 10^7$ А/см²), для которых характерно сохранение исходной симметрии проводника вплоть до начала взрыва [13,14]. Нарушение симметрии вблизи пика напряжения, по-видимому, носит принципиальный характер [15,16].

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + v \frac{\partial s}{\partial r} \right) = jE + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (3)$$

Согласно уравнению непрерывности (1), плотность ρ меняется только вследствие радиального движения вещества со скоростью v . В уравнении Эйлера (2) кроме градиента давления учтена сила Лоренца, имеющая в данном случае лишь радиальную компоненту; напряженность магнитного поля имеет только азимутальную компоненту — B , а плотность тока — только компоненту вдоль оси j (c — скорость света в вакууме). Закон сохранения энергии (3) представлен для удельной энтропии s ; здесь E — напряженность электрического поля, T — температура, κ — коэффициент теплопроводности.

Поскольку нас будет интересовать область относительно низких температур, по крайней мере ниже критической температуры металла, то проводимостью пара будем пренебрегать.² В этом случае задача о движении пара может быть решена отдельно от задачи о нагреве и тепловом расширении конденсированного вещества.

Введем еще одно предположение, которое связано с относительно малой ролью скин-эффекта. Будем считать, что напряженность электрического поля однородна по сечению проволоки, т.е. является только функцией времени $E = E(t)$ [18]. Тогда уравнения Максвелла сводятся к системе из двух уравнений: для напряженности магнитного поля

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB) = \frac{4\pi}{c} j \quad (4)$$

и уравнения для полного тока в цепи I . Плотность тока связана с напряженностью электрического поля законом Ома

$$j = \sigma E. \quad (5)$$

Граничные условия на поверхности

Как известно, вблизи поверхности тела, с которого происходит испарение, формируется тонкий слой, где нарушается локальное термодинамическое равновесие. Размер этого слоя порядка длины свободного пробега молекул пара (кнудсеновский слой).

Снабдим индексом 1 величины, относящиеся к металлу, а индексом 2 — величины, относящиеся к пару, и запишем законы сохранения массы, импульса и энергии на плоской поверхности раздела

$$\rho_1(v_1 - v_s) = \rho_2(v_2 - v_s), \quad (6)$$

$$p_1 - p_2 = \rho_2(v_2 - v_s)^2 - \rho_1(v_1 - v_s)^2, \quad (7)$$

$$q_T = \rho_1(v_1 - v_s) \left[w_2 - w_1 + (v_2 - v_s)^2/2 - (v_1 - v_s)^2/2 \right], \quad (8)$$

где v_s — скорость поверхности в лабораторной системе отсчета; $q_T = -\kappa(\partial T/\partial x)$ — поток тепла в системе отсчета, покоящейся относительно поверхности; w — удельная энтальпия; металл занимает полупространство $x > 0$.

² Не рассматриваются режимы, при которых электрический пробой пара (шунтирующий разряд) происходит на ранней стадии, когда основная масса вещества находится в конденсированном состоянии.

В работе [19] рассмотрена задача об испарении в вакуум и получены формулы, связывающие величины в области пара вблизи поверхности за пределами кнудсеновского слоя и конденсационного скачка, с температурой поверхности

$$T_2 = 0.79T_1, \quad p_2 = 0.37P_b(T_1), \quad v_2 = 0.55u_2, \quad (9)$$

где $P_b(T)$ — давление насыщенного пара, u_2 — скорость звука.

Не останавливаясь на выводе этих соотношений, укажем только, что они получены исходя из следующих предположений: функция распределения атомов, вылетевших с поверхности, является максвелловской; коэффициент “прилипания” атомов к поверхности равен единице; скорость потока пара вблизи поверхности равна местной скорости звука.

Если воспользоваться соотношениями (9), из (6)–(8) получим следующие формулы, которые будут играть роль граничных условий на поверхности проводника:

$$(v_1 - v_s)\rho_1 = -0.30p_b(T_1)\left[\mu/(RT_1)\right]^{1/2}, \quad (10)$$

$$p_1 = 0.56p_b(T_1), \quad (11)$$

$$\kappa_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = 0.30\lambda_0 P_b(T_1)\left[\mu/(RT_1)\right]^{1/2}. \quad (12)$$

Здесь R — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярный вес, λ_0 — удельная теплота испарения при $T = 0$ К. В этих соотношениях учтены только линейные вклады по отношению плотности пара к плотности жидкости, при этом предполагается, что пар описывается уравнением состояния одноатомного идеального газа.

Температурную зависимость давления насыщенного пара возьмем в виде

$$P_b(T) = A(T_b/T)^{1/2} \exp[-\mu\lambda_0/(RT)], \quad (13)$$

где A — постоянная, T_b — температура кипения при атмосферном давлении (см. задачу к разделу 81 в работе [20]).

Формула (13), вообще говоря, справедлива в области температур, где различие между внутренней энергией и энтальпией мало. Корректный учет температурной зависимости теплоемкости жидкого металла представляет собой достаточно сложную задачу, выходящую за рамки настоящей работы. Во всяком случае учет этой зависимости приведет лишь к изменению вида предэкспоненциального множителя. Ограничимся тем, что формула (13) правильно описывает характер зависимости вплоть до критической температуры [21]. В этом же приближении следует пренебречь температурной зависимостью теплоты испарения, что собственно и сделано в выражении (12).

Профиль давления

Для многих практически важных случаев эффектами запаздывания, связанными с конечной скоростью звука в конденсированном веществе, можно пренебречь, т.е. характерное время задачи удовлетворяет неравенству $t \gg a/u$ (здесь и ниже индекс 1 для краткости опущен). Кроме

того, альфвеновская скорость $u_A = B/(4\pi\rho)^{1/2}$ много меньше скорости звука (во всяком случае $u^2 \gg u_A^2$). Отмеченные условия позволяют искать решение уравнений (1)–(3) со слабонеоднородным профилем плотности

$$\rho(r, t) = \rho_h(t) + \rho'(r, t) \quad (|\rho'| \ll \rho).$$

Уравнение непрерывности (1) после подстановки такого профиля непосредственно интегрируется. В результате для скорости будем иметь

$$v = -\frac{r}{2} \frac{d \ln \rho_h}{dt}. \quad (14)$$

Введем потенциал скорости согласно $v = \partial\varphi/\partial r$ или $\varphi = \int_0^r v dr + l(t)$. Поскольку потенциал определен с точностью до произвольной функции времени, то положим $l \equiv 0$. Воспользовавшись выражением (14), находим

$$\varphi = -\frac{r^2}{4} \frac{d \ln \rho_h}{dt}. \quad (15)$$

После линеаризации по ρ' уравнение Эйлера и подстановки выражений для скорости (14) и потенциала (15) получим следующую формулу для профиля давления:

$$p = p_s + \frac{1}{c} \int_r^a j B dr + \frac{\rho_h}{4} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d \ln \rho_h}{dt} \right)^2 - \frac{d^2 \ln \rho_h}{dt^2} \right] (a^2 - r^2); \quad (16)$$

индексом s будем отмечать величины на поверхности.

Как видно из этого уравнения, вклад в давление, связанный с магнитным полем $(1/c) \int_r^a j B dr \sim u_A^2$, а инерционный вклад порядка $\rho a^2 (\alpha_p dT_h/dt)^2$ ($\alpha_p = (\partial V/\partial T)_p/V$ — коэффициент теплового расширения). Разница плотности на оси и на поверхности $\rho' \sim p/u^2$. Отсюда следует, что условие $p/u^2 \ll \rho$ выполнено, если имеют место следующие неравенства: $u_A^2 \ll u^2$ и $(a/t)^2 \ll u^2$ (характерным временем является $t = \rho C_p \sigma / (\alpha_p j^2)$).

Профиль температуры

Прежде чем перейти к нахождению уравнения для профиля температуры, сделаем одно методическое замечание. Неоднородность температуры может быть вызвана двумя причинами: испарением с поверхности проводника и неоднородным расширением вещества. Как показывают оценки, вклад теплового расширения мал, а пространственный масштаб неоднородности, связанный с испарением, гораздо меньше радиуса проволоки. Это означает, что уравнение для профиля температуры может быть записано в плоской геометрии. С учетом этих замечаний, из уравнения (3) получим

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + v_s \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\sigma E^2}{\rho C_p} \quad (17)$$

(C_p — удельная теплоемкость, $\chi = \kappa/(\rho C_p)$); используется система отсчета, относительно которой поверхность покоится.

Температуру также будем искать в виде

$$T(x, t) = T_h(t) - T'(x, t),$$

($|T'| \ll T$); пределы применимости такого подхода будут установлены ниже. Тогда уравнение (17) может быть сведено к системе, состоящей из однородного уравнения теплопроводности для T' ,

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T'}{\partial x^2} + v_s \frac{\partial T'}{\partial x}$$

с граничным условием $\kappa(\partial T'_s / \partial x) = -\rho v_s \lambda_0$ и обыкновенного дифференциального уравнения для T_h

$$\frac{dT_h}{dt} = j^2 / (\sigma \rho C_p).$$

Уравнение для однородной части температуры легко интегрируется и находится зависимость $T_h(t)$ (например, при $j = \text{const}$). Формальное решение уравнения для T' может быть получено методом, описанным в [20]. При этом значение функции $T'(x, t)$ на поверхности описывается формулой

$$T'_s = \frac{1}{C_p} \int_0^t \exp[-x_s^2(t, t') / 4\xi(t, t')] \frac{\lambda_0 v_s(T_s(t'))}{\sqrt{\pi\xi(t, t')}} dt', \quad (18)$$

где $x_s = \int_{t'}^t v_s(t_1) dt_1$, а $\xi = \int_{t'}^t \chi(t_1) dt_1$.

Нас будет интересовать профиль температуры в тонком слое вблизи поверхности. Температура в этом слое может быть представлена в виде разложения $T'(x, t) \simeq T'_s + (\partial T'_s / \partial x)x$. Поскольку граничное условие (12) связывает градиент температуры на поверхности с самой температурой, то для описания профиля достаточно отыскать зависимость $T_s(t)$.

Оценки показывают, что $x_s^2 \ll 4\xi$ и смещением поверхности в формуле (18) можно пренебречь. Удобным оказывается перейти от переменной t к T_h . Если совершить такой переход, то уравнение (18) примет вид

$$\vartheta(\tau) = B \int_0^\tau \frac{\exp\{-1/[\tau' - \vartheta(\tau')]\}}{(\tau' - \vartheta(\tau'))(\tau - \tau')^{1/2}} d\tau'; \quad (19)$$

температура записана в безразмерных единицах $\tau = T_h R / (\lambda_0 \mu)$, $\vartheta = T'_s R / (\lambda_0 \mu)$, а

$$B = [(v_0 \tau_b R) / (C_p \mu)] \sqrt{t_T (\pi \chi)}.$$

Здесь введены обозначения $t_T = \rho C_p \sigma T_b / j^2$ — характерное время нагрева металла и $\tau_b = T_b R / (\lambda_0 \mu)$. При подстановке величин в (18) не

учитывая зависимость σ и χ от температуры T , а для скорости v поверхности бралось выражение

$$v_s = v_0(T_b/T) \exp[-\lambda_0 \mu / (RT)],$$

которое непосредственно следует из соотношения (10).

Нелинейное интегральное уравнение (21) полностью определяет функцию $\vartheta(\tau)$. Рассмотрим случай $\vartheta \ll \tau^2$. Разлагая подынтегральное выражение в (19) в степенной ряд по ϑ и ограничиваясь линейным вкладом по ϑ/τ^2 , получим

$$\vartheta(\tau) \simeq B \int_0^\tau \exp(-1/\tau') \frac{1 - \vartheta/\tau'^2}{\tau'(\tau - \tau')^{1/2}} d\tau'. \quad (20)$$

Заметим, что во всей интересующей нас области температур $\tau^2 \ll 1$, поэтому члены, пропорциональные ϑ/τ , отброшены как имеющие более высокий порядок малости. Уравнение (20) будем решать методом последовательных приближений, т.е. представим функцию ϑ в виде

$$\vartheta = \vartheta^{(0)} + \vartheta^{(1)} + \vartheta^{(2)} + \dots$$

Для функций $\vartheta^{(k)}$ имеет место рекуррентное соотношение

$$\vartheta^{(k+1)} = \vartheta^{(1)} - B \int_0^\tau \exp(-1/\tau') \frac{\vartheta^{(k)}(\tau')}{\tau'^3(\tau - \tau')^{1/2}} d\tau', \quad (\vartheta^{(0)} = 0).$$

Решая эту систему, находим следующее выражение для ϑ в виде ряда:

$$\vartheta/\tau^2 = q \left(1 - q/\sqrt{2} + q^2/\sqrt{6} - q^3/\sqrt{24} + \dots \right), \quad (21)$$

где $q = \vartheta^{(1)}/\tau^2$, $\vartheta^{(1)} = B e^{-1/2\tau} K_0[1/(2\tau)]/\sqrt{\tau}$ ($K_0(z)$ — функция Макдональда).

Этот ряд сходится при всех q , а его сумма удовлетворяет неравенству $S(q) < 1$. В частности, $S(0.5) \simeq 0.364$, а $S(1) \simeq 0.561$. При больших значениях аргумента ($z \gg 1$) функцию $K_0(z)$ можно разложить в асимптотический ряд. Если взять первые два члена этого ряда, для $\vartheta^{(1)}$ будем иметь

$$\vartheta^{(1)} = \sqrt{\pi} B e^{-1/\tau} \left(1 - \tau/4 + o(\tau^2) \right). \quad (22)$$

Решение (21), вообще говоря, справедливо в области $\vartheta/\tau^2 \ll 1$. Погрешность, возникающая вследствие обрыва разложения подынтегрального выражения в (19), становится существенной при $q \simeq 1$ (достигает 30%). Тем не менее при $q > 1$ функция $\vartheta(\tau)/\tau^2$ практически перестает возрастать, как это и следует из (21). В самом деле, подынтегральное выражение в правой части (19) везде положительно, поэтому функция $\vartheta(\tau)$ монотонно возрастает. Интегральное преобразование уравнения (19) позволяет представить его в виде

$$\frac{\exp[-1/(\tau - \vartheta)]}{\tau - \vartheta} = \frac{1}{\pi B} \int_0^\tau \frac{d\vartheta/d\tau'}{(\tau - \tau')^{1/2}} d\tau'. \quad (23)$$

Отсюда следует, что функция $\exp[-1/(\tau - \vartheta)]/\tau$ также монотонно возрастает, а значит, производная $d\vartheta/d\tau < 1 - (\tau - \vartheta)^2/\tau$. С другой стороны, эта производная, согласно (21), равна

$$d\vartheta/d\tau = 2\tau \left[S(q) - (dS/dq)q \right] + (dS/dq)q. \quad (24)$$

При $\tau = \tau_1$ $d\vartheta/d\tau \simeq 0.3$ (τ — решение уравнения $q(\tau) = 1$). Экспоненциальный рост производной $d\vartheta/d\tau$, характерный для малых q , должен смениться более пологой зависимостью. Если бы прежний рост продолжался, то увеличение τ , например, в два раза по отношению к τ_1 дало бы значение $d\vartheta/d\tau \sim 10-10^2$ ($\tau \leq 0.2$). В заключение отметим, что решение (21), вернее функцию $\vartheta^{(1)}(\tau)$, можно использовать для качественного анализа при несколько больших значениях, чем τ_1 . Это связано с тем, что быстрый рост ϑ прекращается не при $\vartheta \sim \tau^2$, а при $\vartheta \sim \tau$; при этих значениях ϑ прекращается резкий рост экспоненты $\exp[-1/(\tau - \vartheta)]$ в подинтегральном выражении уравнения (19). Значение τ_2 , при котором это произойдет, находится из уравнения $\tau q(\tau) = 1$.

Условия перегрева

Из граничного условия для давления (11) следует, что металл на поверхности перегрет при всех температурах $P_s < P_b(T_s)$. Найдем условия, при которых он оказывается перегретым в объеме. Вычислим толщину перегретого слоя δ для случая малых δ . Разлагая левую и правую части равенства $P(\delta, t) = P_b(T(\delta, t))$ в степенной ряд по δ , в линейном приближении получим

$$\delta \simeq 0.44P_b(T_s) / \left[(\partial P_s/\partial x) - (dP_b/dT)(\partial T/\partial x) \right]; \quad (25)$$

для вычисления разности $P(0, t) - P_b(T(0, t))$ мы воспользовались граничным условием (11). Как следует из этой формулы, $\delta \rightarrow a$ при $\partial P_s/\partial x \rightarrow (dP_b/dT)\partial T/\partial x$. Оценим температуру T^* , при которой это имеет место.

Градиент давления на поверхности находим путем дифференцирования формулы (16). Градиент температуры может быть определен из граничного условия для T' после подстановки в него решения (21). В результате находим следующее уравнение для безразмерной температуры $\tau^* = RT^*/(\lambda_0\mu)$:

$$\frac{\exp[-1/(\tau^* - \vartheta(\tau^*))]}{[\tau^* - \vartheta(\tau^*)]^{7/4}} \simeq (\tau_b)^{-3/4} \sqrt{(\partial p_s/\partial x) \chi C_p \mu / (Rv_0 A)}, \quad (26)$$

где $\partial p_s/\partial x$ — градиент давления на поверхности.

Это уравнение есть фактически условие перегрева тонкого слоя вблизи поверхности. Очевидно, перегрев вдали от поверхности будет достигнут, если $P(x, t) < P_b(T_h(t))$.

После достижения температуры T^* дальнейшая эволюция профилей температуры и давления зависит от кинетики распада метастабильного состояния. В случае гомогенного зародышеобразования металл сильно перегрет и расслоение на фазы происходит при температуре $T \simeq T_{sp}(P)$ (T_{sp} — температура на спинодали). Однако при

давлении $10^2 - 10^3$ бар $T_{sp} \approx T_c$,³ в то время как температура, соответствующая началу взрыва, может принимать значения $T_e \approx 0.5T_c$. Столь низкое значение температуры T_e , по нашему мнению, скорее свидетельствует о гетерогенной нуклеации.

Гетерогенная нуклеация не может происходить в заметном объеме сразу же после достижения температуры T^* . В самом деле, скорость звука в жидкости с распределенными в ней мелкодисперсными пузырьками пара при температуре T_b очень мала и составляет, например, для Al $u_m \sim 10$ см/с. Поэтому расслоение на фазы происходит только в слое толщиной порядка $\int u_m dt$. Введем температуру T_v , при которой $\int u_m dt = a$. Выполнив интегрирование, можно получить следующее уравнение:

$$\exp(-1/\tau_v) \approx aj^2 / \left(\sigma_b A \sqrt{T_b C_p} \right). \quad (27)$$

Скорость звука в двухфазной среде u_m (при исчезающе малой массовой доле пара) равна

$$u_m = P_b(T)RT / \left(\rho \mu \lambda_0 \sqrt{C_p T} \right)$$

(задача к разделу 64 в работе [22]).

Возможны две ситуации: $T^* > T_v$ и $T^* < T_v$. Для первой из них характерно относительно однородное расширение вещества. Вторая ситуация приводит к неоднородному расширению. Сначала кавитация захватит слой вблизи поверхности и только после достижения температуры T_v область вблизи оси. Температура, соответствующая началу взрыва T_e , равна максимальной из этих двух температур. Напомним, что температура T_e определяется по смене характера зависимости сопротивления проводника от введенной энергии: линейная зависимость, свойственная жидкому металлу, сменяется резко растущей функцией.

Представляет интерес выяснить, какая ситуация имеет место для типичных режимов ЭВП. На рис. 1 приведены зависимости характерных температур τ_v и τ^* от величины произведения $g = j\sqrt{a}$ для Al, W и Pb. Как следует из рисунка, $\tau_v = \tau^*$ при $g \sim 10^{-3}$ МА/см^{3/2}. Поскольку для подавляющего большинства режимов, представляющих практический интерес, $g \sim 1$, то для них реализуется ситуация $\tau^* < \tau_v$. Параметры, использованные в этих вычислениях, приведены в таблице. Индекс b означает, что величина взята при $T = T_b$, $p = 1$ атм. Коэффициент теплопроводности вычислялся по закону Видемана-Франца $\kappa = \mathcal{L}T\sigma$ ($\mathcal{L} = 2.443 \cdot 10^{-8}$ Вт · Ом/К²).

С увеличением g температура τ^* экспоненциально растет и может достичь критической $\tau_c = RT_c/(\mu\lambda_c)$. При больших значениях g перегрев, а значит, и объемное парообразование невозможны. Отмеченное обстоятельство хорошо согласуется с давно известным экспериментальным фактом возрастания энергии, введенной в проводник к началу взрыва, при увеличении плотности тока.

³ Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса дает значение $T_{sp}(0) = (81/96)T_c$.

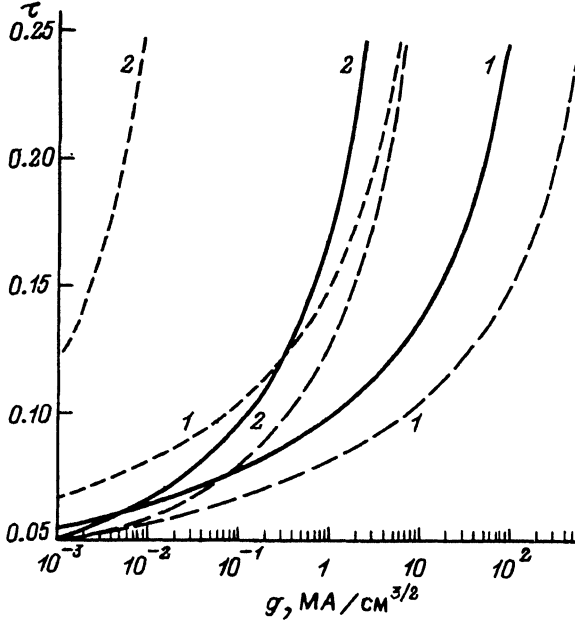


Рис. 1. Зависимость температуры τ^* (1) и температуры τ_v (2) от параметра $g = j\sqrt{a}$ для Al (сплошные кривые), W (штриховые) и Pb (пунктир).

На рис. 2 приведены зависимости $\tau_1(j)$ и $\tau_2(j)$. Видим, что существует широкая область параметров, в которой справедливо решение (21) ($\tau^* < \tau_2$). Более того, выполняется даже неравенство $\tau^* < \tau_1$. На рис. 3 приведены зависимости $\tau^*(g)$ и $\tau_v(g)$ для Cu с нанесенными экспериментальными значениями температуры $\tau_e = RT_e/(\mu\lambda_0)$. Как следует из этого рисунка, τ_e всегда выше τ^* , что, по нашему мнению, подтверждает правильность вывода о гетерогенной нуклеации и малых перегревах металла. Неравенство $\tau_e < \tau_v$ свидетельствует о том, что температура τ_e вычислялась по началу процесса кавитации, а при температуре τ_v кавитация захватывает весь объем проводника. Заметим, что при уменьшении параметра g (от значений порядка 1) разброс экспериментально регистрируемых температур τ_e должен уменьшаться, а сама эта температура должна стремиться к определенной величине, близкой к температуре кипения τ_b .

Параметры, необходимые для вычисления τ_v и τ^*

Металл	λ_0 , кДж/г	T_b , 10^3 К	ρ_b , г/см ³	C_p , Дж/г·К	σ_b^{-1} , мкОм·см	χ_b , см ² /с	v_0 , км/с	A , 10^{10} Па	T_c , 10^4 К
Al	11.55	2.72	2.0	1.2	47.0	0.59	15.8	9.64	8.0
Cu	5.32	2.8	6.8	0.48	34.0	0.63	10.3	14.35	8.39
W	4.56	5.8	14.0	0.26	150	0.26	14.7	352	21.0
Pb	0.95	2.0	8.6	0.16	157	0.23	0.15	1.20	5.0

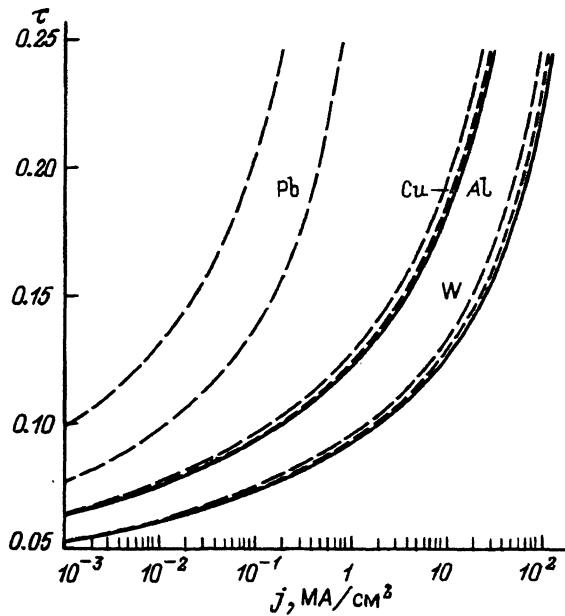


Рис. 2. Характерные температуры τ_1 (верхние кривые) и τ_2 (нижние кривые), для Cu (пунктир) Al, W и Pb (см. обозначения к рис. 1).

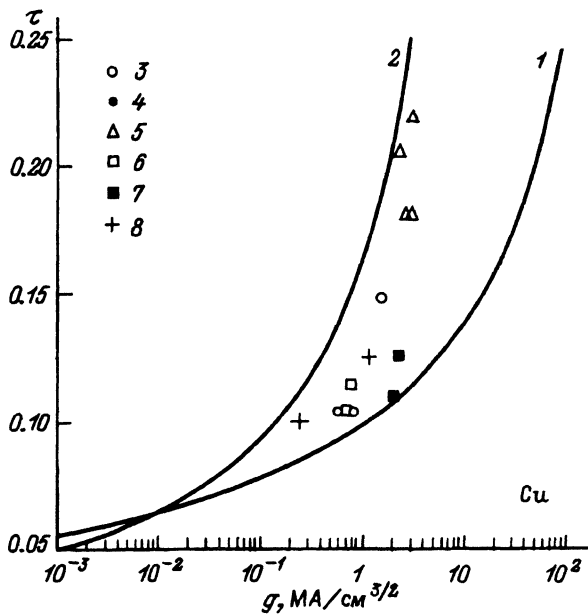


Рис. 3. Температура τ^* (1) и τ_v (2) для Cu.

Значки — экспериментальные значения температуры начала взрыва: 3 — [21], 4 — [22], 5 — [23], 6 — [24], 7 — [13], 8 — [7].

1. Перегрев металла для типичных режимов электрического взрыва проводников ($j \sim 10^7$ А/см²) в среде с малым противодействием возникает из-за интенсивного поверхностного испарения.

2. Величина перегрева, достигаемая в этих режимах, невелика; расслоение на фазы происходит вблизи бинодали.

3. Объемное парообразование (кавитация) происходит крайне неоднородно по сечению проводника. В этом смысле процесс расширения металла действительно напоминает перемещение волны испарения [5]. Расширение жидкого металла не является изобарическим. Профиль давления до начала кавитации определяется пинч-эффектом, а после — инерционностью двухфазной среды.

4. Существуют режимы, отличающиеся достаточно большим значением параметра $j\sqrt{a}$, когда перегрев и объемное парообразование невозможны.

Список литературы

- [1] Столович Н.Н. Электровзрывные преобразователи энергии. Минск: Наука и техника, 1983. 151 с.
- [2] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990. 288 с.
- [3] Лебедев С.В., Савватимский А.И. // УФН. 1984. Т. 144. Вып. 2. С. 215–250. Therm. Phys. Rev. 1993. Vol. 5. N 3. P. 3–79.
- [4] Gathers G.R. // Rep. Progr. Phys. 1986. Vol. 49. P. 341–396.
- [5] Физика высоких плотностей энергии / Под ред. П.Кальдиролы, Г.Кнопфеля. М.: Мир, 1974. 241 с.
- [6] Martynuk M.M. // Int. J. Therm. 1993. Vol. 14. N 3. 457–470.
- [7] Мартынюк М.М., Цапков В.И., Пантелейчук О.Г., Каримзоджаев И. Исследование физических свойств металлов методом импульсного нагрева. М., 1972. 130 с.
- [8] Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
- [9] Бакулин Ю.Д., Куропатенко В.Ф., Лучинский А.В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 9. С. 1963–1969.
- [10] Бурцев В.А., Калинин Н.В. // Препринт НИИЭФА. № П-К-0623. Л., 1983. 54 с.
- [11] Воробьев В.С., Рагель А.Д. // ТВТ. 1990. Т. 28. Вып. 1. С. 18–23.
- [12] Романов Г.С., Сметанников А.С. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 4. С. 678–686.
- [13] Гревцев Н.В., Золотухин В.Д., Кашурников Ю.М. и др. // ТВТ. 1977. Т. 15. Вып. 2. С. 362–369.
- [14] Лев М.Л., Мураббеков А.М., Островский Ю.И., Перегуд Б.П. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 4. Вып. 14. С. 840–846.
- [15] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [16] Рагель А.Д. Канд. дис. М., 1992. 130 с.
- [17] Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [18] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1976. 584 с.
- [19] Hornung K. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 6. P. 2548–2558.
- [20] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
- [21] Кульшаевчук В.М., Новоскольцева Г.А. // ЖТФ. 1966. Т. 36. Вып. 3. С. 549–556.
- [22] Bennett F.D., Burden H.S., Shear D.D. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 8. P. 3429–3438.
- [23] Keilchacker M. // Z.f. angew. Physik. 1960. Bd 12. N. 2. S. 49–59.
- [24] Иванов В.В. // ТВТ. 1983. Т. 21. № 1. С. 146–154.