

03;04

ГИДРОДИНАМИКА ЭЛЕКТРОВЗРЫВА В ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СМЕСИ

© В.Г.Ковалев

Институт импульсных процессов и технологий АН Украины,
327018 Николаев, Украина
(Поступило в Редакцию 16 марта 1995 г.)

Исследованы гидродинамические характеристики электровзрыва в газожидкостной смеси с учетом неравновесных эффектов. Определено, что основная особенность канальной стадии электровзрыва состоит в возможности изменения в широких пределах акустического импеданса среды в процессе развития электровзрыва. Выделены три качественно различных режима электровзрыва в неравновесной газожидкостной смеси.

При исследовании гидродинамики электровзрыва в ряде случаев возникает необходимость рассматривать рабочую среду, в которой развивается плазменный канал и посредством которой передается возмущение, как газожидкостную смесь. Механизмы образования газожидкостных смесей (или, часто называемых, пузырьковых жидкостей) весьма многообразны: от обычного барботажа воздуха в жидкость [1,2] и интенсивного перемешивания жидкости с захватом газа, находящегося над свободной поверхностью [3,4], до развала и дробления парагазовой полости электровзрыва [5,6] или выделения газа, растворенного в жидкости, при изменении внешних условий [7,8].

Содержащиеся в жидкости газовые включения, практически не изменяя плотности несущей среды, могут значительно изменить ее сжимаемость, в результате чего могут существенно измениться условия развития плазменного канала электровзрыва и, как следствие, его гидродинамические характеристики.

Как показано в [9,10], для возмущений давления, характерных электровзрывам в воде, газожидкостную смесь с пузырьками газа радиусом, меньшим 15 мкм, можно рассматривать как равновесную, т.е. принимать время релаксации плотности равным нулю. Особенности динамики активной стадии электровзрыва в рамках равновесной модели исследовались в [11,12], где показано, что присутствие в воде мелких газовых пузырьков оказывает заметное влияние на ряд характеристик рассматриваемого процесса. При этом в качестве решения внешней гидродинамической задачи использовалась аналитическая зависимость

давления плазменного цилиндрического канала от скорости его расширения [13].

При моделировании электровзрыва в газожидкостной смеси, когда пузырьки газа велики и временем релаксации пренебречь нельзя, возникает необходимость решения внешней гидродинамической задачи с учетом переходного процесса при монополярных пульсациях пузырьков.

Таким образом, математическая модель изучаемого процесса может быть представлена следующей системой соотношений [14].

Уравнение разрядного контура

$$L\dot{J} + GJ + \frac{1}{C} \int_0^t J d\tau = E_0, \quad (1)$$

где L , C — индуктивность и емкость разрядного контура, J — разрядный ток, G — сопротивление плазменного канала, E_0 — начальное напряжение накопительной емкости.

Уравнение баланса энергии [15]

$$\frac{\beta}{\beta - 1} P_k \dot{\Omega} + \frac{\Omega \dot{P}_k}{\beta - 1} = J^2 G, \quad (2)$$

$$\Omega = \pi r_k^2 l, \quad \dot{r}_k = V_k,$$

где β — эффективный показатель адиабаты; P_k , r_k , V_k — давление плазмы в канале, радиус и скорость расширения канала соответственно; l — межэлектродное расстояние.

Связь между сопротивлением канала и давлением [16] есть

$$G = \frac{(\beta - 1)Al}{\pi r_k^2 P_k}, \quad (3)$$

где A — искровая характеристика.

Для монодисперсной газожидкостной смеси справедливо соотношение удельных объемов [17]

$$\frac{\omega}{\omega_0} = (1 - \varepsilon_0) \left(1 + \frac{P}{B}\right)^{-\frac{1}{n}} + \varepsilon_0 \left(\frac{R}{R_0}\right)^3. \quad (4)$$

Здесь $B = 3.045 \cdot 10^8$ Па, $n = 7.15$, $\omega = 1/p$, ρ — плотность смеси, R и R_0 — текущий и невозмущенный радиусы пузырьков соответственно, ε_0 — начальная объемная концентрация газа. Уравнение пульсаций газового пузырька, корректно описывающее динамику межфазной границы для возмущений давления до 1000 МПа, найдено в [18,19]

$$R\ddot{R} \left(1 + \frac{P_1}{\rho c_1^2} - \frac{\dot{R}}{c_1} + \frac{\dot{R}^2}{2c_1^2}\right) + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \left(1 - \frac{\dot{R}}{3c_1}\right) = P_1 \rho_0 \left(1 + \frac{\dot{R}}{c_1}\right) + \frac{R\dot{P}_1}{\rho c_1};$$

$$P_1 = \rho_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - P_0 - P; \quad c_1 = c_0 + \dot{R}, \quad (5)$$

где γ — показатель адиабаты газа, ρ_0 и c_0 — невозмущенные плотность и скорость звука в жидкости, P_0 — гидростатическое давление.

Заметим, что уравнения (4), (5) являются уравнением состояния газожидкостной смеси.

Наконец, внешняя гидродинамическая задача может быть представлена в переменных Лагранжа системой соотношений [20]

$$\frac{\partial r}{\partial t} = V; \quad \frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{r}{\rho_0 \xi} \frac{\partial P}{\partial \xi}; \quad \frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{r}{\rho_0 \xi} \frac{\partial V}{\partial \xi}, \quad (6)$$

где r — эйлерова координата, ξ — лагранжева координата, V — поле скоростей пузырьковой жидкости.

Интегрирование указанных уравнений с начальными условиями $J(0) = 0$, $V_k(0) = 300$ м/с, $r_k(0) = 0.15$ мм производится методом Эйлера с автоматическим варьированием шага интегрирования для обыкновенных дифференциальных уравнений и методом искусственной вязкости для внешней гидродинамической задачи с неотражающим граничным условием.

Характерные результаты численных расчетов давления в канале представлены на рис. 1, 2 для режима электровзрыва $E_0 = 60$ кВ, $L = 100$ мкГн, $C = 100$ мкФ, $l = 120$ мм и $E_0 = 20$ кВ, $L = 20$ мкГн, $C = 20$ мкФ, $l = 40$ мм соответственно. Для указанных параметров на рисунках штриховыми кривыми представлены электровзрывы в сплошной среде (воде без пузырьков), которые рассчитывались с помощью асимптотического перехода $\epsilon_0 \rightarrow 0$, сплошные кривые соответствуют начальному газосодержанию $\epsilon_0 = 0.1$ при различных значениях невозмущенных радиусов пузырьков.

Анализируя данные численного эксперимента, можно сделать следующие выводы. Основная особенность электровзрыва в жидкости с пузырьками газа состоит в том, что акустический импеданс среды меняется в широких пределах в процессе активной стадии. Для понимания процессов рассмотрим два предельных случая малого и большого по сравнению с водой акустического импеданса среды. При малом

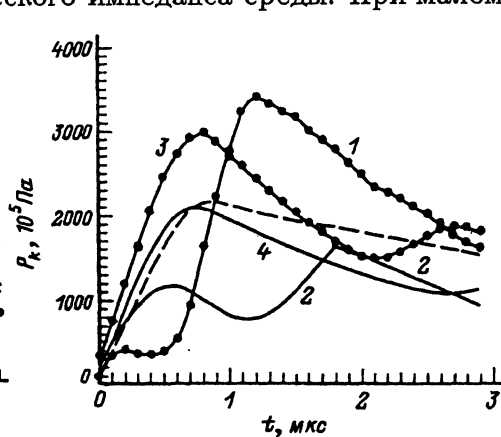
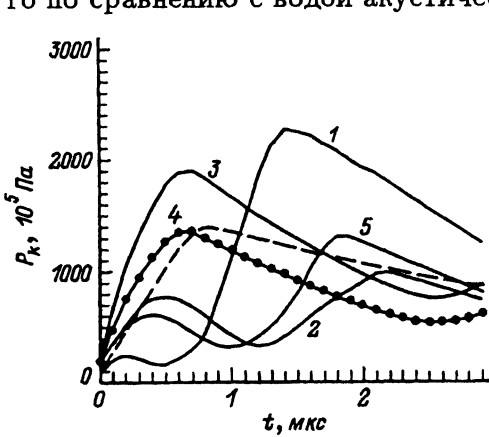


Рис. 1. Зависимость давления в канале от времени.

Рис. 2. Зависимость давления в канале от времени.

постоянным импедансе (случай равновесной среды) скорость расширения канала выше, чем в воде, а давление стабилизируется благодаря механизму отрицательной обратной связи [11,12]. В случае высокого импеданса скорость расширения канала падает, давление также стабилизируется, если же стабилизированное давление неспособно обеспечить расширение канала, то давление растет.

Импеданс среды, содержащей макроскопические пузырьки газа, зависит от фазы пульсации. В начальный момент, т.е. на начальном участке фазовой диаграммы, импеданс малый, далее он незначительно возрастает вплоть до достижения пузырьком минимального радиуса. В этот момент, когда сжатие пузырька сменяется расширением, импеданс чрезвычайно резко возрастает.

Рассмотрим теперь случай разряда в сплошной среде. Максимальное давление в канале разряда достигается при малых временах, когда сопротивление канала еще значительно превышает волновое сопротивление разрядного контура. Это значит, что характерным временем такого этапа следует считать не полупериод пульсации разрядного тока, а RC — произведение сопротивления канала на величину накопительной емкости. Однако поскольку сопротивление канала на этом этапе быстро падает, то для оценки характерного времени необходимо ввести некоторое “эффективное сопротивление”. Получить выражение для него в настоящий момент достаточно сложно, однако сейчас важен тот факт, что момент достижения максимума давления для широкого диапазона режимов разряда лежит в сравнительно узких пределах от 0.5 до 2 мкс. Для оценки можно принять, что максимум давления при разряде в чистой жидкости достигается приблизительно к моменту $t = 1$ мкс.

Для оценки характера влияния пузырьков важно, в какой фазе пульсации пузырьки находятся в этот момент. Для пузырьков малого размера 0.05–0.4 мм к моменту достижения максимального давления пузырек приближается к минимуму радиуса. Это значит, что в начальный период разряда импеданс среды мал, скорость расширения канала повышена, давление понижено (поскольку для стабилизации давления требуется некоторое время), сопротивление канала большое (скорость расширения хоть и велика, но время мало, а потому мал радиус канала), мощность малая. К моменту достижения максимума давления импеданс резко, практически мгновенно возрастает. Так же быстро возрастает давление, следовательно, падает электропроводность плазмы. Поскольку сечение канала в этот момент еще мало, то сопротивление его хоть и падает, но остается выше волнового, а следовательно, падение сопротивления приводит к резкому росту мощности. В свою очередь рост мощности приводит к дальнейшему быстрому росту давления — включается механизм положительной обратной связи, благодаря которому давление в канале становится значительно выше, чем при разряде в сплошной среде (рис. 1, 2, кривая 1 — $R_0 = 0.2$ мм). Таким образом, для указанных размеров пузырьков реализуется первый жесткий режим разряда, который можно также назвать динамическим жестким режимом, поскольку высокое давление обусловлено резким торможением схлопывания пузырьков.

Если размеры пузырьков лежат в пределах 0.5–2 мм, то в момент достижения максимума давления в канале пузырьки находятся в фазе схлопывания, радиус их составляет приблизительно $0.5 R_0$. Импеданс

среды малый, поэтому скорость расширения несколько повышена, давление в максимуме ниже, чем при разряде в сплошной жидкости, реализуется мягкий режим разряда. Если размеры пузырьков таковы, что к моменту максимума давления пузырек приближается к минимальному радиусу (но еще не достигает его), то в следующий момент происходит торможение схлопывания, импеданс среды возрастает, включается описанный механизм обратной связи и вслед за первым появляется второй максимум давления, т.е. происходит качественное изменение зависимости давления в канале от времени (рис. 1, 2, кривая 2 — $R_0 = 0.7$ мм).

Наконец, при больших пузырьках момент достижения максимума давления приходится на начало схлопывания пузырьков, когда скорость схлопывания мала. В этом случае пузырьки ведут себя подобно твердым включениям, импеданс среды на этой стадии повышен и практически постоянен, характер электровзрыва аналогичен описанному вначале: пониженная скорость расширения, повышенное давление плазмы. Такой режим можно назвать вторым жестким, или статическим жестким, режимом (рис. 1, 2, кривая 3 — $R_0 = 5$ мм).

Отметим, что при $R_0 = 2$ мм (рис. 1, 2, кривая 4) реализующийся режим электровзрыва является промежуточным между мягким и жестким статическим режимами электровзрыва, а при $R_0 = 0.5$ мм (рис. 1, кривая 5) — между жестким динамическим и мягким режимами электровзрыва.

Таким образом, по характеру влияния пузырьков на динамику канала можно выделить режимы: равновесный [11,12], с повышенной скоростью и давлением, мало отличающимся от давления в чистой жидкости, динамический жесткий с повышенной скоростью и повышенным давлением, мягкий с повышенной скоростью и пониженным давлением и статический жесткий с пониженной скоростью и повышенным давлением. Следует отметить, что статический жесткий режим требует весьма больших размеров пузырьков (или, что то же, малых времен достижения максимума давления), и поэтому, чтобы радиус пузырьков не превышал 10 мм, емкость разрядного контура должна быть малой.

Список литературы

- [1] Низматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Т. 1. 464 с. Т. 2. 359 с.
- [2] Накорядков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск, 1983. 237 с.
- [3] Бескаравайный Н.М., Ковалев В.Г., Ризина М.Б. // Тез. докл. I научной школы "Импульсные процессы в механике сплошных сред". Николаев, 1994. С. 17
- [4] Бескаравайный Н.М., Ковалев В.Г., Ризина М.Б. // Гидромеханика. В печати.
- [5] Шамко В.В. // Волны в сплошных средах. Киев: Наукова думка, 1978. С. 153-163.
- [6] Кучеренко В.В., Шамко В.В. // ПМТФ. 1981. № 3. С. 60-64.
- [7] Бескаравайный Н.М., Ковалев В.Г., Ризина М.Б. // Тез. докл. I Междунар. конф. "Численные методы в гидравлике и гидродинамике". Донецк, 1994. С. 100
- [8] Бескаравайный Н.М., Ковалев В.Г., Ризина М.Б. // ИФЖ. 1994. Т. 67. № 1-2. С. 54-58.
- [9] Бескаравайный Н.М., Ковалев В.Г. // Тез. докл. V научно-техн. конф. "Электрический разряд в жидкости и его применение в промышленности". Николаев, 1992. С. 25.
- [10] Ковалев В.Г. // Тез. докл. II Всероссийского семинара по динамике пространственных и неравновесных течений. Челябинск, 1993. С. 58-60.

- [11] Ковалев В.Г. // Тез. докл. I науч. школы "Импульсные процессы в механике сплошных сред". Николаев, 1994. С. 42-43.
- [12] Ковалев В.Г. // Тез. докл. I Междунар. конф. "Численные методы в гидравлике и гидродинамике". Донецк, 1994. С. 49.
- [13] Ковалев В.Г. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 18. С. 61-64.
- [14] Бескаравайный Н.М., Ковалев В.Г., Кривицкий Е.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 2. С. 197-200.
- [15] Наугольный К.А., Рой Н.А. // Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971. 155 с.
- [16] Кривицкий Е.В., Шамко В.В. // Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев: Наукова думка, 1979. 208 с.
- [17] Бескаравайный Н.М., Дытга В.В., Ковалев В.Г., Тульский В.В. Прикладная гидродинамика электровзрыва. Киев: Наукова думка, 1992. 200 с.
- [18] Ковалев В.Г. // Тез. докл. I науч. школы "Импульсные процессы в механике сплошных сред". Николаев, 1994. С. 7-8.
- [19] Ковалев В.Г. // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 4. С. 606-608.
- [20] Иванов В.В., Шеец И.С., Иванов А.В. Подводные искровые разряды. Киев: Наукова думка, 1982. 192 с.
-