

ВЫБОР ФОРМЫ ЗАДАНИЯ МОЩНОСТИ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ КИНЕМАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДНОГО КАНАЛА

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский, 43-а, 54018, г. Николаев-18, Украина*

Традиционно при создании разрядно-импульсных технологий (РИТ) разрабатываются импульсные электроразрядные источники энергии (ИЭРИЭ) и при помощи натурального или численного эксперимента определяются режимы, обеспечивающие наиболее благоприятные технологические характеристики [1]. В результате разработка устройства и подбор режимов его работы ведутся изолированно друг от друга и невозможно заранее предсказать, как принимаемые проектные решения скажутся на возможности оптимизации процесса за счет подбора режимов обработки.

Предлагается использование иного подхода к решению этих вопросов, а именно: создание импульсного источника энергии, обеспечивающего заданные характеристики силовых воздействий на объект обработки, без ориентации на конкретную РИТ. То есть по заданной эпюре давление – время в рабочей среде или в плазменном разрядном канале (для технологий, где плазма является основным рабочим инструментом) посредством решения цепочки обратных задач осуществить синтез ИЭРИЭ.

Одна из задач – обратная гидродинамическая задача восстановления кинематических и термодинамических характеристик канала электрического разряда по заданной зависимости давления от времени в точке окружающей канал жидкости. В результате ее решения должны быть получены зависимости от времени давления в канале разряда, кинематические и геометрические характеристики канала, которые будут использоваться при решении обратной электродинамической задачи [2].

В [3, 4] и ряде других работ В.С.Крутиковым решена обратная гидродинамическая задача для случаев сферической и цилиндрической симметрии течения жидкости при электрическом разряде в воде с малыми (не более 200 м/с) скоростями расширения канала. Кроме того, этот метод пригоден в тех случаях, когда объект обработки находится вблизи (порядка длины межэлектродного промежутка) канала разряда. Однако во многих РИТ используются более мощные разряды, и обрабатываемый объект может находиться на более значительном расстоянии. В этом случае для решения обратной гидродинамической задачи предполагается применение метода подбора [5]. То есть путем решения прямой гидродинамической задачи о расширении заполненной плазмой полости в безграничной сжимаемой жидкости при различных начальных значениях характеристик канала разряда будем определять те начальные значения, при которых уклонение полученной при вычислении временной зависимости давления в точке окружающей канал разряда жидкости от заданной кривой меньше задаваемой малой величины. Это уклонение оценивается в метрике пространства непрерывных функций $C_{[0,T]}$, T – временной промежуток заданной зависимости.

Канал разряда в начальный момент времени моделируем прямым круговым цилиндром конечной длины, равной межэлектродному расстоянию. Начальные значения радиуса канала и давления определяем по методике [6]. При этом исходные параметры электрической цепи варьируем в диапазоне их значений, используемых в различных РИТ. С учетом этих вариаций необходимо также установить диапазон изменения параметров, определяющих закон ввода электрической энергии в канал разряда, и его геометрическое представление. Решению этого вопроса посвящена настоящая работа.

Математическая постановка прямой задачи о расширении заполненной плазмой цилиндрической полости конечной длины в неограниченном пространстве формулируется следующим образом.

В области, ограниченной контактными разрывом плазма–вода и ударной волной, требуется

найти решение системы двумерных нелинейных уравнений газовой динамики, представляющих собой законы сохранения массы, импульса и энергии [7]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial (r \cdot \rho)}{\partial t} + \frac{\partial (r \cdot \rho \cdot v_z)}{\partial z} + \frac{\partial (r \cdot \rho \cdot v_r)}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial (r \cdot \rho \cdot v_r)}{\partial t} + \frac{\partial (r \cdot \rho \cdot v_z \cdot v_r)}{\partial z} + \frac{\partial [r \cdot (\rho \cdot v_r^2 + p)]}{\partial r} = p, \\ \frac{\partial (r \cdot \rho \cdot v_z)}{\partial t} + \frac{\partial [r \cdot (\rho \cdot v_z^2 + p)]}{\partial z} + \frac{\partial (r \cdot \rho \cdot v_z \cdot v_r)}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial (r \cdot e)}{\partial t} + \frac{\partial [r \cdot (e + p) \cdot v_z]}{\partial z} + \frac{\partial [r \cdot (e + p) \cdot v_r]}{\partial r} = 0, \end{array} \right. \quad (1)$$

где t – время; r, z – цилиндрические координаты; v_r, v_z – радиальная и осевая компоненты вектора скорости жидкости; p – давление; ρ – плотность;

$$e = \rho \left[\varepsilon + (v_r^2 + v_z^2) / 2 \right]; \quad (2)$$

ε – удельная внутренняя энергия [7]:

$$\varepsilon = \left[p - c_0^2 (\rho - \rho_0) \right] / \left[\rho (\kappa - 1) \right]; \quad (3)$$

ρ_0, c_0 – плотность и скорость звука в покоящейся жидкости; $\hat{e} = 7,15$.

Граничные условия.

На внутренней границе расчетной области – контактном разрыве плазма–вода – требуем выполнения условия баланса энергии [8]:

$$\frac{1}{(\gamma - 1)} \cdot \frac{d(p_k V_k)}{dt} + p_k \cdot \frac{dV_k}{dt} = N(t), \quad (4)$$

а на внешней границе – ударной волне – условий динамической совместности [7]:

$$\begin{aligned} [\rho] D - [\rho v_n] &= 0, \\ [\rho v_n] D - [\rho v_n^2 + p] &= 0, \\ \left[\rho \left(\varepsilon + v_n^2 / 2 \right) \right] D - \left[\rho v_n \left(\varepsilon + v_n^2 / 2 \right) + p v_n \right] &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где p_k, V_k – давление в канале разряда и его объем; $\gamma = 1,26$; v_n – нормальная составляющая вектора скорости жидкости; D – скорость ударной волны; $[f] = f_1 - f_2$; f_1, f_2 – значения функции слева и справа от ударной волны.

Начальные значения гидродинамических параметров окружающей канал жидкости равны их значениям в невозмущенной среде.

Задача (1)–(5) решается конечно-разностным методом Годунова [7]. Расчетная сетка содержит линии двух семейств. Первое семейство линий представляет собой неподвижную совокупность лу-

чей, задаваемых координатой выхода луча $(0, z_j)$ и углом α_j между лучом и положительным направлением оси Oz , второе семейство – двигающиеся вдоль этих лучей линии, первая из которых – контактный разрыв, последняя – ударная волна. Положение границ определяется в процессе счета с учетом условий (4) и (5). Внутренние узлы сетки располагаются вдоль лучей равномерно.

При решении обратной гидродинамической задачи закон ввода мощности в канал разряда в уравнении баланса энергии (4) неизвестен и подлежит определению. Поэтому необходимо выбрать форму зависимости, которая была бы проста в записи, а результаты решения задачи (1)–(5) при таком задании закона ввода мощности несущественно отличались бы от требуемых эпюр давления в канале разряда или рабочей среде. Рассмотрим лишь первый полупериод электрического разряда, поскольку во многих РИТ он является определяющим.

Ранее авторы [8] предложили задавать кривую мощности при численных расчетах в виде смещенного в начало координат треугольника, воспроизводящего, по их мнению, наилучшим образом скорость нарастания и спада мощности. А в работе [9] показана нецелесообразность использования синусоидальной аппроксимации мощности и аппроксимации треугольником с вершинами в максимуме мощности и ее узлах при численном решении задач гидродинамики подводного искрового разряда.

Проведенный авторами работы анализ кривых мощности, полученных по многочисленным экспериментальным данным (по осциллограммам тока и напряжения) [10], позволил предложить моделирование кривой ломаной линией, состоящей из четырех отрезков.

На рис. 1 показан полученный по экспериментальным данным [11] закон ввода мощности в канал разряда (кривая 1), а также аппроксимирующие эту кривую треугольник, смещенный в начало координат (кривая 2), и ломаная линия (кривая 3). Боковые стороны треугольника получены при пересечении двух прямых между собой и с осью абсцисс. Прямые линии проведены через точки кривой 1 так, чтобы линии как можно меньше отклонялись от кривой. Второй и третий отрезки ломаной совпадают с боковыми сторонами треугольника, первый соединяет начало координат с точкой на возрастающем участке кривой мощности, а четвертый – точку на спадающем участке кривой 1 с координатой времени окончания ввода энергии. Вычисленные значения давления в канале разряда приведены на рис. 2 (номера кривых соответствуют номерам кривых на рис. 1).

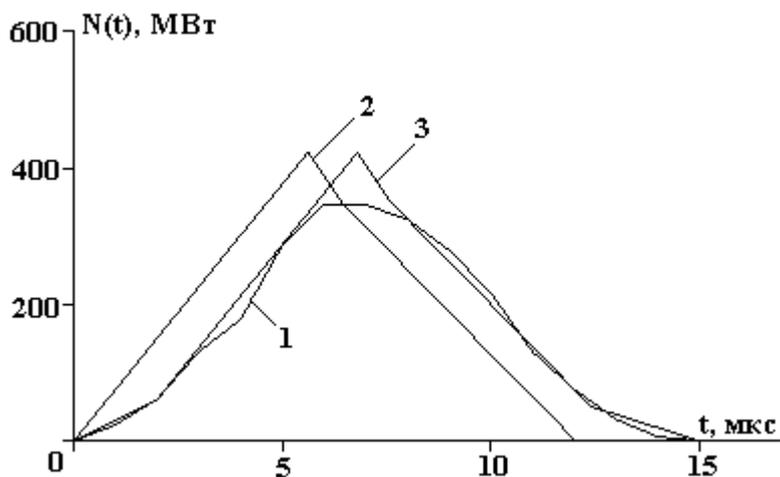


Рис. 1. Закон ввода электрической мощности в канал разряда

Легко видеть, что более крутой фронт нарастания начального участка мощности во втором варианте (см. рис. 1, кривая 2) приводит к уменьшению времени достижения максимума давления в канале разряда и изменению формы кривой (см. рис. 2, кривые 1 и 2), что неприемлемо при решении обратной электродинамической задачи [2]. В случае аппроксимации кривой мощности ломаной линией (см. рис. 1, кривая 3) форма и величина давления в канале разряда отличаются от варианта 1 незначительно (см. рис. 2). При удалении от канала разряда разница между значениями давления уменьшается. Но во всей рассматриваемой области жидкости значение давления, полученное при задании кривой мощности ломаной линией, ближе к давлению, полученному при экспериментально определенной мощности, чем при задании кривой мощности треугольником. Аналогично ведут себя и другие характеристики канала разряда и окружающей его жидкости.

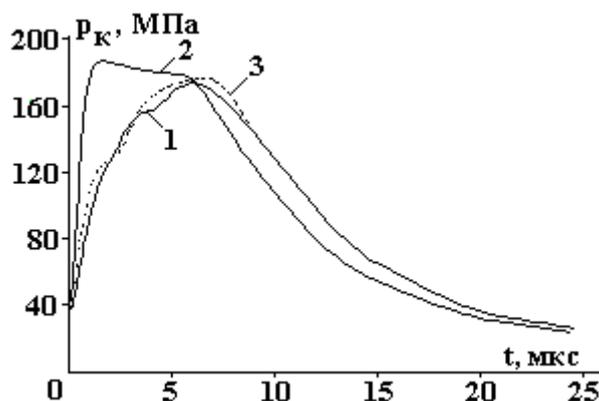


Рис. 2. Давление в канале разряда

Таким образом, при решении обратной задачи гидродинамики подводного искрового разряда моделирование кривой мощности ломаной линией, состоящей из четырех отрезков, является целесообразным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гулый Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий. Киев, Наук. думка, 1990.
2. Вовченко А.И., Шамко В.В., Шишов А.М. Математическое моделирование и оптимизация электрогидроимпульсных технологических процессов // Техн. электродинамика. 2005. № 3. С. 68–73.
3. Крутиков В.С. Одномерные задачи механики сплошной среды с подвижными границами. Киев, Наук. думка, 1985.
4. Крутиков В.С. Функции управления волновыми процессами в областях с подвижными границами (расширение цилиндра конечной длины) // Письма в журнал техн. физики. 2005. Т. 31. Вып. 12. С. 88–94.
5. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М., Наука, 1986.
6. Вовченко А.И. Начальные условия для задачи о численном исследовании динамики подводного искрового разряда // Праці ІЕД НАНУ. Електродинаміка: зб. наук.пр.: К: ІЕД НАН України. 2001. С. 117–120.
7. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под. ред. С.К. Годунова. М., Наука, 1976.
8. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М., Наука, 1971.
9. Иванов А.В., Шамко В.В. Влияние аппроксимации закона ввода энергии на гидродинамическое поле течения мощного подводного искрового разряда // Новое в разрядно-импульсной технологии. Киев, Наук.думка, 1979. С. 65–72.
10. Шамко В.В. Интегральные характеристики подводного искрового разряда // Журнал техн. физики. 1978. Т. 48. № 5. С. 967–971.
11. Кривицкий Е.В., Шамко В.В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев, Наук. думка, 1979.

Поступила 09.11.05

Summary

The ways of selection of curve shape modeling the law of electric power input in a discharge filament for the numerical solution of inverse hydrodynamic problem of the underwater spark discharge were investigated. It was demonstrated that in case of its presentation as a broken line composed of four sections, the calculated hydrodynamic characteristics of the discharge filament and workspace unessentially differ from the values, received at the calculations with experimental power curve.