

ТОЧЕЧНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В ЖИДКОСТИ

К. А. Наугольных, Н. А. Рой

(Москва)

Выделение энергии в канале разряда вызывает образование плазмы при высокой температуре и давлении, что приводит к быстрому расширению канала, сопровождающемуся излучением волны сжатия и последующим образованием пульсирующего газового пузыря. В зависимости от величины параметров разрядного контура могут быть получены разряды с гидродинамическими характеристиками, соответствующими модели длинного цилиндра [1], модели короткого цилиндра [2] и сферической модели, рассматриваемой в настоящей работе. Эта модель применима в случае, когда длина разрядного промежутка l мала по сравнению с характерным радиусом канала R_0 , который, в свою очередь, мал по сравнению с характерной длиной излучаемой волны λ . Гидродинамические и электрические характеристики разряда связаны уравнением баланса энергии в канале [3], решение которого позволяет определить закон расширения канала, давление в нем, параметры волны сжатия и другие гидродинамические величины.

1. Ограничиваясь рассмотрением не слишком сильных электрических разрядов, будем, следуя [3], считать, что энергия E , выделившаяся в канале, расходуется на увеличение внутренней энергии плазмы W и совершение работы A над окружающей средой. Уравнение баланса в этом приближении имеет вид

$$W + A = E, \quad W = p_k V / (\gamma - 1) \quad (1.1)$$

Здесь p_k — давление в канале с объемом V , γ — эффективный показатель адиабаты плазмы [4], равный для воды 1.2 [3],

$$A = \int_{V_0}^V p_k dV, \quad E = \int_0^t IU dt \quad (1.2)$$

Здесь I и U — ток и напряжение на межэлектродном промежутке.

Принимая во внимание, что поверхность канала можно считать непроницаемой, [5] и пренебрегая магнитным давлением, можно найти давление на поверхность канала в функции его радиуса R из решения гидродинамической задачи о расширении сферы в жидкости. Приближенное решение этой задачи, пригодное при небольших, по сравнению со скоростью звука, скоростях расширения канала, когда можно считать жидкость несжимаемой, записывается в виде [6]

$$p_k - p_0 = \rho V''^2 / 4\pi R - \rho V'^2 / (4\pi)^2 R^4 \quad (1.3)$$

Пренебрегая $p_0 \ll p_k$, из (1.2) имеем для работы расширения

$$A = \rho V'^2 / 8\pi R \quad (1.4)$$

Подставляя теперь (1.3), (1.4) в (1.1), получим

$$VV'' + 1/2 (\gamma - 4/3)V'^2 = (\gamma - 1) \rho^{-1} 4\pi RE \quad (1.5)$$

Введем безразмерные переменные $x = t/T$, $y = R/R_0$, а также функцию $f(x) = E(x)/E(T)$. Здесь T — характерный масштаб времени, равный, например, длительности разряда; R_0 — произвольная пока единица длины.

Если пренебречь малым вторым членом в уравнении (1.5) и выбрать R_0 из условия обращения в единицу коэффициента в правой части получающегося безразмерного уравнения, то уравнение (1.5) можно представить в виде

$$y^2 dy^2 / dx = f(x) \quad (1.6)$$

при этом R_0 определяется выражением

$$R_0^5 = 3/4 T^2 E(T) (\gamma - 1) / \rho \pi \quad (1.7)$$

Начальные условия выберем в виде

$$x = 0, \quad y = y_0, \quad y' = 0 \quad (1.8)$$

где y_0 — начальный радиус канала, который выбирается малым по сравнению со значением его к концу разряда. Более точное определение y_0 не требуется, так как процесс расширения определяется режимом выделения энергии в канале, а не начальными условиями, о которых система быстро «забывает».

2. Если известна, например из опыта, функция $f(x)$, определяющая режим выделения энергии в канале, то, интегрируя (1.6), можно найти закон расширения канала

$$R = R_0 y \quad (2.1)$$

и давление в канале

$$p_k = \rho \frac{R_0^2}{T^2} \left[\frac{f(x)}{y^2} - \frac{z^2}{2y^4} \right], \quad z = y' y^2 \quad (2.2)$$

При малых скоростях расширения канала влияние сжимаемости жидкости несущественно изменяет закон его расширения, поэтому решение (2.1), найденное для несжимаемой жидкости, может быть использовано для вычисления давления в волне сжатия

$$p = \rho \frac{V''}{4\pi r} = \rho \frac{R_0^2}{T^2} \frac{R_0}{r} \frac{f(x)}{y^2}, \quad X = x - \frac{r}{cT} \quad (2.3)$$

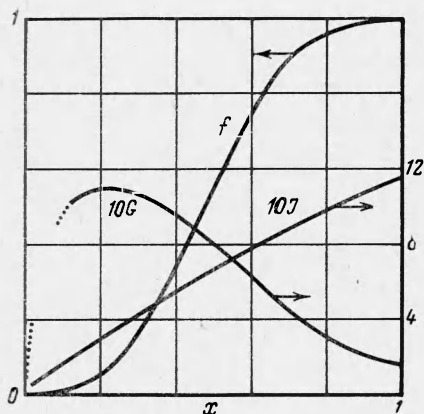
Как показывает опыт, функция $f(x)$ для всех разрядов в режиме, близком к критическому, практически одна и та же и имеет вид, приведенный на фиг. 1 [2]. Используя этот график, можно произвести интегрирование уравнения (1.6). Результаты расчета для функций

$$J = R/R_0, \quad G = p_k T^2 r / \rho R_0^3$$

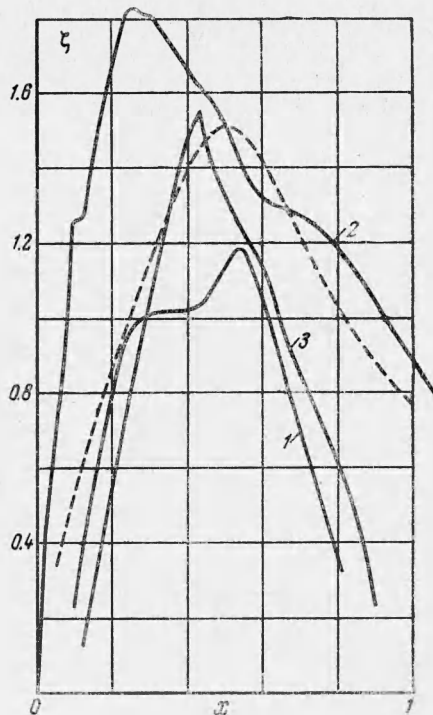
показаны на фиг. 1, а для функции $\zeta = f(x) / y^2 = p T^2 r / \rho R_0^3$ приведены пунктирной кривой на фиг. 2. Видно, что давление в волне сжатия, согласно фиг. 2 (пунктирная кривая), превосходит размерный коэффициент в формуле (2.3) в 1.5 раза. Зная давление в излучаемой волне сжатия, найдем акустическую энергию, уносимую этой волной

$$W_a = 4\pi r^2 \int_0^\infty \frac{p^2}{\rho c} dt = \frac{\pi \rho R_0^6}{c T^3} I$$

$$I = \int_0^\infty \left[\frac{f(x)}{y^2} \right]^2 dx \quad (2.4)$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Заметим, что при вычислении W_a интегрирование можно вести до $x = 1$ ввиду быстрого убывания подынтегрального выражения, и тогда для функции $f(x)$, показанной на фиг. 1, будем иметь $I = 1.17$.

Важной характеристикой разряда будет величина его электро-акустического к. п. д.

$$\eta = \frac{W_a}{E(T)} = 3(\gamma - 1) \frac{R_0}{cT} I = 4\pi \rho \left[\frac{3}{4\pi} \frac{\gamma - 1}{\rho} \right]^{1.2} \frac{E(T)^{0.2}}{cT^{0.6}} I \quad (2.5)$$

Видно, что η пропорционален скорости расширения канала R_0/T , существенно зависит от величины эффективного показателя адиабаты для плазмы разряда, слабо зависит от величины выделившейся энергии и возрастает при уменьшении длительности разряда.

Для дальнейшего заметим, что внутренняя энергия плазмы определяется выражением

$$W = \rho \frac{R_0^5}{T^2} \frac{4\pi}{3(\gamma - 1)} \left[f(x) - \frac{z^2}{2y} \right] \quad (2.6)$$

Работа, совершаемая каналом

$$A = 2\pi\rho \frac{R_0^5}{T^2} y^3 y'^3 \quad (2.7)$$

3. После окончания разряда образуется пульсирующий газовый пузырь. Для определения его характеристик воспользуемся известным выражением, описывающим пульсации заполненной газом сферической полости в жидкости [7]

$$R'^2 = \frac{2}{3} \frac{p_1}{\rho} \left\{ \frac{1}{\gamma_1 - 1} \left[1 - \left(\frac{R_1}{R} \right)^{3\gamma_1 - 3} \right] \left(\frac{R_1}{R} \right)^3 - \frac{p_0}{p_1} \left(1 - \frac{R_1^3}{R^3} \right) \right\} \quad (3.1)$$

Здесь R_1 и p_1 — начальный радиус полости и давление в ней, p_0 — равновесное давление в жидкости, γ_1 — показатель адиабаты газа в полости.

Значения R_1 и p_1 определяются из условия, чтобы в момент окончания разряда (т. е. при $x = 1$) радиус полости, скорость ее расширения и давление в ней равнялись соответственно радиусу канала R , скорости его расширения R' и давлению p_k в нем

$$R = R_0 y(1), \quad R' = (R_0 / T) B \\ p_k = \rho R_0^2 A_1 / T^2$$

Здесь A_1 и B — значения безразмерных функций в выражениях для скорости и давления в момент $x = 1$, равные 0.42 и 0.81. Несложный расчет приводит к следующим результатам:

$$R_1 = R(1)(1 + A_1)^{-x} \\ p_1 = \rho \frac{R_0^2}{T^2} A_1 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{B^2}{A_1} (\gamma_1 - 1) \right)^{3x\gamma_1} \\ x = \frac{1}{3(\gamma_1 - 1)} \quad (3.2)$$

позволяющим теперь по (3.1) найти движение газовой сферы, образованной разрядом. В частности, энергия пульсирующего пузыря

$$W^0 = E \frac{\gamma - 1}{\gamma_1 - 1} \left\{ A_1 y^3(1) \left[1 + \frac{3}{2} \frac{B_2}{A_1} (\gamma_1 - 1) \right] \right\} \quad (3.3)$$

Численный расчет показывает, что выражение в фигурных скобках близко к единице (около 1.58), поэтому доля энергии, идущая на пульсации пузыря, определяется в основном разницей значений показателей адиабат для плазмы и газа в пузыре.

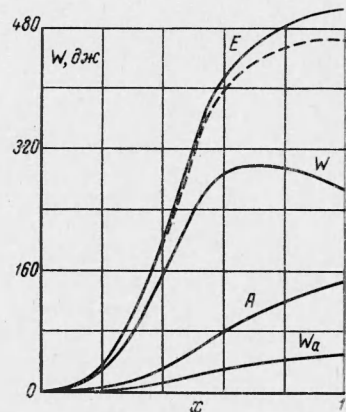
Зная W^0 , нетрудно определить период пульсации пузыря

$$T^0 = 1.135 \rho^{1/2} p_0^{-1/6} W^{1/3} \quad (3.4)$$

4. В экспериментальных условиях разряд бывает удобно производить не в свободном пространстве, а у поверхности жесткого отражателя. Влияние этой поверхности может быть учтено и при расчете. Рассмотрим случай разряда, происходящего у жесткой плоской поверхности. Если по-прежнему расстояние между электродами мало по сравнению с R_0 , а R_0 — по сравнению с характерной длиной волны λ , то форма канала будет близка к полусферической. С точностью до эффектов, связанных с образованием пограничного слоя, такой разряд эквивалентен половине сферического разряда в свободном пространстве. Отсюда ясно, что гидродинамические характеристики разряда у плоскости будут совпадать с характеристиками свободного разряда с удвоенной энергией. Они могут быть рассчитаны по формулам (2.1) — (2.7), если при вычислении входящей в эти формулы величины R_0 вместо E в выражение (1.9) подставить $2E$ и, кроме того, величины акустической энергии, внутренней энергии и работы канала разделить пополам, учитывая тем самым энергию, находящуюся только в одном из полупространств.

При нахождении периода пульсации пузыря, образующегося при разряде у жесткого плоского отражателя, в формулу (3.4) вместо W^0 необходимо подставить $2W^0$.

5. В силу известной универсальности нормированного закона выделения энергии $f(x)$, остающегося почти неизменным для всех разрядов, близких к критическому, для расчета гидродинамических характеристик таких разрядов достаточно знать два параметра E и T , которые, в свою очередь, приближенно могут быть определены соотношениями $T \approx 2\pi \sqrt{LC}$ и $E(T) = (1/2) CU^2$. Тем самым открывается возможность прибли-



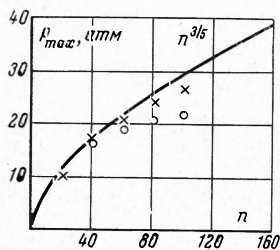
Фиг. 3

женного определения гидродинамических характеристик по параметрам разрядного контура C, L, U . При этом указанные характеристики, как видно из формул (2.1) — (2.4) и (2.6), (2.7), универсальным образом зависят от безразмерного времени x . Пользуясь приближенными выражениями для T и E , найдем для воды

$$\eta \approx (\gamma - 1)^{1.2} U^{1.4} C^{-0.1} L^{-0.3} \quad (5.1)$$

т. е. к. п. д. разрядов практически не зависит от емкости накопителя и растет при увеличении напряжения и уменьшении индуктивности. Далее, из (2.3) можно найти, что давление в волне сжатия растет пропорционально $C^{2/5}$ и $U^{2/5}$.

6. Рассмотрим в свете изложенного некоторые экспериментальные результаты, полученные при исследовании разрядов, соответствующих сферической модели. Для получения таких разрядов параметры разрядного контура могут быть выбраны следующим образом. Примем длину межэлектродного промежутка равной нескольким мм, а характерную длину волны λ — равной нескольким см. Тогда T должно составлять несколько десятков мксек. Зная порядок величины T , оценим величину энергии накопителя по формуле (1.9), приняв $R_0 \approx 1 \text{ см} > l$, при условии, что разряд будет производиться у жесткого рефлектора, в центре которого удобно запрессовать диэлектрическую пробку с электродами, торцы которых располагаются заподлицо с рефлектором. Приняв $T = 50 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ и $\gamma = 1.2$, найдем, что энергия накопителя должна равняться приблизительно 500 дж. Остаются неопределенными величины L, C и рабочего напряжения. Если не предъявлять высоких требований к снижению величины L и принять ее равной нескольким десяткам мкгн, то, считая $T = 2\pi \sqrt{LC}$, найдем C равной нескольким сотням мкф, а напряжение, следовательно, должно быть порядка одного кв. Таким параметрам разрядного контура соответствуют разряды 1 и 2.



Фиг. 4

Такие параметры разрядного контура соответствуют разряды 1 и 2.

	U кв	C мкф	l см	T мксек	E (т) дж	$1/2 C U^2$ дж	R_0 см
1	1.6	320	0.1	33	376	412	0.82
2	1.2	816	0.3	50	510	588	1.04
3	15	1500	7.5	400	—	22600	6.6

На границе применимости сферической модели находится разряд 3, исследованный в [8], данные для которого приведены в третьей строке.

Для разряда 1 и 2 были сняты осциллограммы разрядного тока и напряжения на межэлектродном промежутке и по ним найдены функции $f(x)$, практически совпадающие с $f(x)$, приведенной на фиг. 1. Осциллограммы давления для этих разрядов, снятые при помощи широкополосного гидрофона и приведенные к безразмерному виду, показаны на фиг. 2 (кривые 1 и 2 соответственно). На той же фигуре кривая 3 изображает приведенный импульс давления для разряда 3. Пунктирная кривая изображает расчетный импульс.

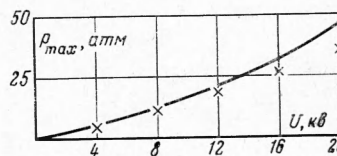
На фиг. 3 для разряда 2 приведены расчетные кривые для W_α, W и A ; там же изображена выделяющаяся в канале разряда энергия E , пунктирной кривой изображена сумма $W_\alpha + W + A$.

На фиг. 4 и 5 изображены расчетные и экспериментальные, по данным [8], зависимости амплитуды импульсов давления соответственно емкости накопителя $n = C/C_0$ и напряжения на нем для расстояния 90 см от разряда. Емкость C_0 каждого конденсатора в батарее равнялось 7.5 мкф.

Для разряда 1 был измерен первый период пульсации газового пузыря T° вблизи жесткого рефлектора на глубине 0.5 м от поверхности воды. Величина T° оказалась равной 12.9 мсек. Рассчитанная для этих условий величина T° в предположении, что в пузыре после разряда газ остается в атомарном состоянии ($\gamma_1 = 1.66$), оказывается равной 16.6 мсек. Соответственно, расчетная величина энергии пузыря составляет 47%, экспериментальная — 22% от энергии, выделившейся в канале. Расчетное значение электроакустического к. п. д. $\eta = 12\%$, экспериментальное значение $\eta = 14\%$.

Авторы благодарят Б. И. Драпезо, П. Г. Кожелупову и В. И. Немченко за помощь в проведении работы.

Поступила 1 II 1966



Фиг. 5

ЛИТЕРАТУРА

1. Кожелупова Н. Г., Иоффе А. И., Наугольных К. А., Рой Н. А. Акустическое излучение длинной искры в воде, Акуст. ж., 1967, т. 13, вып. 2, стр. 208.
2. Наугольных К. А., Рой Н. А. О связи между гидродинамическими и электрическими характеристиками разряда в жидкости, Докл. АН СССР, 1966, т. 168, стр. 556.
3. Иоффе А. И., Наугольных К. А., Рой Н. А. О начальной стадии электрического разряда в воде. ПМТФ, 1964, № 4.
4. Брагинский С. И. К теории развития канала искрового разряда. Ж. эксперим. и теор. физ., 1958, т. 34, вып. 6, стр. 1548.
5. Martin E. A. Experimental Investigation of High-Energy Density High-Pressure Plasma. I. Appl. Phys., 1960, vol. 31, p. 255.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1960.
7. Rayleigh. On the Pressure developed in Liquid during the Collapse of Spherical cavity. Philos. Mag., 1917, vol. 34, p. 94.
8. Керсваг Дж. Давление, создаваемое при подводном взрыве проволочек. Сб. «Электрический взрыв проводников», Изд. «Мир», 1965.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ МЕТАЛЛОВ ПРИ БЫСТРОМ НАГРЕВЕ

О. А. Краев, Р. А. Фомин

(Новосибирск)

Большинство существующих методов измерения теплоемкости при высоких температурах требуют сравнительно длительного пребывания исследуемого вещества при повышенных температурах. Поэтому изучение веществ, свойства которых могут изменяться со временем (рекристаллизацию, аллотропные изменения и т. п.), при помощи существующих методов, за исключением импульсных [1], связано с трудностями. Ниже дается метод измерения теплоемкости металлов при их быстром нагреве в широком интервале температур, и, следовательно, исследуемый металл находится при высокой температуре сравнительно короткое время. Нагрев образца в виде тонкой проволочки, находящейся в вакууме, производится проходящим по нему электрическим током. Выделяющееся тепло идет на нагрев проволочки, а также отводится теплопроводностью через концы и излучается с поверхности. С увеличением скорости нагрева относительная часть тепла, теряемая с поверхности и через концы, по сравнению с теплом, идущим на нагрев, уменьшается.

Теоретическая оценка показывает, что потерями тепла практически можно пренебречь во всем интервале нагрева от комнатной температуры и до 1500°C , если проволочку длиной около 200 мм нагревать со скоростью порядка десятков тыс. град/сек. В этом случае все выделенное тепло идет на нагрев, и удельная теплоемкость может быть определена по формуле

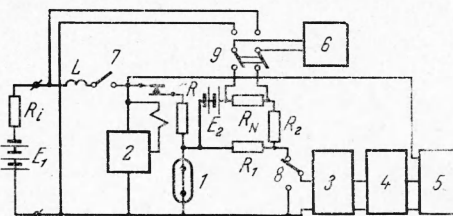
$$c_p = \frac{Q}{m dT / dt} \quad (1)$$

Здесь Q — тепловая мощность, выделяемая в проволочке; m — масса проволочки, T — температура.

Измеряя ход температуры от времени, а также тепловую мощность Q и вычисляя dT / dt , можно определить удельную теплоемкость.

Для этой цели была использована экспериментальная установка, схема которой приведена на фиг. 1, где 1 — образец, 2 — реле времени, 3 — усилитель, 4 — триггер Шмитта, 5 — измеритель времени, 6 — потенциометр, 7 — быстродействующий ключ, 8 и 9 — переключатели.

Исследуемая нить 1 с последовательно включенным сопротивлением R при помощи быстродействующего ключа 7 подключается к источнику постоянного тока. При этом нить нагревается, ее сопротивление растет, и, следовательно, падение напряжения на ней изменяется во времени. Для измерения зависимости этого напряжения от времени применяется следующий способ: измеряется время от начала нагрева до достиже-



Фиг. 1