

03

## Условия реализации оптимального режима электрического взрыва проводников в жидкости

© С.А. Хайнацкий

Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины, Николаев  
E-mail: defr@ijpt.com.ua

В окончательной редакции 12 ноября 2008 г.

Определены условия реализации оптимального режима электрического взрыва проводников в жидкости, когда вся энергия, запасенная в конденсаторе, вводится в проводник в течение первого полупериода разряда. Показано, что удельная энергия, вводимая в проводник в оптимальном режиме, зависит только от свойств металла проводника. Получено соотношение, показывающее, какое количество энергии может быть введено в проводник в процессе его взрыва в оптимальном режиме.

PACS: 52.80.Qj

Развитие нанотехнологий, в частности технологии получения наноразмерных порошков чистых металлов и их соединений [1,2], возобновило интерес исследователей к особенностям разрушения проводников при их электрическом взрыве в разных средах. Под электрическим взрывом проводников подразумевается быстропротекающий процесс резкого расширения вещества в ходе интенсивного джоулева нагрева объема металла импульсом электрического тока большой плотности — от  $10^{11}$  до  $10^{13}$  А/м<sup>2</sup>, приводящий к объемному разрушению проводника и сопровождающийся формированием импульса излучения в оптическом и рентгеновском диапазоне и ударной волны в окружающей проводник среде [3]. В качестве импульсного накопителя энергии в работе рассматривается емкостной.

Механизм разрушения проводников при протекании по ним тока различной плотности изучен достаточно подробно. Для исследования взаимосвязи характера выделения энергии в проводнике в процессе взрыва с его физическими свойствами используются методы теории подобия, в частности понятие интеграла удельного действия тока.

Наибольшие значения удельной энергии выделяются в материале проводника в так называемых „одиночных“ режимах взрыва [4], когда вся энергия, запасенная в конденсаторе, вводится в проводник в течение первого полупериода разряда (применяется также термин „согласованный“ режим [5] и „оптимальный“ режим [6]). В ряде работ (в частности, в [1]) основными предпосылками при построении методик эксперимента считается возможность свободно контролировать соотношение между введенной в проводник энергией и энергией сублимации металла проводника в процессе оптимального („одиночного“) взрыва. Несмотря на то что вся доказательная база построена безотносительно к свойствам среды, окружающей проводник, покажем, что по крайней мере для оптимального взрыва проводника в жидкости это не так.

Условия реализации оптимального режима взрыва медных и алюминиевых проводников в воде, полученные эмпирическим путем, для заданных наперед энергетических параметров разрядного контура — начального напряжения на конденсаторной батарее  $U_0$ , емкости конденсаторной батареи  $C$  и индуктивности разрядного контура  $L$ , задаются соотношениями для определения геометрических параметров проводника [6]:

$$\begin{cases} d_{opt} = 2 \left[ \frac{W_0}{z\rho\sigma_0(\lambda + r)} \right]^{1/4} \\ l_{opt} = 2 \cdot 10^{-3} U_0 \sqrt[4]{LC}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $d_{opt}$  и  $l_{opt}$  — диаметр и длина проводника в оптимальном режиме взрыва,  $W_0$  — запасенная энергия конденсаторной батареи,  $W_0 = CU_0^2/2$ ;  $\rho$  — плотность,  $\sigma_0$  — удельная электропроводность,  $\lambda$  — удельная теплота плавления,  $r$  — удельная теплота парообразования металла проводника;  $z$  — волновое сопротивление цепи. Эти условия базируются на простых критериях подобия, аналогичных использовавшимся в [1], а также полученных на основе многочисленных экспериментальных данных путем физического моделирования. В них так же не входят параметры окружающей среды, но следует помнить, что для их получения обрабатывался массив экспериментальных данных по взрыву проводников в жидкости.

Баланс энергии при взрыве проводника можно записать следующим образом:

$$w = \int_0^{\pi\sqrt{LC}} (R_w + R_{ec})(I^2/m)dt, \quad (2)$$

где  $w = W_0/m$  — суммарная плотность энергии, выделившейся в проводнике и разрядном контуре,  $m$  — масса проводника,  $R_w$  и  $R_{ec}$  — соответственно сопротивление проводника и эквивалентное сопротивление цепи. В оптимальном режиме  $\int_0^{T/2} R_w I^2 dt \gg R_{ec} \int_0^{T/2} I^2 dt$  по определению, т.е. почти вся запасенная в конденсаторе энергия выделяется во взрывающемся проводнике, при этом большая ее часть — к моменту взрыва [2]. Также очевидно, что ток и напряжение при взрыве в оптимальных режимах для каждого из металлов подобны [6].

В работе [5] показано, что интегрирование закона сохранения энергии для проволоки (2) до момента испарения дает интеграл, зависящий только от свойств материала и, следовательно, являющийся постоянной величиной. Используя выражения для  $d_{opt}$  и  $l_{opt}$  из (1) для определения объема проводника (J/g), несложно показать, что весь интеграл в (2) для оптимальных режимов взрыва проводников является постоянной величиной, зависящей только от свойств материала:

$$w_{opt} = \left( \frac{W_0}{m} \right)_{opt} = \left[ \frac{\sigma_0(\lambda + r)}{8\pi^2\rho} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Таким образом, для всего многообразия оптимальных режимов взрыва проводников в воде для каждого из металлов удельная энергия, введенная в проводник  $(W_0/m)_{opt}$ , не зависит ни от параметров разрядного контура, ни от размеров проводника, а является константой свойств материала проводника. Соотношение (3), наравне с (1) и независимо от него, является условием реализации оптимального режима взрыва проводников в жидкости. Оценка  $(W_0/m)_{opt}$  по табличным данным [7] дает следующие значения для меди:  $w_{opt} \cong 20.1$  кJ/g, для алюминия  $w_{opt} \cong 44.4$  кJ/g, для никеля  $w_{opt} \cong 12.0$  кJ/g, а, скажем, для вольфрама всего лишь  $w_{opt} \cong 7.4$  кJ/g и для титана  $w_{opt} \cong 6.9$  кJ/g. То есть количество энергии на единицу массы проводника, необходимое для реализации „одиночных“ режимов взрыва, для различных металлов

неодинаково, зависит только от их свойств и не зависит от внешних регулируемых параметров.

Рассмотрим теперь отношение запасенной энергии к энергии, необходимой для испарения всего вещества проводника  $W_s$  — энергии сублимации проводника. Это отношение, кроме всего прочего, является определяющим для получения порошков металлов заданной дисперсности [1]. Полагая для оценок теплоемкость  $c_p$  и скрытые теплоты плавления и испарения металла проводника постоянным, можно записать  $W_s = m[c_p(T_b - T_0) + (\lambda + r)]$ . Здесь  $T_b$  и  $T_0$  — температура кипения и комнатная температура. Тогда с учетом (3) получим

$$\left. \frac{W_0}{W_s} \right|_{opt} = 10^3 \sqrt{\frac{\sigma_0}{8\pi^2\rho}} \left[ \frac{(\lambda + r)^{1/2}}{c_p(T_b - T_0) + (\lambda + r)} \right], \quad (4)$$

т.е. для оптимальных режимов взрыва отношение запасенной в конденсаторной батарее энергии к энергии сублимации проводника также является константой материала проводника. Оценка этого параметра как раз и позволяет судить о том, для каких проводников возможна реализация „одиночного“ режима взрыва при условии, что в проводник при этом вводится энергия, равная энергии сублимации, а для каких это невозможно без специальных схемных решений (шунтирующий разрядник и т.п.). Так, например: для алюминия и меди это отношение равно соответственно 3.29 и 3.43; близко к единице  $(W_0/W_s)_{opt}$  для хрома (0.99) и тантала (1.01); для титана  $(W_0/W_s)_{opt} \cong 0.63$ , поэтому взрыв титанового проводника в воде в оптимальном режиме всегда происходит в режиме „плавкого предохранителя“.

Из материалов [6] не вполне ясно, справедливы ли полученные там выражения (1) для определения оптимальной длины и диаметра проводника для других металлов. Нами в [2] проведена экспериментальная проверка (1) для титана, никеля и некоторых его сплавов. Получен ряд параметров, при которых подобранные с помощью (1) и (3) проводники взрывались в оптимальных режимах. Очевидно, что соотношения (1)–(4) должны выполняться для всех проводников, характер разрушения которых при взрыве связан с тепловыми процессами, происходящими в них. Критерий, определяющий, при каких плотностях тока основным механизмом разрушения проводников будут являться МГД-неустойчивости, а при каких — тепловые процессы, сформулирован в [8]. При плотности тока в проводнике  $j < j_0$ , где  $j_0 = \frac{1}{4} \frac{\sigma_{01} W_s}{\sqrt{\rho}}$  ( $\sigma_{01}$  —

удельная электропроводность металла при температуре плавления) в процессе разрушения будут доминировать МГД-неустойчивости, в обратном случае — тепловые процессы. Плотность тока в проводнике для оптимальных режимов взрыва  $j_{opt}$  ( $[j_{opt}] = \text{A/m}^2$ ), используя (1), в том же приближении, что и в [8], можно записать

$$j_{opt} = \frac{10^3 \sigma_0}{2 \cdot \sqrt[4]{LC}}. \quad (5)$$

Сравнивая начальную  $j_{opt}$  и критическую  $j_0$  плотность тока для оптимальных режимов взрыва различных проводников при индуктивности контура  $L = 3.32 \mu\text{H}$ , емкости  $C = 3 \mu\text{F}$  и напряжении  $U_0 = 30 \text{kV}$ , нетрудно заметить, что  $j_{opt} \gg j_0$  для большого количества чистых металлов. Так, для меди  $j_{opt} \cong 1.7 \cdot 10^{13}$ , а  $j_0 \cong 3.5 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$ , для алюминия —  $1.1 \cdot 10^{13}$  и  $3 \cdot 10^{11}$ , для вольфрама —  $5.1 \cdot 10^{12}$  и  $5.5 \cdot 10^{11}$ , для титана  $j_{opt} \cong 5.1 \cdot 10^{11}$ , а  $j_0 \cong 1.5 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$  соответственно. Учитывая, что зависимость  $j_{opt}$  от параметров разрядного контура достаточно слабая, можно предположить, что для всех этих металлов в широком диапазоне параметров доминирующими в процессе взрыва являются тепловые процессы, а значит, выполняются соотношения (1)–(4).

Таким образом, на основе полученных ранее [6] экспериментальным путем соотношений для определения оптимальных геометрических параметров проводников нами получено выражение для определения удельной энергии, необходимой для реализации одиночного взрыва проводников в жидкости. Полученные данные по-новому освещают вопрос о возможности реализации „одиночного“ взрыва проводника при условии, что введенная в проводник энергия будет равна энергии, необходимой для его полного испарения. Нами установлено, что полная энергия, введенная в проводник, и отношения запасенной энергии к энергии сублимации для таких режимов являются константами материала проводника, не зависящими от внешних регулируемых параметров. Это позволяет определять параметры разрядного контура и проводника для реализации электровзрыва в оптимальном режиме и возможность осуществления его таким образом, чтобы энергия, выделившаяся в проводнике в процессе взрыва, была равна энергии, необходимой для его полного испарения. Косвенным результатом работы может также явиться вывод о том, что при реализации одиночного взрыва проводника в жидкости ввиду сказанного выше дисперсность порошка также

определяется в основном свойствами самого металла. Единственным регулируемым параметром, влияющим на размеры частиц, в этом случае может являться только диаметр взрывающегося проводника.

Кроме того, весьма вероятно, что аналогичные соотношения для удельной вводимой энергии, между предельной вводимой энергией и энергией сублимации, являющиеся „интегралами“ свойств металла, могут иметь место и при других высокоэнергетичных методах диспергирования (испарения) материалов (лазерное излучение, электронный пучок, высокотемпературная плазма и т.д.).

## Список литературы

- [1] *Sedoi V.S., Ivanov Yu.E.* // Nanotechnology. 2008. N 19. P. 145710.
- [2] *Kuskova N.I., Baklar V.Yu., Gordienko V.I., Khainatsky S.A.* // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2008. V. 44. N 1. P. 36–42.
- [3] *Бурицев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В.* Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990. 288 с.
- [4] *Oktay E.* // Rev. Sci. Instrum. 1965. N 36. P. 1327–1328.
- [5] *Bennett F.D., Burden H.S., Shear* // Phys. Fluids. 1962. N 5. P. 102.
- [6] *Кривицкий Е.В.* Динамика электровзрыва в жидкости. Киев: Наук. думка, 1986. 206 с.
- [7] *Таблицы физических величин.* Справочник / Под ред. акад. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.
- [8] *Колгатин С.Н., Лев М.Л., Перегуд Б.П.* и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 123–133.