

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ЖИДКОСТИ ПРИ ДВУХИМПУЛЬСНОМ ВВОДЕ ЭНЕРГИИ

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский, 43-а, г. Николаев, 54018, Украина*

Введение

Анализ результатов численного эксперимента по исследованию гидродинамических параметров высоковольтного электрического разряда (ЭР) в жидкости при многоимпульсном вводе энергии [1] показал, что можно реализовать востребуемую практикой [2] пульсирующую форму скорости расширения канала $\dot{a}(t)$, давления в канале $P_a(t)$ и в фиксированной точке жидкости $P(t)$. Для этого необходимо при второй пульсации электрической мощности $N(t)$ в период времени, равный длительности первой ее пульсации, ввести такое же или большее количество энергии W_2 , что и в первый полупериод. При увеличении продолжительности второго импульса энергии $\Delta\tau_2$ для получения пульсирующей формы указанных гидродинамических функций требуется ввод большего количества электрической энергии, причем в этом случае второй пик давления смещается вправо по времени. Таким образом, в работе [1] подтверждена возможность формирования пульсирующих эпюр давление–время в разрядном канале и жидкости при параметрическом двухимпульсном вводе энергии в плазменный канал ЭР и реализации способа управления интенсивностью и скважностью пульсаций давления путем повторного дозированного ввода электрической энергии в разрядный канал, установленного ранее экспериментально [2] и предсказанного теоретически [2–6].

Вместе с тем следует отметить, что интенсивность и периодичность пульсаций давления определяются как соотношением величин вводимых энергий и длительностей циклов ввода, так и соотношением крутизны нарастания вторых импульсов мощности N'_{2+} . Действительно, сравнение результатов расчета для режимов 3а и 2 из [1] с весьма близкими значениями N'_{2+} ($0,72 \cdot 10^{14}$ Вт/с для режима 2 и $0,84 \cdot 10^{14}$ Вт/с – для 3а) и различными W_2 и $\Delta\tau_2$ ($\Delta\tau_2^{(3a)} = 5\Delta\tau_2^{(2)}$, $W_2^{(3a)} = 3,2W_2^{(2)}$, верхний индекс, соответствующий номеру моделируемого режима [1]) показывает, что повторные пульсации функций $\dot{a}(t)$, $P_a(t)$ и $P(t)$ менее выражены для режима 3а, вероятнее всего, из-за малой величины энергии $W_2^{(3a)}$ (время $\Delta\tau_2$ увеличено в 5 раз, а энергия – только в 3,2 раза). Так, уже у режима 3б [1] при тех же величинах $\Delta\tau_2$ и N'_{2+} , что и у режима 3а, но при большей энергии $W_2^{(3б)} = 17,6W_2$ повторные пульсации гидродинамических величин более четко выражены и имеют значительно большую амплитуду (например, максимальное давление в канале разряда $P_{a\max 2}^{(3б)} = 1,9P_{a\max 2}^{(2)}$), чем у режимов 2 и 3а. В то же время для режимов 3б и 2а при $N'_{2+}^{(3б)} = 0,54N'_{2+}^{(2a)}$ и $W_2^{(3б)} = 8,2W_2^{(2a)}$ превышение давления составляет $P_{a\max 2}^{(3б)} = 1,22P_{a\max 2}^{(2a)}$, а для 3б и 2б с $N'_{2+}^{(3б)} = 0,36N'_{2+}^{(2б)}$ и $W_2^{(3б)} = 5,5W_2^{(2б)}$ – $P_{a\max 2}^{(3б)} = 0,95P_{a\max 2}^{(2б)}$. То есть для режимов с заметно различающимися значениями N'_{2+} нет четкой корреляции между реакцией амплитуд повторных пульсаций гидродинамических величин и соответствующим изменением параметров W_2 и $\Delta\tau_2$.

Поэтому при установлении параметров управления генерируемыми ЭР в жидкости нестационарными гидродинамическими процессами путем целенаправленного изменения только величины энергии и времени ее выделения (что практически наиболее удобно) следует сопоставлять режимы разряда с равновеликими параметрами скорости нарастания мощности. Освещению этого аспекта проблемы и посвящена работа.

Постановка задачи и результаты численного эксперимента

Для реализации поставленной цели привлечем результаты работы [1], дополнив их соответствующими расчетами для трех пар модельных режимов разряда. Сохранив общую энергоемкость (3810 Дж и 7680 Дж) и крутизну нарастания мощности ($0,26 \cdot 10^{14}$ Вт/с для фиксированного первого импульса, $0,45 \cdot 10^{14}$ Вт/с и $2,32 \cdot 10^{14}$ Вт/с – для вторых) рассмотренных в [1] вариантов 2 и 2б соответственно, но, увеличив в 5 раз длительность второго импульса мощности, сформируем первую пару модельных режимов разряда:

$$N(\bar{t}) = N_0 \begin{cases} 0 & \text{при: } \bar{t} < 0; \\ 0,281\bar{t} & 0 \leq \bar{t} \leq 0,52; \\ 0,241(1,125 - \bar{t}) & 0,52 < \bar{t} \leq 1,125; \\ 0,289(\bar{t} - 1,125) & 1,125 \leq \bar{t} \leq 1,222; \\ 0,00572(6,125 - \bar{t}) & 1,222 < \bar{t} \leq 6,125; \\ 0 & 6,125 < \bar{t}, \end{cases} \quad (1)$$

$$N(\bar{t}) = N_0 \begin{cases} 0 & \text{при: } \bar{t} < 0; \\ 0,281\bar{t} & 0 \leq \bar{t} \leq 0,52; \\ 0,241(1,125 - \bar{t}) & 0,52 < \bar{t} \leq 1,125; \\ 0,928(\bar{t} - 1,125) & 1,125 \leq \bar{t} \leq 1,222; \\ 0,0184(6,125 - \bar{t}) & 1,222 < \bar{t} \leq 6,125; \\ 0 & 6,125 < \bar{t}, \end{cases} \quad (2)$$

на базе которых с привлечением расчетных данных режимов 2 и 2б [1] исследуем характер изменения гидродинамических параметров ЭР при увеличении только времени $\Delta\tau_2$. Здесь, как и в [1], $N_0 = 2,5$ ГВт – характерная мощность разряда, $\bar{t} = t/\tau_0$ – безразмерное время, $\tau_0 = 10^{-5}$ с – характерное время разряда. Заметим, что первые импульсы мощности в модельных вариантах (1), (2) остались неизменными ввиду того, что анализ влияния вариации их энергетических и временных параметров на гидродинамику процесса был детально рассмотрен в работах [7, 8].

Следующую пару режимов построим, увеличив, как и в предыдущих вариантах, $\Delta\tau_2$ до 50 мкс с одновременным повышением в такое же число раз величины дополнительно вводимой энергии W_2 режимов 2 и 2б соответственно:

$$N(\bar{t}) = N_0 \begin{cases} 0 & \text{при: } \bar{t} < 0; \\ 0,281\bar{t} & 0 \leq \bar{t} \leq 0,52; \\ 0,241(1,125 - \bar{t}) & 0,52 < \bar{t} \leq 1,125; \\ 0,289(\bar{t} - 1,125) & 1,125 \leq \bar{t} \leq 1,610; \\ 0,031(6,125 - \bar{t}) & 1,610 < \bar{t} \leq 6,125; \\ 0 & 6,125 < \bar{t}, \end{cases} \quad (3)$$

$$N(\bar{t}) = N_0 \begin{cases} 0 & \text{при: } \bar{t} < 0; \\ 0,281\bar{t} & 0 \leq \bar{t} \leq 0,52; \\ 0,241(1,125 - \bar{t}) & 0,52 < \bar{t} \leq 1,125; \\ 0,928(\bar{t} - 1,125) & 1,125 \leq \bar{t} \leq 1,610; \\ 0,0997(6,125 - \bar{t}) & 1,610 < \bar{t} \leq 6,125; \\ 0 & 6,125 < \bar{t}. \end{cases} \quad (4)$$

Варианты (3) и (4) имеют также одинаковые с режимами 2 и 2б из [1] величины средней и максимальной мощности.

На тех же условиях формируем режимы с длительностью $\Delta t_2 = 80$ мкс:

$$N(\bar{t}) = N_0 \begin{cases} 0 & \text{при: } \bar{t} < 0; \\ 0,281\bar{t} & 0 \leq \bar{t} \leq 0,52; \\ 0,241(1,125 - \bar{t}) & 0,52 < \bar{t} \leq 1,125; \\ 0,289(\bar{t} - 1,125) & 1,125 \leq \bar{t} \leq 1,610; \\ 0,0186(9,125 - \bar{t}) & 1,610 < \bar{t} \leq 9,125; \\ 0 & 9,125 < \bar{t}, \end{cases} \quad (5)$$

$$N(\bar{t}) = N_0 \begin{cases} 0 & \text{при: } \bar{t} < 0; \\ 0,281\bar{t} & 0 \leq \bar{t} \leq 0,52; \\ 0,241(1,125 - \bar{t}) & 0,52 < \bar{t} \leq 1,125; \\ 0,928(\bar{t} - 1,125) & 1,125 \leq \bar{t} \leq 1,610; \\ 0,0599(9,125 - \bar{t}) & 1,610 < \bar{t} \leq 9,125; \\ 0 & 9,125 < \bar{t} \end{cases} \quad (6)$$

и проверим на них сохраняемость определенного по результатам численного решения задачи для вариантов 2 и 2б из [1] и (1)–(4) принципа изменения формы и амплитудных значений исследуемых гидродинамических функций.

Плазменный канал ЭР моделируем расширяющимся цилиндром конечных размеров. Двумерную гидродинамическую задачу о расширении полости в жидкости, математическая постановка которой приведена в работе [1], решаем методом Годунова. Модельные режимы (1)–(6), графическое представление энергетики которых приведено на рис. 1, доопределяют граничное условие на контактом разрыве плазма–жидкость, записанное в виде уравнения баланса энергии в разрядном канале [1]. Значения начальных параметров окружающей канал жидкости и разрядного канала такие же, как в [1].

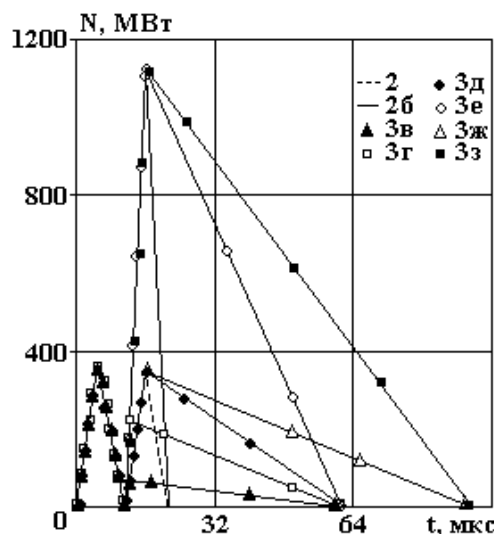


Рис. 1. Зависимости мощности от времени и режима ввода энергии (варианты 3в, 3г, 3д, 3е, 3ж и 3з на рис. 1–3 соответствуют модельным режимам разряда (1)–(6) соответственно)

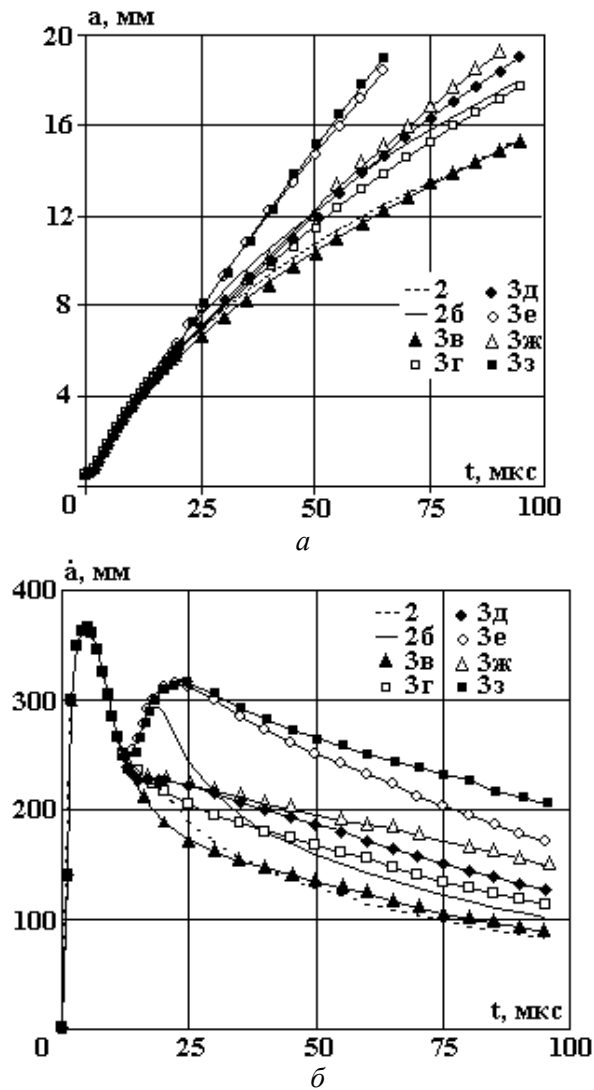


Рис. 2. Временные зависимости радиуса (а) и скорости расширения (б) канала разряда

Определенные гидродинамические характеристики разрядного канала (радиус $a(t)$ и скорость расширения $\dot{a}(t)$ в срединном сечении канала, давление $P_a(t)$ и жидкости (давление $P(t)$ в точке, расположенной в экваториальной плоскости сечения канала и удаленной от оси канала на расстояние, равное двум длинам канала в начальный момент времени) представлены на рис. 2 и 3 соответственно. Легко видеть, что радиус канала разряда «отреагировал» на увеличение в пять раз продолжительности повторного ввода одного и того же количества (1752 Дж) энергии лишь незначительным уменьшением своих значений с момента начала спада мощности более продолжительного второго импульса (рис. 2,а, варианты 2 и 3в). Причем степень уменьшения возрастает по мере снижения N'_{2+} (результаты по варианту 3 [1]). В окрестности 90 мкс (30 мкс спустя после окончания выделения энергии варианта 3в) значения радиусов в сравниваемых вариантах сближаются. В случае более низких значений N'_{2+} длительного режима такое сближение наступает позже (варианты 2 и 3 в работе [1]). Увеличение энергии длительного режима в пять раз (вариант 3д, рис. 2,а) существенно (порядка 20% к концу выделения энергии вариантов 3в и 3д) повышает радиус канала по сравнению с предыдущими двумя вариантами. Переход к еще более длительному времени выделения (80 мкс) дополнительной энергии с соответствующим повышением ее уровня (вариант 3ж, рис. 2,а) приводит к увеличению значений радиуса относительно вариантов 2, 3в и 3д на 32 и 22% соответственно. При повышении крутизны нарастания мощности второго импульса от $0,72 \cdot 10^{14}$ до $2,32 \cdot 10^{14}$ Вт/с (варианты 2б, 3г, 3е и 3з) описанная тенденция поведения радиуса канала разряда сохраняется, но несколько увеличивается степень расхождения между кривыми (до 35% к окончанию выделения энергии режимов 3г и 3е) с ростом величины вводимой во втором импульсе энергии. Так, по мере возрастания энергии W_2 при $N'_{2+} = 0,72 \cdot 10^{14}$ Вт/с (варианты 3а [1] и 3д) зависимости $a(t)$ ложатся выше варианта

2 и уже на 60 мкс (время окончания выделения энергии режимов 3а и 3д) отклонение значений радиуса от варианта 2 составляет 10 и 18% соответственно, при повышении N'_{2+} до $2,32 \cdot 10^{14}$ Вт/с (варианты 3е и 3д) величина отклонения возрастает до 28%.

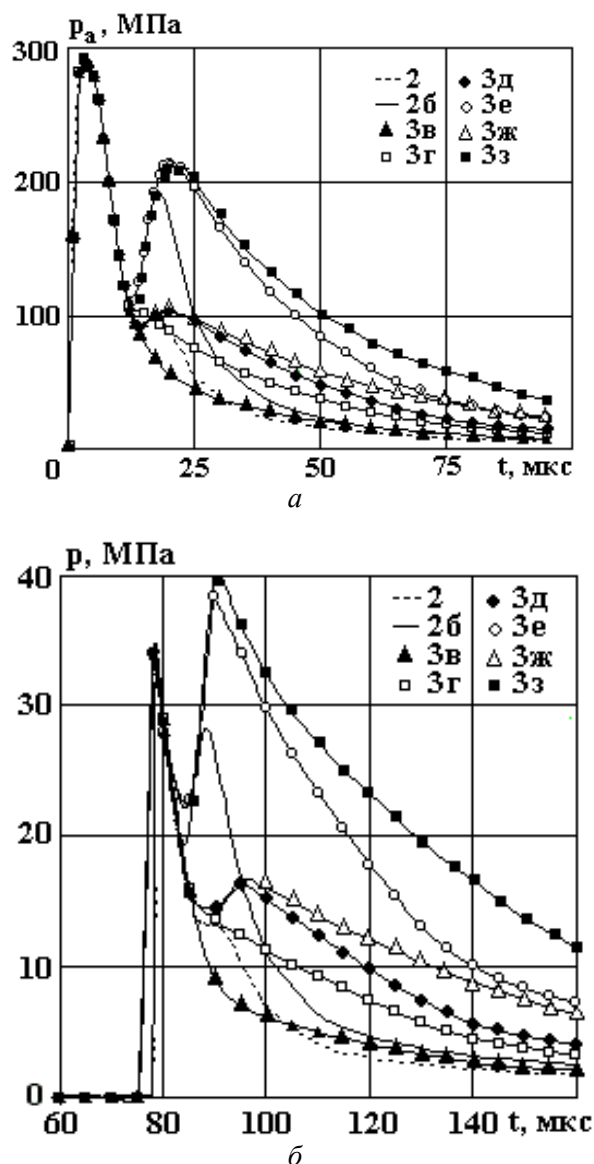


Рис. 3. Эпюры давления в канале (а) и в жидкости (б)

Скорость расширения канала разряда при низких значениях крутизны мощности ($N'_{2+} = 0,72 \cdot 10^{14}$ Вт/с) при переходе на большие времена выделения одного и того же количества дополнительной энергии уже не проявляет тенденции к пульсирующему профилю (рис. 2,б, варианты 2 и 3в). Пропорциональное возрастающей длительности Δt_2 рост величины энергии W_2 (варианты 3д и 3ж) приводит уже, как и в кратковременном ЭР (режим 2), к появлению тенденции формирования второй пульсации скорости с тем же уровнем амплитуды. Однако релаксирующие ветви этих скоростей лежат примерно на 40–80% выше, чем у менее энергоемких режимов 2 и 3в. Отмеченная тенденция сохраняется и для более высоких $N'_{2+} = 2,32 \cdot 10^{14}$ Вт/с (варианты 2б, 3г, 3е и 3з). Причем с ростом Δt_2 и соответствующим ему пропорциональным увеличением W_2 (варианты 3е и 3з) пиковые величины повторных пульсаций скорости даже превышают соответствующие значения для кратковременных ЭР (вариант 2б) почти на 10%, тогда как уровень скоростей на спадающих ветвях $\dot{a}(t)$ у длительных режимов разряда в 1,4–2,0 раза выше, чем у кратковременных. Следует отметить, что увеличение энергии второй пульсации мощности

в 5,5 раза (режим 3б [1]) при меньшей, чем у варианта 2б, величине N'_{2+} позволило лишь уравнять амплитуды повторных пульсаций скоростей (рис. 3 [1]). Характерно, что для обоих значений N'_{2+} величина скорости при более длительном повторном выделении одной и той же энергии после 40-й мкс становится выше, чем при кратковременном. С этим обстоятельством связано отмеченное выше выравнивание значений радиуса канала к окончанию выделения энергии для сравниваемых вариантов 2, 3в и 3г.

Временные функции давления в канале (рис. 3,а) и в жидкости (рис. 3,б) качественно сходны с зависимостями $\dot{a}(t)$, но имеют более выраженный пульсационный характер. Их анализ показывает, что за счет сохранения величины крутизны нарастания второго импульса мощности при более длительном вводе дополнительной энергии, увеличенной пропорционально $\Delta\tau_2$, удается получить такую же, как и в кратковременных режимах, крутизну нарастания давления в канале и даже повысить амплитуду повторных пульсаций давления. Величины превышения для амплитуды давления в канале составляют около 5% для $N'_{2+} = 0,72 \cdot 10^{14}$ Вт/с и около 15% – для $N'_{2+} = 2,32 \cdot 10^{14}$ Вт/с. Соответствующие показатели для давлений в жидкости равны примерно 25 и 40%. Причем превышение значения давления в канале и в жидкости на спадающих ветвях длительных разрядов достигает 4,5 раза для низких значений N'_{2+} и 5,5 раза – для высоких.

Сопоставляя ход кривых $P_a(t)$, $P(t)$ и $N(t)$ для вариантов 2, 3д, 3ж и 2б, 3е, 3з (рис. 1, 3), легко видеть, что периоды колебания давления в канале не равны периодам колебания мощности. Они больше периодов колебания мощности примерно на 30–60% и зависят как от крутизны мощности, так и от величины вводимой во втором импульсе энергии (увеличиваются с ее ростом). Ранее в работе [5] утверждалось об их равенстве. Периоды колебания временной зависимости давления в жидкости несколько меньше периодов колебания давления в канале, что находится в соответствии с известным эффектом Доплера, а также отмечено в работе [6] и отрицалось в работе [5]. Анализ и сопоставление амплитуд пульсаций давления для отмеченных вариантов дают дополнительное (при более широкой и последовательной вариации параметров N'_{2+} , W_2 и $\Delta\tau_2$) подтверждение вывода [1] о том, что для последовательности убывающих по амплитуде пульсаций давления в канале (в зависимости от их интенсивности и формы) функция давления в фиксированной точке жидкости может быть реализована в виде последовательности возрастающих либо убывающих пульсаций. Ранее, на основе решений задачи для волнового уравнения [5, 6], был сделан вывод о взаимоднозначном соответствии между формами и амплитудами пульсаций давления в канале и жидкости [5] и указано на возможную разновидность реализуемых ситуаций в зависимости от кинематических характеристик процесса [6]. В работе, являющейся продолжением исследований [1], эти результаты получены для более общей постановки гидродинамической задачи с учетом энергетических особенностей процесса.

Заключение

На основе численного решения двумерной задачи гидродинамики электрического разряда в жидкости получены условия реализации пульсирующих гидродинамических характеристик разряда при двухимпульсном вводе электрической энергии. В терминах энергетических параметров разряда проанализированы пути управления амплитудой и формой пульсаций гидродинамических характеристик разрядного канала и окружающей его жидкости. Показано, что периоды колебания давления больше периодов колебания электрической мощности и зависят как от крутизны нарастания мощности, так и от величины вводимой во втором импульсе мощности энергии. Подтверждено проявление эффекта Доплера, заключающегося в уменьшении периода колебания давления в фиксированной точке жидкости по сравнению с периодом колебания давления в разрядном канале.

Полученные решения задачи гидродинамики электрического разряда дают дополнительные данные к уже имеющимся [1–6] для разработки способов управления генерируемым электрическим разрядом в жидкости нестационарными гидродинамическими процессами путем целенаправленного изменения только величины энергии и времени ее ввода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барбашова Г.А., Вовченко А.И., Каменская Л.А., Шамко В.В. Управление гидродинамическими процессами при электровзрывном программируемом многоимпульсном вводе энергии // Акустичний вісник. 2004. Т. 7. № 4.
2. Вовченко О.І. Високовольтні електророзрядні системи з керованим перетворенням енергії: Автореф. дисертації доктора техн. наук / НАН України, Ін-т електродинаміки. К., 2002.
3. Кривицкий Е.В., Кустовский В.Д., Сливинский А.П. Исследование влияния начальных условий на динамику развития канала подводной искры. Влияние внешнего источника накачки энергии // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 8. С. 1713–1716.
4. Хайнацкий С.А., Шамко В.В. Влияние режима подкачки энергии от внешнего источника на газодинамику подводного электровзрыва // Электрический разряд в конденсированных средах. Киев, 1989. С. 28–42.
5. Крутиков В.С., Лопатнев А.Г. Особенности гидродинамических характеристик импульсных процессов в сжимаемой среде при многократном (пульсирующем) законе ввода энергии // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 14. С. 34–41.
6. Вовченко А.И., Ковалев В.Г., Поздеев В.А. Гидродинамические характеристики разряда в жидкости при вводе энергии в канал в виде повторяющихся импульсов // Акустичний вісник. 2002. Т. 5. № 3. С. 12–18.
7. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.
8. Шамко В.В., Вовченко А.И., Каменская Л.А., Барбашова Г.А. Управление гидродинамическими процессами при моноимпульсном электровзрывном преобразовании энергии // Электронная обработка материалов. 2005. № 1. С. 61–67.

Поступила 27.12.05

Summary

The two-dimensional problem of the electric discharge hydrodynamics in liquid at the double-pulse law of energy lead-in in a discharge channel was solved by means of a finite-difference Godunov's method. The hydrodynamic features of the process lying in the formation of a pressure pulse string in the channel and liquid surrounding it at the expense of change of the energy value, its lead-in time and rate of power of the second pulse rise were investigated. The numerical results received open up new possibilities of hydrodynamic properties of the electric discharge in liquid control.
