

03;04;08

Оценка давления, создаваемого при электрическом взрыве кольцевой фольги в воде

© А.Л. Суркаев, Ю.П. Муха, М.М. Кумыш

Волгоградский государственный технический университет
Волжский политехнический институт (филиал), Волжский
E-mail: vpf@volpi.ru

Поступило в Редакцию 16 сентября 2009 г.

В рамках допущения квазистационарности процесса дана оценка давления ударно-акустической волны и интеграла действия электрического разряда, формируемого плоской кольцевой фольгой в конденсированной среде.

Электрический взрыв проводника широко используется в фундаментальных исследованиях и находит многочисленные применения в различных технологических процессах, и на сегодняшний день изучение данного эффекта не потеряло своей актуальности [1,2]. Широкий спектр явлений, протекающих при электрическом взрыве, такие как: генерация электромагнитных излучений, формирование ударно-акустических возмущений, получение наноразмерных порошков и т.д., требует проведения дальнейших научных исследований и получения достоверной информации о физических свойствах наблюдаемых явлений.

Целью данной работы является оценка интеграла действия и импульса давления, генерируемого электрическим взрывом плоской кольцевой фольги в жидкой среде.

Для генерации плоской ударно-акустической волны в конденсированной среде (воде) применяется проводник, выполненный в виде кольца из фольги [3]. Использование соответствующей электродной системы позволяет сформировать радиальное протекание разрядного тока по взрывающемуся кольцу. Электродная система состоит из центрального стержневого и внешнего кольцевого электродов, которые коаксиально установлены на диэлектрическом цилиндре из механически прочного материала. На торце цилиндра располагается взрывающаяся фольга. Таким образом, ток разряда протекает от центральной части

кольца к периферии. Плоскую кольцевую фольгу, имеющую малую толщину и незначительную разницу внешнего и внутреннего диаметров, предлагается рассматривать в качестве инициатора электрического разряда и не рассматривать физические процессы, протекающие в металлической фазе. При электрическом взрыве фольги в межэлектродном кольцевом пространстве формируется плазменное образование, которое, интенсивно расширяясь, генерирует ударно-акустическую волну. Далее примем допущение, что волна создается плоским излучателем в виде поршня, при этом она является расходящейся в объеме усеченного конуса [4]. Волновой фронт в силу нелинейности при распространении волны трансформируется в плоский [5]. Поэтому есть смысл рассмотреть задачу, в которой жидкость находится в замкнутой взрывной камере, выполненной в виде усеченного конуса с недеформируемыми стенками. Также считаем, что процесс протекания разряда является квазистатическим [6], т.е. время достижения максимального значения тока разряда на много больше времени прохождения звуковой волны до стенки камеры. Далее, следуя [6], имеем условие сохранения массы воды $\rho V' = \text{const}$, где ρ — плотность жидкости в области между стенкой камеры и плазменным образованием; V' — объем жидкости. Отсюда получаем уравнение

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dV'}{V'}. \quad (1)$$

Уравнение состояния жидкости представляется в форме Тэта

$$P \approx A[(\rho/\rho_0)^\alpha - 1], \quad (2)$$

где P — давление в камере, равное давлению в канале разряда для квазистатического режима; ρ_0 — начальная плотность; коэффициенты $A = 3.05 \cdot 10^8$ Па, $\alpha = 7.15$; жидкость — вода.

Объем усеченного конуса (рис. 1) равен $V'_0 = \frac{\pi H}{3}(R^2 + r^2 + Rr)$, где H — высота конуса; R и r — радиусы основания конуса. Кроме того, считаем, что расширение плазменного образования и соответственно формирование ударно-акустической волны происходят только вследствие увеличения высоты h и уравнение (1) можно привести к виду

$$\rho = \frac{\rho_0 V'_0}{V'} = \frac{\rho_0 H (R^2 + r^2 + Rr)}{H(R^2 + r^2 + Rr) - 3h(R_1^2 - r_1^2)}, \quad (3)$$

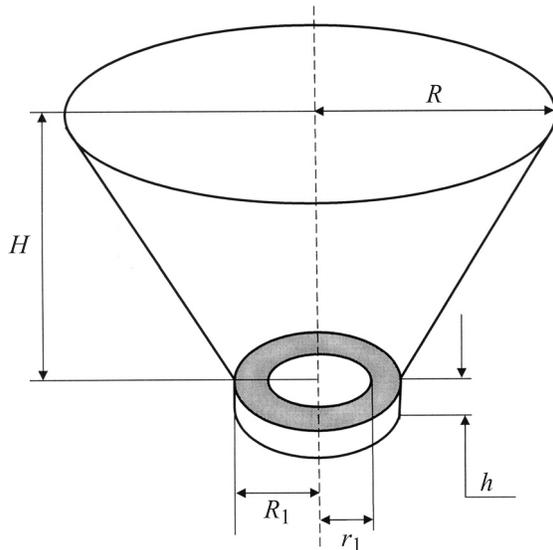


Рис. 1. Цилиндрический плазменный канал и модель камеры в виде усеченного конуса.

где R_1 и r_1 — внешний и внутренний радиусы канала разряда, соответственно тогда

$$P \approx A[(\rho/\rho_0)^\alpha - 1] = A \left[\left(\frac{H\chi}{H\chi - 3h\delta} \right)^\alpha - 1 \right] = A[(1-x)^{-\alpha} - 1], \quad (4)$$

где введено обозначение $\chi = (R^2 + r^2 + Rr)$, $\delta = (R_1^2 - r_1^2)$, $x = \frac{3h\delta}{H\chi}$ и аналогично [6]. Уравнение баланса энергии в канале разряда представляется [7] в виде

$$I^2 R_c = P \frac{dV'}{dt} + \frac{1}{(\gamma - 1)} \frac{d(PV')}{dt}, \quad (5)$$

где $\gamma = 1.22-1.3$ — показатель адиабаты плазмы; R_c — электрическое сопротивление плазменного кольца. Для определения сопротивления R_c в плазменном образовании мысленно выделим объем в виде соосного

тонкостенного цилиндра радиусом l и толщиной dl . Его сопротивление в радиальном направлении приближенно можно считать равным

$$dR_c = \rho \frac{dl}{S_c} = \rho \frac{dl}{2\pi lh}, \quad (6)$$

где поперечное сечение S_c есть площадь боковой поверхности цилиндра радиусом l . Тогда после интегрирования получим

$$R_c = \frac{1}{2\pi h\sigma} \ln\left(\frac{R_1}{r_1}\right) = \frac{c}{\sigma h}, \quad (7)$$

здесь σ — удельная электропроводимость. Обозначив $c = \frac{\ln(R_1/r_1)}{2\pi}$ и $\theta = P/A$, для (5) имеем

$$\frac{I^2 c}{\sigma h} = \frac{\pi}{\gamma - 1} d(P h \delta) + \pi P d(h \delta). \quad (8)$$

Разделим (8) на $\frac{\pi A \chi H}{3}$ и с учетом обозначений, а также

$$\tau = \frac{9c\delta}{\pi A \sigma \chi^2 H^2} \int I^2(t) dt,$$

получаем:

$$\frac{d\tau}{x} = \frac{1}{(\gamma - 1)} d(\theta x) + \theta dx. \quad (9)$$

Решение (9) относительно τ при условии $\sigma = \text{const} \approx (0.3-3) \cdot 10^4 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$:

$$\tau = \frac{x^2}{(\gamma - 1)} \theta + \frac{(\gamma - 2)}{(\gamma - 1)} \left[\frac{x(1-x)^{-\alpha+1}}{(\alpha - 1)} + \frac{1 - (1-x)^{-\alpha+2}}{(\alpha - 1)(\alpha - 2)} - \frac{x^2}{2} \right]. \quad (10)$$

Выражение (10) позволяет определить параметр τ в зависимости от роста высоты цилиндра плазменного канала (рис. 2). Используя выражение (10), получаем зависимость давления как функцию параметра τ :

$$P(\tau) = \frac{A}{x^2} \left[(\gamma - 1)\tau - (\gamma - 2) \left(\frac{x(1-x)^{-\alpha+1}}{(\alpha - 1)} + \frac{1 - (1-x)^{-\alpha+2}}{(\alpha - 1)(\alpha - 2)} - \frac{x^2}{2} \right) \right], \quad (11)$$

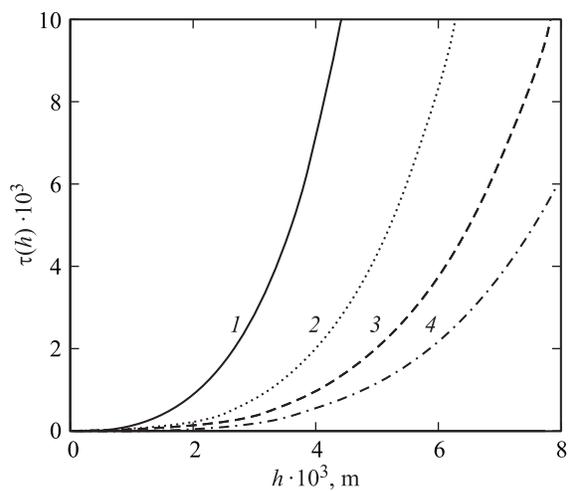


Рис. 2. График зависимости параметра $\tau(h)$ от изменения высоты h плазменного цилиндра для различных H : 1 — 15 мм; 2 — 30; 3 — 45; 4 — 60 мм.

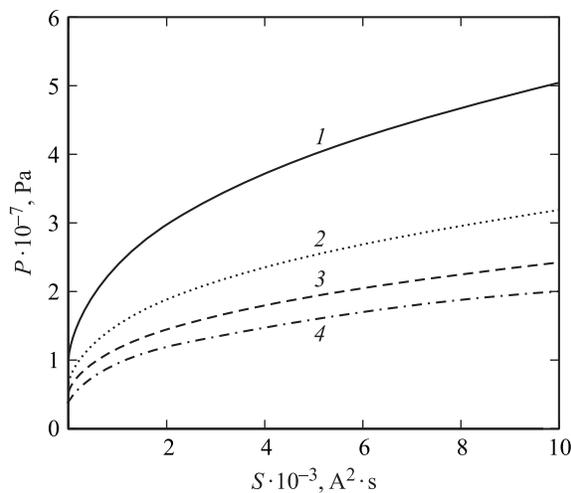


Рис. 3. Зависимость давления от интеграла действия. Высота H : 1 — 15 мм; 2 — 30; 3 — 45; 4 — 60 мм.

и зависимость давления волны от интеграла действия S (рис. 3):

$$P(S) = 3 \left[\frac{\alpha A}{\pi H(R^2 + Rr + r^2)} \right]^{2/3} \left[\frac{(\gamma - 1)(R_1^2 - r_1^2) \ln(R_1/r_1)}{2\sigma(\gamma + 1)} S \right]^{1/3}. \quad (12)$$

В результате исследований полученные зависимости параметра $\tau(h)$ и давления $P(S)$ представлены при следующих начальных геометрических размерах: $r_1 = 3 \cdot 10^{-3}$ м; $R_1 = 7.5 \cdot 10^{-3}$ м; $R = 20 \cdot 10^{-3}$ м; $H_1 = 15 \cdot 10^{-3}$ м; $H_2 = 30 \cdot 10^{-3}$ м; $H_3 = 45 \cdot 10^{-3}$ м; $H_4 = 60 \cdot 10^{-3}$ м — и высота изменялась в пределах $h = (0-8) \cdot 10^{-3}$ м. В качестве примера можно привести результат расчетов, которые показывают, что при увеличении высоты h расширяющегося кольцевого плазменного канала в заданных пределах амплитуда давления в зоне, расположенной на расстоянии $H = 15 \cdot 10^{-3}$ м, достигает $P \approx 0.5 \cdot 10^8$ Па.

Список литературы

- [1] *Кривицкий Е.В.* Динамика электровзрыва в жидкости. Киев: Наукова думка, 1986. 205 с.
- [2] *Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В.* Электрический взрыв проводников и его применение в электрических установках. М: Энергоиздат, 1990. 217 с.
- [3] *Суркаев А.Л., Слепцов О.А.* Электрогидроимпульсный способ запрессовки труб в труднодоступных местах. Патент № 2125496 А1. 1999.
- [4] *Суркаев А.Л., Муха Ю.П., Кумыш М.М.* // Труды V Межрегиональной научно-практич. конференции „Взаимодействие вузов и промышленных предприятий для эффективного развития инновационной деятельности“. 24–25 апреля 2009 г. www.volpi.ru/Конференции.
- [5] *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
- [6] *Шнеерсон Г.А.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 3. С. 100–101.
- [7] *Наугольных К.А., Рой Н.А.* Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971. 155 с.