

03;04

Интерпретация экспериментальных данных по электрическому взрыву тонких проволочек в воздухе

© С.А. Пикуз, С.И. Ткаченко, Д.А. Баришпольцев,
Г.В. Иваненков, А.Р. Мингалеев, В.М. Романова,
А.Е. Тер-Оганесян, Т.А. Шелковенко

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва
E-mail: svt@ihed.ras.ru

Поступило в Редакцию 10 января 2007 г.

Представлены экспериментальные данные по электрическому взрыву тонких проволочек током до 10 кА со скоростью его нарастания до 50 А/нс. Анализируются возможные механизмы генерации ударных волн и отличия в развитии вторичного пробоя при взрыве медной и фольфрамовой проволочек в воздухе; приведены диапазоны параметров, которые достигаются в среде при прохождении ударных волн, и оценки по структуре их фронта.

PACS: 52.80.Qj

В настоящей работе проводится анализ процессов, сопровождающих генерацию ударных волн (УВ) при электрическом взрыве проволочек (ЭВП) в воздухе. Представлена серия экспериментов по взрыву медных и вольфрамовых проволочек диаметром $d = 25 \mu\text{m}$ электрическим током с плотностью $j \sim 10^{12} \text{ A/m}^2$ и скоростью нарастания $(dI/dt) \sim 50 \text{ A/ns}$. ЭВП осуществлялся с помощью разрядного контура со следующими параметрами: максимальное зарядное напряжение $U_{\text{max}} = 35 \text{ kV}$, емкость конденсатора $C = 100 \text{ nF}$, индуктивность цепи $L = 340 \text{ nH}$ при длине межэлектродного промежутка $l = 12 \text{ mm}$. Подробное описание оптической диагностики, электрических измерений и калибровок изложено в статье [1].

Результаты исследования показывают, что каналы разрядов при взрыве медной и вольфрамовой проволочек очень сильно различаются. При взрыве медной проволочки область плотных продуктов взрыва занимает практически весь возмущенный объем, т.е. внешняя их

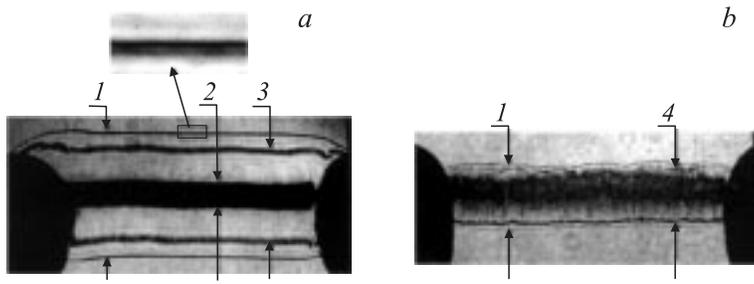


Рис. 1. Теневые изображения канала разряда при взрыве (а) вольфрамовой ($t = 1 \mu\text{s}$) и (б) медной ($t = 415 \text{ ns}$) проволочек в воздухе ($U_0 = 20 \text{ kV}$; $l = 12 \text{ mm}$, $d = 25 \mu\text{m}$). В более крупном масштабе показано изображение участка фронта ударной волны. Стрелками обозначены границы характерных областей канала разряда.

граница, обозначенная стрелками 4 на теневом изображении (рис. 1), не слишком сильно отстает от положения ударной волны (стрелки 1). При взрыве же вольфрамовой проволочки расширяющаяся плотная область (стрелки 2) по радиусу занимает едва ли треть от области, возмущенной ударной волной. Чтобы указать возможные причины столь значительных отличий, проанализируем данные, имеющиеся в нашем распоряжении.

На начальной стадии ЭВП выделяемая в цепи энергия расходуется в основном на увеличение внутренней энергии вещества проволоочки. При развитии процесса часть поглощенной энергии тратится на увеличение кинетической энергии продуктов взрыва, скорость которых после начала фазового взрыва увеличивается до $\sim 10^3 \text{ m/s}$. Такое интенсивное расширение достаточно плотного вещества может быть причиной генерации ударной волны в среде. В наших экспериментах фазовый взрыв происходит в моменты $t_p \sim 70$ (вольфрам) и 50 (медь) ns (рис. 2), где представлены временные зависимости тока (а) и напряжения (б). Кроме того, процессом, генерирующим ударную волну, может стать вторичный пробой межэлектродного промежутка, поскольку в канале пробоя происходит интенсивное выделение энергии. Завершение вторичного пробоя межэлектродного промежутка (признаком которого на осциллограммах является начало резкого роста тока при уменьшаю-

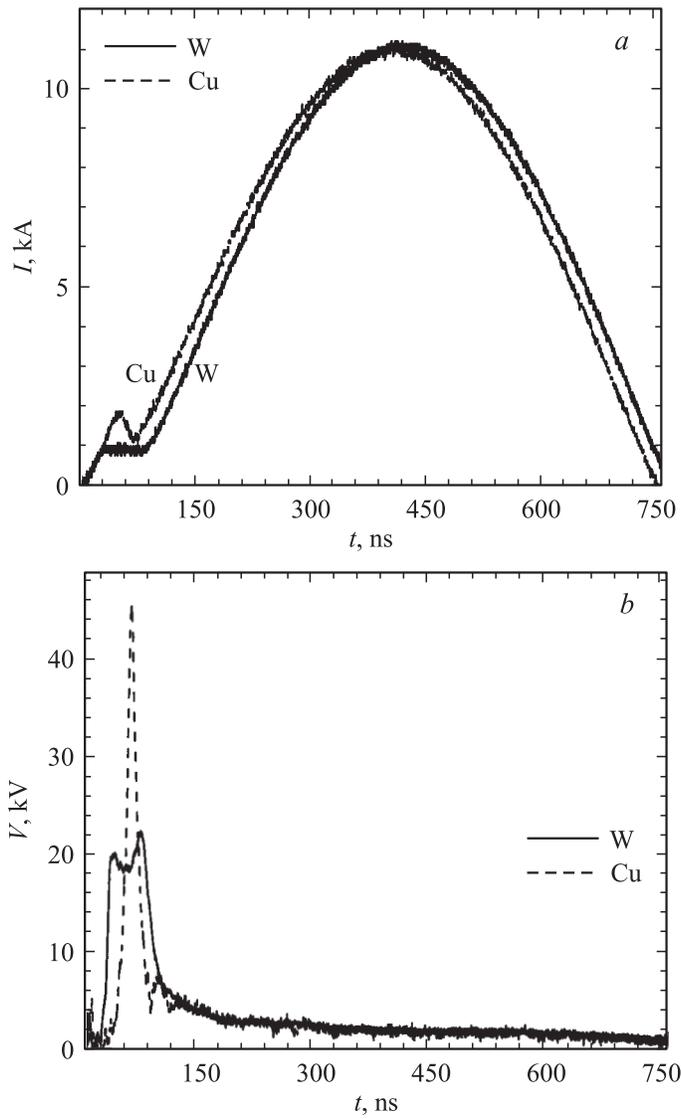


Рис. 2. Временные зависимости тока (*a*) и напряжения (*b*) при взрыве проволочек из вольфрама и меди ($U_0 = 20$ kV; $l = 12$ mm, $d = 25$ μ m).

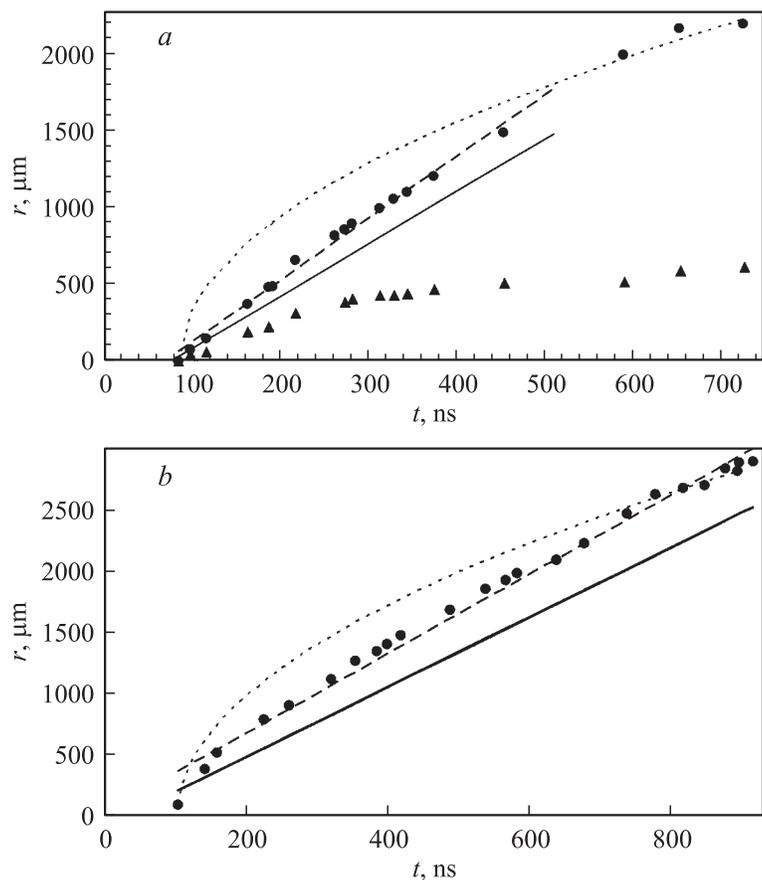


Рис. 3. Положение фронта ударной волны и границы области продуктов взрыва при электрическом взрыве проволоки из: *a* — вольфрама и *b* — меди ($U_0 = 20 \text{ kV}$; $l = 12 \text{ mm}$, $d = 25 \text{ }\mu\text{m}$).

шемся напряжении) происходит в момент времени $t_b \sim 90$ и 80 ns при взрыве W и Cu проволок соответственно.

На рис. 3, *a* кружками (каждый кружок соответствует отдельному выстрелу) изображено положение ударной волны, расходящейся относительно оси симметрии взрывающейся $25\text{-}\mu\text{m}$ вольфрамовой проволоки,

в зависимости от времени. На этом же рисунке приведены результаты измерений радиуса более плотной области, положение которой обозначено треугольниками. Ошибка измерений не более 10%. Аналогичные данные о распространении ударной волны при взрыве 25- μm Cu проволоочки приведены на рис. 3, *b*. Расширение области плотных продуктов на графике не показано, поскольку из-за достаточно сложной структуры говорить об определенном радиусе границы этой области у меди довольно трудно.

Участок перемещения ударной волны, который хорошо описывается линейной аппроксимацией, обусловлен постоянным подводом энергии, которая тратится на поддержание скорости волны. В случае, если бы ударная волна генерировалась некоторым короткодействующим процессом, ее распространение подчинялось бы параболической зависимости, которая описывает движение фронта цилиндрической УВ, расходящейся от линии сильного взрыва [2]. На рис. 3 видно, что вначале ($t < 100$ ns) перемещение фронтов ударных волн при электрических взрывах как вольфрамовой, так и медной проволоочек подчиняется параболическому закону. Процессом, который генерирует ударную волну, на этой стадии может быть только фазовый взрыв, т.е. собственно разлет продуктов взрыва, кинетическая энергия которых частично тратится на генерацию волны.

На поздней стадии ЭВП ($t > 600$ ns в случае взрыва вольфрамовой и $t > 750$ ns медной проволоочек) опять происходит переход от линейной к параболической зависимости положения фронта УВ от времени. Это изменение функциональной зависимости обусловлено уменьшением темпа энерговыделения, вызванного спадом тока в разрядной цепи (сравни рис. 2 и 3). Используя экспериментальные данные по положению фронта ударной волны в поздние моменты времени, можно рассчитать траекторию распространения токовой ударной волны, которая была бы в том случае, если бы вся энергия, затраченная на ее формирование (в том числе и на той стадии, когда у волны сохраняется постоянная скорость), выделилась бы мгновенно. Оценка этой энергии может быть выполнена в модели сильного цилиндрического взрыва, т.е. в предположении, что мгновенно выделившаяся энергия приводит к формированию ударной волны, которая затем свободно распространяется в среде. Если на единицу длины проволоочки на генерацию ударной волны, распространяющейся через неподвижную среду с плотностью ρ_0 , затрачена энергия E_l , то положение r ее фронта во времени можно записать следующим образом [2]: $r = A(E_l/\rho_0)^{0.25}(t - t_e)^{0.5}$ (здесь A —

безразмерная постоянная, t_e — момент взрыва, т.е. выделения энергии). Траектории ударных волн, построенных в таком предположении, нанесены пунктирными линиями.

В результате получаем, что на генерацию таких ударных волн должна быть затрачена энергия $E_l \sim 0.75 \text{ J/cm}$ и $E_l \sim 1.1 \text{ J/cm}$ (при взрыве вольфрамовой и медной проволочек соответственно), что составляет не более 10% от запасенной в цепи энергии ($\sim 20 \text{ J}$) и несколько превышает величину энергии, введенной в проволочку к моменту шунтирующего пробоя (~ 1 и 0.8 J при взрыве вольфрамовой и медной проволочек соответственно).

Согласно рис. 3, скорости УВ, возникающих при взрыве $25\text{-}\mu\text{m}$ проволочек в воздухе, длительное время практически постоянны (штриховые линии на рисунке): $D_W = 4 \text{ km/s}$ и $D_{Cu} = 3.2 \text{ km/s}$, при этом $M_W \sim 11$ и $M_{Cu} \sim 9$ (где $M = D/c_{s0}$ — число Маха; $c_{s0} = 350 \text{ m/s}$ — скорость звука в воздухе). Чтобы проанализировать процессы, сопровождающие генерацию и распространение этих УВ, можно воспользоваться моделью, в которой механический непроницаемый поршень, равномерно движущийся со скоростью u , порождает в неподвижном идеальном газе ударную волну, перемещающуюся с постоянной скоростью фронта D . В системе отсчета, в которой фронт ударной волны покоится ($u_q = u - D$, $u_0 = -D$) в пределе сильной ударной волны $P_1 \gg P_0$, перемещающейся по неподвижному газу, выражение для параметров газа за фронтом можно записать следующим образом (см. например, [2]):

$$\rho_1/\rho_0 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1), \quad P_1 = 2/(\gamma + 1)\rho_0 D^2, \\ u_1 = 2/(\gamma + 1)D, \quad T_1 = 2\gamma/(c_p(\gamma + 1)^2)D^2, \quad (1)$$

здесь $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты, $c_v = iR/2$ и $c_p = (i + 2)R/2$ — теплоемкости газа при постоянном объеме и давлении, i — число степеней свободы газа, R — газовая постоянная; параметры с индексами 0 и 1 относятся к невозмущенному газу перед фронтом ударной волны и к сжатому газу за фронтом волны соответственно.

Вследствие увеличения числа возбужденных степеней свободы в процессе колебательной релаксации меняются величины теплоемкостей и их отношение. Следовательно, в соответствии с (1) в слое, в котором происходит такая релаксация, изменяются все термодинамические параметры. Там, где колебательная релаксация лишь начинается и степень возбуждения молекул мала, для среды, состоящей

из двухатомных молекул (поскольку воздух в основном представляет собой смесь двухатомных газов: доля азота составляет $\sim 79\%$, а кислорода $\sim 21\%$), можно положить: $i = 5$, $c_v = 5R/2$, $c_p = 7R/2$ и $\gamma = 7/5$. Следовательно, без учета релаксационных процессов значения температуры за фронтом УВ будет: $T_1 = 7.5$ и 4.8 кК, давления — $P_1 = 16$ и 10.2 МПа и скорости поршня — $u_1 = 3.3$ и 2.7 км/с в случае взрыва в воздухе проволочек, изготовленных из вольфрама и меди соответственно. Плотность в обоих случаях будет одинакова, и если плотность невозмущенной среды соответствует плотности воздуха при нормальных условиях ($\rho_0 = 1.2$ кг/м³), то $\rho_1 = 7.2$ кг/м³.

Толщина ударной волны определяется шириной слоя релаксации δ , которую можно рассчитать, зная время релаксации τ и относительную скорость газа за фронтом ударной волны $u_g = D - u_2$: $\delta \sim \tau u_g$. С учетом кинетики возбуждения колебаний и кинетики химических реакций, процессов ассоциативной ионизации и последующей диссоциации, происходящих в воздухе даже при сравнительно низких температурах ($T \sim 5\text{--}8$ кК), для ударных волн, интенсивность которых соответствует изучаемым при электрическом взрыве вольфрамовой и медной проволочек, в соответствии с данными из [2] толщины ударных волн будут $\delta \sim 30$ и 120 мкм (для W и Cu соответственно). При этом во фронте волны, распространяющейся в воздухе, в результате всех этих процессов, требующих затрат энергии, происходит дополнительное падение температуры и значения средних температур падают до $T \approx 4.9$ и 3.4 кК.

В случае плоского поршня полученные параметры описывают состояние среды во всей области между фронтом ударной волны и генерирующим ее поршнем, однако для цилиндрической или сферической симметрии это верно только для области непосредственно за скачком уплотнения. При этом между цилиндрическим или сферическим поршнем и ударной волной происходит адиабатическое сжатие газа. Скорости сферических поршней, соответствующие таким параметрам, которые достигаются при электрических взрывах вольфрамовой и медной проволочек, равны $u_3 = 3.7$ и 3 км/с соответственно (см. [3]). Поскольку $|u_1 - u_3| \ll u_1$, величину скорости цилиндрического поршня u_2 можно оценить как среднее арифметическое скоростей плоского u_1 и сферического u_3 поршней, и искомые скорости будут равны $u_2 = 3.5$ и 2.85 км/с при взрыве вольфрамовой и медной проволочек соответственно (сплошные линии на рис. 3). Также можно сделать вывод о том, что значения параметров за фронтом ударной волны,

полученные в модели плоского поршня, вполне приемлемы при анализе структуры ударной волны в случае цилиндрической симметрии, т. е. при взрыве тонких проволочек.

Изображение канала разряда, приведенное на рис. 1, *a*, получено на момент времени $t \sim 1 \mu\text{s}$ при электрическом взрыве $25\text{-}\mu\text{m}$ вольфрамовой проволочки. В соответствии с оценками величины скорости поршня и известной из эксперимента скоростью фронта ударной волны расстояние между положением поршня и фронтом волны оказывается $\sim 600 \mu\text{m}$. Поскольку расстояние между фронтом ударной волны и границей области, обозначенной стрелками 3, соответствует указанной величине, можно утверждать, что на рис. 1, *a* видна область, которая играет роль поршня при генерации и поддержке постоянной скорости ударной волны. Следовательно, в этой области происходит интенсивное выделение энергии. Областью с таким интенсивным энерговыделением может быть только токопроводящая область. Дальнейшему же расширению продуктов взрыва вольфрамовой проволочки препятствует повышенное давление ($\sim 17 \text{MPa}$) за фронтом ударной волны. Кроме того, толщина затененной области, обозначенной стрелками 1, $\delta_{\text{Wex}} \sim 40 \mu\text{m}$ (ее внутренняя структура показана рядом в более крупном масштабе на выносном изображении), оказывается порядка толщины релаксационного слоя ударной волны.

В случае взрыва медной проволочки (рис. 1, *b*) в момент времени $\sim 400 \text{ns}$ размер области между стрелками 1 и 4 $\delta_{\text{Cuex}} \sim 200 \mu\text{m}$ соответствует расстоянию между поршнем и фронтом волны. Таким образом, можно сделать вывод, что продукты ее взрыва и являются тем поршнем, перемещение которого поддерживает постоянной скоростью фронта ударной волны. Это подтверждается также тем, что фронт ударной волны в этом случае отслеживает неустойчивости, которые развиваются в продуктах взрыва проволочки (тогда как при взрыве вольфрамовой проволочки положение фронта волны не зависит от неустойчивостей, которые развиваются в области плотных продуктов взрыва). Таким образом, вторичный пробой происходит в продуктах взрыва в ходе их разлета, а ввод энергии, происходящий в токопроводящих каналах, поддерживает дальнейшее расширение плотных продуктов взрыва, что, в свою очередь, обеспечивает постоянный подвод энергии к ударной волне, распространяющейся в окружающем воздухе. Так как при этом энергия тратится еще и на нагрев и разгон продуктов взрыва, скорость распространения ударной волны при взрыве медной

проволочки оказывается меньше, чем при взрыве вольфрамовой проволочки. Кроме того, можно утверждать, что в этом случае почти во всей области между фронтом волны и поршнем происходят релаксационные процессы, поскольку толщина слоя релаксации $\delta \sim 120 \mu\text{m}$ сравнима с расстоянием между поршнем и фронтом.

Следовательно, можно утверждать, что при электрическом взрыве проволочек в воздухе возможно развитие вторичного пробоя межэлектродного промежутка по двум сценариям, зависящим в большой степени от теплофизических свойств взрываемого проводника. В первом из них пробой происходит на границе плотных продуктов взрыва и среды, т. е. по парам металла в воздухе и в дальнейшем токопроводящая область „убегает“ от этой границы вслед за ударной волной, как, например, при взрыве проволочки из тугоплавкого вольфрама. Причем сунтирование тока ограничивает дальнейший нагрев, а повышенное давление за фронтом ударной волны препятствует дальнейшему интенсивному расширению продуктов взрыва проволочки.

Во втором варианте происходит внутреннее развитие пробоя: пробиваются продукты взрыва проволочки, а не окружающая среда. Пример развития такого процесса можно наблюдать при взрыве проволочки из легкоплавкой меди. Энергия продолжает вводиться в продукты взрыва проволочки, что поддерживает их дальнейшее расширение. Именно этим можно объяснить заметное различие в оптических теневых изображениях структуры канала разряда при электрическом взрыве в воздухе медной и вольфрамовой проволочек.

Работа поддержана грантом РФФИ 05-02-17533, а также Учебно-научным комплексом ФИАН.

Список литературы

- [1] Тер-Оганесян А.Е., Ткаченко С.И., Романова В.М. и др. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 989.
- [2] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- [3] Седов Л.И. Методы подобия и размерностей в механике. М.: Наука, 1977.