

Кавитационная модель взрыва микроострий

В. С. Воробьев¹⁾, С. П. Малышенко⁺, С. И. Ткаченко

Институт теплофизики экстремальных состояний РАН, 127412 Москва, Россия

⁺*Институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 июля 2002 г.

После переработки 21 августа 2002 г.

Показано, что в сильном электрическом поле жидкий металл микроострия находится в растянутом метастабильном состоянии, в нем при определенной степени перегрева спонтанно возникают быстро растущие пузырьки пара (паровая кавитация, взрывное вскипание), приводящие к взрыву микроострия. Образующаяся смесь капель в паре разлетается с большой скоростью и превращается в плазменные сгустки. Определенные по данной модели, зависимости времени начала взрыва и размера жидких капель от напряженности поля находятся в качественном согласии с экспериментальными данными для вольфрамовых микроострий.

PACS: 64.60.Mz, 64.70.Fx, 65.70.+y

В работах Месяца с сотрудниками [1, 2] установлено, что в условиях локального усиления электрического поля вблизи микроострия взрывной электронной эмиссии предшествуют микровзрывы вершины острия. При плотности тока $j > 10^8$ А/см² микроострие на поверхности катода получает энергию $\sim 10^4$ Дж/г, после чего взрывается, при этом автоэлектронный ток переходит в ток взрывной электронной эмиссии, а на катоде остаются следы в виде кратера. В работах [3–6] рассмотрены электрогидродинамические процессы, происходящие в плазменном состоянии после разрушения катодного микроострия. Возможная роль перегрева металла при микровзрыве обсуждается в работе [7]. Однако физическая природа процессов, приводящих к микровзрывам на поверхности катодов (эктонам), оставалась не вполне выясненной. Авторами [1, 2] отмечена тесная аналогия процессов, происходящих при электровзрыве проводников и взрывной электронной эмиссии. Результаты экспериментов [1, 2] указывают на определяющую роль внешнего электрического поля при взрыве микроострий: изменение напряженности поля менее чем в два раза приводит к изменению времени задержки микровзрыва на семь порядков.

Двухфазная система жидкость–пар во внешнем поле при определенном критическом значении его напряженности становится термодинамически неустойчивой [8] и путем фазового взрыва переходит в новое состояние с иной конфигурацией, а именно, мелкодисперсную смесь фаз. В случае электрического взрыва проволок пар, равновесный по отноше-

нию к проводнику, сжатому силами Ампера, является пересыщенным относительно жидкости без тока. Поэтому в таком паре при определенной степени пересыщения (напряженности магнитного поля) возможно спонтанное возникновение зародышей жидкой фазы критического радиуса, которое приводит к неустойчивости системы токопроводящий жидкометаллический керн – пар и к взрывообразному превращению ее в мелкодисперсную смесь жидких капелек в паре, расширяющуюся с большой скоростью [8–11]. В отличие от взрыва тонких проволок, взрыв микроострий происходит в сильном электрическом поле, которое индуцирует на границе раздела жидкость – газ поверхностную электрическую силу, направленную в сторону пара и растягивающую металл. Поэтому жидкий проводник оказывается в растянутом (перегретом) метастабильном состоянии. При определенной напряженности поля и степени перегрева в нем спонтанно возникают быстрорастущие пузырьки пара, происходит кавитация (взрывное вскипание, кавитация, см. подробнее [12, 13]) жидкости микроострия, сопровождаемая импульсом давления. Микроострие разрушается и превращается в разлетающуюся мелкодисперсную смесь капелек в паре, из которых в дальнейшем образуются плазменные сгустки, летящие к аноду. Экспериментальные данные [14] подтверждают наличие таких капель в продуктах взрыва микроострий. Кавитационная модель взрыва микроострия позволяет объяснить причину обнаруженного в экспериментах [1, 2] резкого уменьшения времени задержки от начала импульса до момента взрыва при небольшом увеличении напряженности

¹⁾e-mail: vrbv@mail.ru

поля, оценить размеры жидких капель и величину тока после взрыва.

На рис.1 приведены экспериментальные данные из [1, 2]. Измерялось время задержки взрыва вольф-

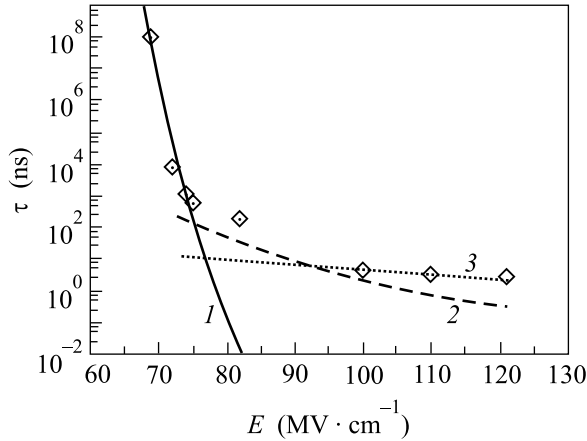


Рис.1. Зависимость времени взрыва эмиттера от величины напряженности электрического поля, подаваемого на острие: кривая 1 – время ожидания образования зародыша жидкой фазы; 2 – время нагрева эмиттера до температуры $\sim 1.3 \cdot 10^4$ К; 3 – время выхода на стационарное зародышеобразование, рассчитанное в соответствии с формулой (13), ромбами обозначены экспериментальные данные [1, 2]

рамового микроострия с радиусами закругления, изменяющимися в диапазоне $R \sim (0.05 - 0.3)$ мкм в зависимости от напряженности поля на острие, меняющейся в пределах $E \sim (70 - 130)$ МВ/см, диапазон плотности тока $(4.5 - 220) \cdot 10^7$ А/см². Взрыв микроострия приводит к увеличению разрядного тока от значений $\sim 10^{-2}$ до ~ 1 А.

Пусть микроострие представляет собой жидкометаллический цилиндр длиной l и радиусом R и имеет сферическую вершину. На границе раздела двух магнетонепроводящих сред (жидкость и газ), электрическое поле и ток в которых направлены нормально к границе раздела, равновесие описывается уравнениями

$$\mu_l - \frac{E_l^2}{8\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon_l}{\partial \rho} \right)_T + \frac{\Delta p_M}{\rho_l} = \mu_g - \frac{E_g^2}{8\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon_g}{\partial \rho} \right)_T, \quad (1)$$

$$p_l - \frac{E_l^2 \rho_l}{8\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon_l}{\partial \rho} \right)_T - p_g + \frac{E_g^2 \rho_g}{8\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon_g}{\partial \rho} \right)_T = F_\gamma + F_E. \quad (2)$$

Индекс “ l ” относится, к жидкости, индекс “ g ” – к газу. Уравнение (1) является условием постоянства полного химического потенциала в обеих средах, где E – напряженность электрического поля, μ , ε , ρ –

химический потенциал, диэлектрическая проницаемость и плотность вещества, соответственно, Δp_M – добавка к давлению жидкости за счет сил Ампера. Для цилиндрического стержня $\Delta p_M = \mu_0 j^2 R^2 / 4$, где μ_0 – магнитная постоянная, j – плотность тока. Для газовой фазы аналогичный член пренебрежимо мал из-за низкого значения плотности тока в газе.

Уравнение (2) связывает давления вещества p на границе раздела фаз. Здесь капиллярное давление $F_\gamma = 2\gamma/R$ для микроострия со сферическим закруглением; F_E – поверхностная электрическая сила, возникающая на границе раздела двух сред с разными диэлектрическими проницаемостями и направленная в сторону среды с меньшим значением последней. Поверхностное натяжение $\gamma(T) = \gamma_0(1 - T/T_c)^\theta$ определялось по данным [15] (здесь T_c – критическая температура, $\theta = 1.25$ – критический индекс). Для нормального поля имеем

$$F_E = \frac{\varepsilon_g - \varepsilon_l}{8\pi \varepsilon_l} E_g^2 \varepsilon_g. \quad (3)$$

Линеаризуя химические потенциалы в (1) по давлению в окрестности точки p_s (здесь p_s – давление равновесия в отсутствие полей и кривизны поверхности), приходим к

$$p_l = p_s + \frac{E_l^2 \rho_l}{8\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon_l}{\partial \rho} \right)_T + \frac{\rho_l (F_\gamma + F_E) + \rho_g \Delta p_M}{\rho_l - \rho_g}, \quad (4)$$

$$p_g = p_s + \frac{E_g^2 \rho_g}{8\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon_g}{\partial \rho} \right)_T + \frac{\rho_g (F_\gamma + F_E + \Delta p_M)}{\rho_l - \rho_g}. \quad (5)$$

Ниже ограничимся случаем, когда одна среда является жидким металлом, а вторая – неполяризуемым слабо проводящим паром с $\varepsilon_g \cong 1$. В этом случае вкладом электрострикционных сил в давление и химический потенциал можно пренебречь, а выражение для поверхностной электрической силы (3) принимает вид

$$F_E \cong -E_g^2 / 8\pi. \quad (6)$$

Величину напряженности поля в жидком металле можно оценить в соответствие с законом Ома $E_l = j / \sigma_l$. Полагая $\sigma_l \sim 0.7 \cdot 10^5$ См/м, получаем, что $E_l \leq 3$ МВ/см; это значение существенно ниже значения напряженности поля вблизи острия. Оценки вклада различных сил в давления фаз в условиях экспериментов [1, 2] показывают, что основной вклад дает поверхностная электрическая сила F_E , которая создает большие отрицательные давления, превышающие вклад капиллярных сил и сил Ампера более чем на порядок. Давление в жидком металле вследствие этого намного ниже равновесного p_s , то есть он находится в растянутом метастабильном состоянии. В

начальный момент поверхностная электрическая сила, приложенная к кончику микроострия, создает в острие волну разгрузки. Характерный размер области растяжения $\sim u_s \tau$, где u_s – скорость звука; τ – время задержки. Считая, что длина микроострия $l < (10 - 15)R$, получим, что за времена, характерные для экспериментов, микроострие успевает разгрузиться по всей длине, поэтому объем метастабильной жидкости, сопоставим с объемом микроострия.

Фазовая диаграмма давление – химический потенциал для состояния металла острия и состояния окружающего пара построена на рис.2 по полуэмпирическому уравнению состояния вольфрама [16] при

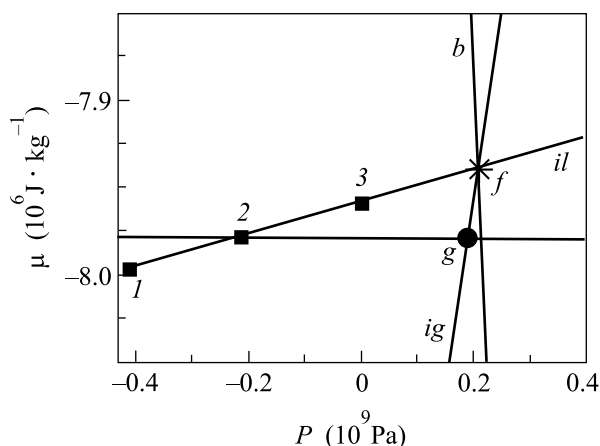


Рис.2. Фазовая диаграмма для вольфрама в $(\mu - P)$ -плоскости

$T \sim 1.2 \cdot 10^4$ К. Линия b – бинодаль; ig и il – изотермы химических потенциалов газа и жидкости. Точке пересечения линий ig и il соответствует равновесие системы жидкость – газ в отсутствие тока и электрического поля с давлением p_s и химическим потенциалом μ_s .

Горизонтальная линия на рис.2 указывает значение полного химического потенциала, постоянного по всей системе при равновесии. Черные точки 1, 2 и 3 – состояния жидкометаллического острия при значениях электрического поля $E = 120, 100, 70$ МВ/см, соответственно. Давление металла в этих точках существенно ниже равновесного давления p_s . Точкой g обозначено состояние газа, равновесного с металлом. Химические потенциалы жидкого металла и газа равны, но фазы вещества находятся при разных давлениях (разница обусловлена, главным образом, поверхностной электрической силой).

Напряженность электрического поля внутри металла мала по сравнению с напряженностью снаружи. В такой ситуации в равновесии с перегретым металлом может быть как пар, окружающий острие,

находящийся в сильном электрическом поле, так и пузырек пара критического радиуса, возникающий внутри жидкометаллического острия, где поле практически отсутствует. Давление и химический потенциал пара в таком пузырьке и снаружи острия должны совпадать.

Пусть пузырек радиусом a возникает вблизи кончика острия с первоначальным радиусом R . Из-за слабой сжимаемости жидкости произойдет некоторое утолщение микроострия, увеличится радиус его кривизны и уменьшится напряженность поля на вершине. Вследствие этого напряженность поля при появлении пузырька меняется в соответствии со следующим выражением:

$$E \cong E_0 / (1 + a^3/R^3)^{4/3}, \quad (7)$$

где $E_0 = E_g$ – напряженность поля на микроострии в отсутствие пузырька.

Перепад давлений между паром в пузырьке и жидкостью $\Delta p = p_g - p_l$ определяется формулами (4), (5). При доминирующей роли электрического поля можно записать $\Delta p \approx E^2/8\pi$. Работу, необходимую для образования пузырька радиусом a в растянутой перегретой жидкости микроострия, найдем из соотношения

$$A = 4\pi\gamma a^2 - \frac{a^3 E_0^2}{6} \frac{R^4}{(a^3 + R^3)^{4/3}}. \quad (8)$$

Удобно ввести безразмерный радиус $x = a/R$, безразмерную работу $\tilde{A} = 6A/R^3 E_0^2$. Тогда из (8) получим

$$\tilde{A} = \frac{\alpha x^2}{2} - \frac{x^3}{(1 + x^3)^{4/3}}, \quad (9)$$

здесь $\alpha = 48\pi\gamma/R E_0^2$ – безразмерный параметр. В условиях экспериментов [1, 2] значения этого параметра не превосходят нескольких сотых.

Из (8), (9) следует, что уравнение, определяющее точки экстремума x_c , примет вид

$$\alpha = x_c \frac{3 - x_c^3}{(1 + x_c^3)^{7/3}}. \quad (10)$$

На рис.3 построена зависимость безразмерной работы от безразмерного радиуса x при различных значениях параметра α . При $x \ll 1$ эта зависимость имеет слабовыраженный максимум, практически вырождающийся в случае больших полей. Точке максимума соответствуют значения критического радиуса и работы:

$$a_c \cong \frac{16\pi\gamma}{E_g^2}; \quad A_c \cong \frac{2^{10}\pi^3\gamma^3}{3E_g^4}. \quad (11)$$

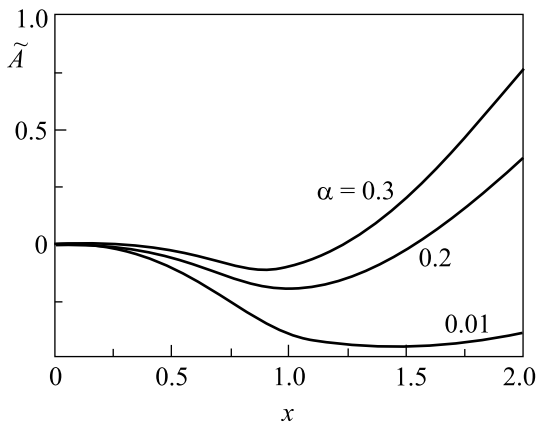


Рис.3. Характерная зависимость величины работы образования зародыша жидкой фазы в насыщенном паре в зависимости от безразмерного радиуса капельки для различных значений параметра $\alpha = 0.01; 0.2; 0.3$

Видно, что работа по образованию критического пузырька весьма резко уменьшается с увеличением напряженности поля вблизи острия.

Любой пузырек с радиусом, превосходящим a_c , растет с большой скоростью. Этот рост ограничен значением радиуса, соответствующего минимуму функции \tilde{A} на рис.3. В рассматриваемом диапазоне изменений параметра α положение минимума реализуется при $x \geq 1$. При этом пузырьки пара уже достигают до размеров, превосходящих первоначальный радиус микроострия. К этому моменту микроострие должно разрушиться.

Оценим момент времени, когда в объеме V перегретой метастабильной жидкости появляется жизнеспособный паровой зародыш. Среднее время ожидания появления такого зародыша τ обычно записывается как [17]

$$\tau = (BnV)^{-1} \exp G, \quad (12)$$

где $G = A_c/kT$ – число Гиббса, n – число центров зародышеобразования в единице объема (параметры на кривой фазового равновесия жидкость – пар для вольфрама брались в соответствии с полуэмпирическим уравнением состояния [16]), $B \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$ – кинетический множитель.

Зависимость τ от напряженности поля (сплошная кривая) нанесена на рис.1 при объеме $V \approx 10\pi R^3$ и числе центров кавитации, определяемых плотностью металла. Температура острия в [1, 2] не измерялась, ее значение $T \sim 13 \cdot 10^3 \text{ К}$ было подобрано нами из условия наилучшего совпадения с экспериментальными данными. При такой температуре вблизи кончика острия возникают растущие пузырьки па-

ра. Наш расчет хорошо описывает наиболее резкую левую часть зависимости времени задержки от напряженности поля. Правая часть этой зависимости изменяется с увеличением напряженности поля существенно медленней. Однако при больших значениях напряженности поля полное время задержки может определяться уже временем, необходимым для установления стационарного потока зародышей [17, 18]. Согласно теории [19], его можно найти из соотношения

$$\tau_d = \frac{2\pi\rho_g a_c^2}{mB} \sqrt{\frac{kT}{\gamma}}, \quad (13)$$

где m – масса атома вольфрама. Время задержки может также определяться временем, необходимым для нагрева острия до температуры, соответствующей началу быстрого роста пузырьков. Последнее можно оценить из формулы

$$\tau_h \approx c_p \rho_l T \sigma_l / j^2, \quad (14)$$

где c_p – теплоемкость жидкого металла. Этим временам на рис.1 соответствуют линии 2 и 3.

При малых значениях напряженности время ожидания появления пузырьков пара в металле τ гораздо больше всех остальных времен и именно оно определяет общее время ожидания. С ростом напряженности поля время τ чрезвычайно резко уменьшается и становится уже много меньше времени τ_h , а затем и τ_d . Соответственно этому, при средних (из рассматриваемого диапазона) значениях напряженности электрического поля время задержки близко к τ_h , а при более высоких – к τ_d .

Кавитационное разрушение превращает микроострие в мелкодисперсный золь, капли которого разлетаются в стороны от острия. После диспергирования микроострия величина поля вблизи его поверхности существенно уменьшается и становится равной $E_f \sim RE_g/l$. Размер капель после разрушения острия a_f можно оценить из соотношения $a_f = 16\pi\gamma/E_f^2$. Поверхностная электрическая сила в этом случае уравнивается капиллярным давлением ($F_\gamma = F_E$). Для значений величины напряженности поля $E_g = 120, 100$ и 70 МВ/см радиусы капель равны соответственно $a_f \sim (0.9, 1.3, 2.6) \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Эти значения коррелируют с данными экспериментов [2], в которых приведен диапазон наиболее часто встречающихся радиусов капель $(0.1 - 1.5) \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Количество капель, образующихся после взрыва микроострия, можно оценить как $N \sim 3R^2l/4a_f^3$. При значениях R и a_f , упомянутых выше, образуется 7–8 капель из одного микроострия.

Общность наблюдаемых в экспериментах [1, 2] явлений при взрыве проводников с током и микроост-

рий определяется термодинамической неустойчивостью двухфазной системы жидкий проводник – пар во внешнем поле. Вместе с тем, имеются и различия: в первом случае достигается предел устойчивости пересыщенного пара [8–11], во втором – растянутой жидкости, но в обоих случаях результатом является взрывообразное диспергирование системы, приводящее к уменьшению напряженности внешнего поля.

Развитая здесь модель, не претендуя на полное описание такого сложного явления как переход автоэлектронной эмиссии во взрывную, позволяет получить согласующиеся с экспериментальными данными резкую зависимость времени ожидания взрыва от напряженности поля на острие, размеры капель после взрыва.

Авторы признательны В. Е. Фортону за ценные замечания.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты # 02-02-17255, # 02-02-17376, # 00-15-96529.

1. Г. К. Карцев, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский и др., ДАН СССР **192**, 309 (1970).
2. Г. А. Месяц, *Эктоны*, Екатеринбург: Наука, 1993.
3. А. В. Бушман, С. Л. Лешкевич, Г. А. Месяц и др., ДАН **112**, 1368 (1990).
4. К. Niayesh, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, 2189 (2000).
5. С. А. Баренгольц, Г. А. Месяц, Д. Л. Шмелев, ЖЭТФ **120**, 1227, (2001).
6. Г. А. Месяц, С. А. Баренгольц, Письма в ЖЭТФ **75**, 306 (2002).
7. А. А. Валуев, Г. Э. Норман, ЖЭТФ **116**, 2176 (1999).
8. V. S. Vorob'ev and S. P. Malyshenko, Phys. Rev. **E 56**, 3959 (1997).
9. В. С. Воробьев, С. П. Малышенко, ЖЭТФ **111**, 2016 (1997).
10. В. С. Воробьев, А. А. Еронин, С. П. Малышенко, ТВТ **39**, 101 (2001).
11. В. С. Воробьев, С. П. Малышенко, С. И. Ткаченко, В. Е. Фортон, Письма в ЖЭТФ **75**, 445 (2002).
12. П. А. Павлов, *Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей*, Ур. Отд. АН СССР, Свердловск, 1988 г.
13. Р. Кнеп, Дж. Дейли, Ф. Хеммит, *Кавитация*, М.: Мир, 1974.
14. А. В. Батраков, Б. Ютнер, С. А. Попов и др., Письма в ЖЭТФ **75**, 84 (2002).
15. В. К. Семенченко, *Поверхностные явления в металлах и сплавах*, М.: ГИТТЛ, 1957.
16. С. И. Ткаченко, К. В. Хищенко, В. С. Воробьев и др., ТВТ **39**, 728, (2001).
17. В. П. Скрипов, *Метастабильная жидкость*, М.: Наука, 1972.
18. *Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии*, Спр. под ред. В. П. Скрипова, Е. Н. Силицина, П. А. Павлова и др., М.: Атомиздат, 1980.
19. Ю. М. Каган, ЖФХ **34**, 92 (1960).