
ИЗ ОПЫТА РАБОТЫ

В.Н. Цуркин, А.В. Синчук, А.В. Иванов

РАСЧЕТНАЯ МЕТОДИКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ РАЗРЯДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В РАСПЛАВЕ ПРИ ЭЛЕКТРОГИДРОИМПУЛЬСНОЙ ОБРАБОТКЕ

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

Для внепечной обработки расплава физическими полями используют специальные электро-технические комплексы. Эффективность их работы зависит от электрических параметров оборудования и влияет на рациональное формирование физического поля в жидком металле для обеспечения максимально возможной успешной обработки.

Одним из таких методов является электрогидроимпульсная обработка (ЭГИО) расплавов черных и цветных металлов, при которой достигаются благоприятные изменения структуры и свойств жидкого металла, положительно влияющие на структуру и свойства отливок [1]. На рис. 1 показана блок-схема, иллюстрирующая процесс ЭГИО. С помощью генератора импульсных токов с емкостным накопителем энергии в специальном устройстве – электроразрядном генераторе упругих колебаний (ЭРГУК) [2], в межэлектродном промежутке в импульсном режиме формируется плазменное образование с давлением в несколько тысяч атмосфер. При этом в волноводе ЭРГУК возникает продольная волна давления, которая деформирует торец волновода, погруженный в жидкий металл, тем самым генерируя в расплаве акустические волны. Характерные времена этого процесса можно оценить в несколько десятков микросекунд.

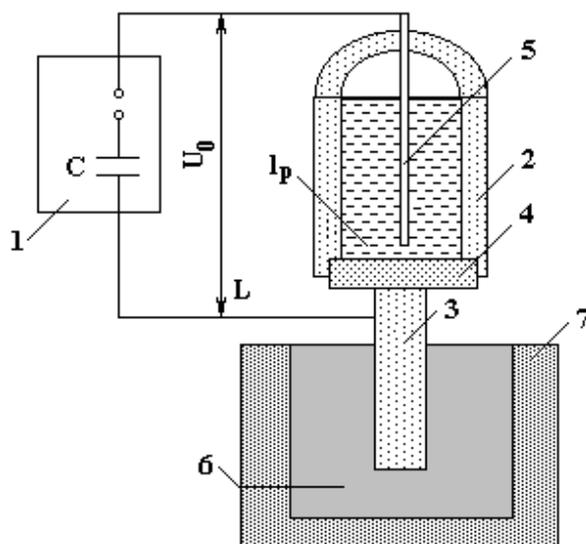


Рис. 1. Блок-схема оборудования для ЭГИО расплава. 1 – генератор импульсных токов; 2 – ЭРГУК; 3 – волновод; 4 – мембрана; 5 – электрод; 6 – расплав; 7 – ковш

Далее канал разряда трансформируется в парогазовую полость, пульсация которой приводит к деформации упругой мембраны, а значит, к перемещению торца волновода. Здесь характерные времена можно рассматривать в миллисекундном диапазоне.

Физические явления, сопровождающие пульсацию парогазовой полости в закрытом объеме ЭРГУК, существенно зависят не только от параметров разряда, но и от геометрии камеры [1], поэтому математическое описание процесса генерирования акустических волн в расплаве на этой стадии с достаточной точностью пока не представляется возможным. Процессы, протекающие на разрядной стадии, описаны достаточно хорошо, и это позволяет, используя методы математического моделирования, произвести численные расчеты волновых процессов в расплаве и показать их связь с параметрами разряда [2, 3]. Вместе с тем такой подход с использованием численных методов является недостаточно информативным и требует значительных затрат времени для расчета.

Целью данной работы является разработка инженерной расчетной методики для определения влияния параметров разряда на стадии энерговыделения на характеристики акустического поля в расплаве при ЭГИО.

В основу методики положены результаты широкомасштабных экспериментальных исследований, позволивших свести к безразмерному виду многообразие электрических и гидродинамических характеристик стадии энерговыделения при электрических разрядах в воде [4, 5]. При этом показано, что энергетические, кинематические и гидродинамические характеристики разряда, зависящие от параметров разрядного контура (емкости C , напряжения зарядки накопителя U_0 , индуктивности L , длины разрядного канала l_p), сводятся к семействам безразмерных кривых, которые можно описать при помощи критерия подобия η . Он определяется долей энергии, выделившейся в течение первого полупериода разрядного тока, и в зависимости от режима электрического разряда изменяется в пределах от 0 до 1, соответствуя в нуле режиму короткого замыкания, а при единице – аperiodическому разряду. Выделение электрической энергии при $\eta = 0,79$ соответствует согласованному разряду, когда сопротивление канала равно волновому сопротивлению цепи. Такой разряд является оптимальным по электрическому коэффициенту полезного действия.

Плазменный канал – это цилиндрическое образование радиуса $a(t)$ с равномерно распределенным внутри его объема давлением $P_k(t)$ [1]. Поэтому для волноводного стержня ЭРГУК постоянного радиуса r можем определить давление в продольной волне сжатия $P_b(t)$, которая возникает при разряде, с помощью простого соотношения

$$P_b(t) = \frac{a^2(t)}{r^2} \cdot P_k(t). \quad (1)$$

Если не учитывать затухание в волноводе при условии неразрывности на границе волновод–расплав, то можно с достаточной степенью точности утверждать, что соотношение (1) определяет временную зависимость давления в расплаве вблизи торца волновода P_p , которое в упругой постановке из соотношений механики сплошных сред может быть определено зависимостью

$$P_p(t) = P_b(t) \frac{\rho_p c_p}{\rho_b c_b} = \frac{a^2(t) P_k(t)}{r^2} \cdot \frac{\rho_p c_p}{\rho_b c_b}, \quad (2)$$

где ρ – плотность среды; c – скорость звука; индексы «в» и «р» соответственно обозначают принадлежность параметра к материалу волновода и расплава.

Из соотношений (1) и (2) для случая плоской волны можно получить зависимость величины плотности звуковой энергии в расплаве от характеристик разряда:

$$E \approx P_p^2 \cdot \frac{1}{\rho_p c_p^2} = \frac{a^4(t) P_k^2(t)}{r^4} \cdot \frac{\rho_p}{\rho_b^2 c_b^2}. \quad (3)$$

В работе [5] приводится эмпирическое соотношение для временной зависимости радиуса канала разряда в случае так называемых быстрых разрядов, то есть когда длительность полупериода колебаний тока в разрядной цепи $\pi\sqrt{LC} \leq 30 - 40$ мкс:

$$a(t) = 1,04 \cdot \left(\frac{U_0^2 C^2 L}{\rho c} \right)^{0,25} \cdot \eta^{0,6} \cdot \left(\frac{t}{t_1} \right)^\alpha, \quad (4)$$

$$t_1 = (1 + \eta)^3 \cdot \pi \sqrt{LC}, \quad (5)$$

$$\alpha = 0,73 + 1,22 \sqrt{\eta^3} \cdot \exp(-1,47\eta^3), \quad (6)$$

где ρ – плотность воды; c – скорость звука в воде.

Используем также сведения, приведенные в работе [4], в которой после обработки экспериментальных данных получены аппроксимационные безразмерные зависимости для давления в канале разряда при трех характерных режимах энерговыделения – колебательном ($\eta = 0,37$), согласованном ($\eta = 0,79$) и аperiodическом ($\eta = 1$).

$$\begin{cases} P_k(\tilde{t}) = 0,266 \cdot \tilde{t}^{1,45} \cdot \exp(-0,86 \cdot \tilde{t}), & \text{при } \eta = 0,79; \\ P_k(\tilde{t}) = 0,164 \cdot \tilde{t}^{1,44} \cdot \exp(-0,94 \cdot \tilde{t}), & \text{при } \eta = 0,37; \\ P_k(\tilde{t}) = 0,045 \cdot \tilde{t}^{1,42} \cdot \exp(-0,42 \cdot \tilde{t}), & \text{при } \eta = 1. \end{cases} \quad (7)$$

Входящие сюда безразмерные параметры связаны с реальными параметрами как:

$$P_k(\tilde{t}) = \frac{P_k(t)}{U_0 \sqrt{\rho / Ll_p}}, \quad (8)$$

$$\tilde{t} = t / \sqrt{LC}. \quad (9)$$

Для определения величины длины разрядного канала воспользуемся зависимостью [5]

$$l_p = \sqrt{\frac{\eta^3 \cdot U_0^2 \sqrt{LC}}{A\pi}}, \quad (10)$$

где $A = 10^5 \text{ В}^2 \cdot \text{с} / \text{м}^2$ – искровая постоянная.

Подставляя в (1) зависимости (4), (7), (10), после несложных преобразований получим для трех характерных режимов энерговыделения временную зависимость давления на торце волновода от параметров разрядного контура:

$$\begin{cases} P_B(t) = 19,44 \cdot \frac{U_0}{r^2} \cdot L^{-1,97} \cdot C^{-0,97} \cdot t^{3,44} \cdot \exp\left(-0,94 \cdot \frac{t}{\sqrt{LC}}\right), & \text{при } \eta = 0,37; \\ P_B(t) = 3,1 \cdot \frac{U_0}{r^2} \cdot L^{-2,115} \cdot C^{-1,115} \cdot t^{3,74} \cdot \exp\left(-0,86 \cdot \frac{t}{\sqrt{LC}}\right), & \text{при } \eta = 0,79; \\ P_B(t) = 0,73 \cdot \frac{U_0}{r^2} \cdot L^{-1,96} \cdot C^{-0,96} \cdot t^{3,42} \cdot \exp\left(-0,42 \cdot \frac{t}{\sqrt{LC}}\right), & \text{при } \eta = 1. \end{cases} \quad (11)$$

Анализ уравнений (11) показывает, что амплитуда давления для всех режимов выделения энергии линейно зависит от величины U_0 . В то же время для указанных значений η амплитуда $P_B(t)$ неоднозначно зависит от значений емкости и индуктивности, которые определяют период разряда τ через соотношение $\tau \approx 2\pi\sqrt{LC}$ и волновое сопротивление цепи $\omega = \sqrt{L/C}$.

Взяв производную $P'_B(t)$ по времени, определим максимальные значения амплитуды давления на торце волновода

$$\begin{cases} P_B^{\max} = 54 \cdot \frac{U_0}{r^2} \cdot L^{-0,25} \cdot C^{0,75}, & \text{при } \eta = 0,37; \\ P_B^{\max} = 19 \cdot \frac{U_0}{r^2} \cdot L^{-0,25} \cdot C^{0,75}, & \text{при } \eta = 0,79; \\ P_B^{\max} = 31 \cdot \frac{U_0}{r^2} \cdot L^{-0,25} \cdot C^{0,75}, & \text{при } \eta = 1; \end{cases} \quad (12)$$

и, соответственно, время ее достижения θ

$$\begin{cases} \theta = 3,66\sqrt{LC} = 1,17\pi\sqrt{LC}, & \text{при } \eta = 0,37; \\ \theta = 4,34\sqrt{LC} = 1,38\pi\sqrt{LC}, & \text{при } \eta = 0,79; \\ \theta = 8,14\sqrt{LC} = 2,59\pi\sqrt{LC}, & \text{при } \eta = 1. \end{cases} \quad (13)$$

Заметим что P_B^{\max} однозначно зависит от U_0, L, C для всех значений η . Наибольшее значение P_B^{\max} достигается при колебательном режиме разряда, наименьшее – при согласованном. С ростом η максимальная амплитуда P_B^{\max} смещается в область больших времен.

Выразим максимальное давление в символах запасаемой энергии $W_0 = CU_0^2/2$ и волнового сопротивления контура ω , которое характеризует режим выделения энергии определяя амплитуду разрядного тока и его затухание. При этом получим

$$\begin{cases} P_B^{\max} = 76,14 \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \sqrt{\frac{W_0}{\omega}}, & \text{при } \eta = 0,37; \\ P_B^{\max} = 26,79 \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \sqrt{\frac{W_0}{\omega}}, & \text{при } \eta = 0,79; \\ P_B^{\max} = 43,84 \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \sqrt{\frac{W_0}{\omega}}, & \text{при } \eta = 1. \end{cases}$$

Очевидно, что P_B^{\max} нельзя однозначно определить только величиной запасаемой энергии, поскольку, в соответствии с (14), необходимо рассматривать ее плотность на единицу волнового сопротивления контура.

Полученные соотношения (12) – (14) могут быть полезны для дальнейших расчетов, так как с их помощью зависимости (11) можно представить в более удобном виде:

$$P_B(t) = P_B^{\max} \cdot \frac{t}{\theta} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\theta} + 1\right). \quad (15)$$

На рис. 2 представлены рассчитанные по (15) профили давления на торце волновода радиусом $r = 0,03$ м. При расчете задавались значениями энергетических параметров, которые используются в литейной практике для ЭГИО расплава в ковшах малой и средней емкости: $U_0 = 50$ кВ; $L = 5$ мкГ; $C = 1$ мкФ; $W_0 = 1,25$ кДж. Здесь следует отметить хорошее совпадение расчетных данных с результатами работы [3] на основании более сложного математического моделирования.

Таким образом, при практическом использовании ЭГИО необходимо учитывать, что максимальная амплитуда давления P_B^{\max} принимает наибольшее значение при меньших значениях η , то есть при более коротких межэлектродных промежутках для равных значений U_0, L, C , несмотря на то, что согласованный разряд наиболее предпочтителен по энерговыделению. То есть, при одинаковых запасаемых энергиях накопителя можно воздействовать на расплав с различной степенью эффективности, изменяя только длину межэлектродного промежутка. Объяснить этот факт можно тем, что $P_B(t)$ формируется давлением в канале разряда с учетом динамики плазменного образования $a(t)$.

Для анализа импульсных процессов в различных средах пользуются не только временными зависимостями акустического давления, но и его импульсом

$$J = \int_0^{\infty} P_B(t) dt. \quad (16)$$

С помощью уравнений (12) – (14) определим значения импульса давления J как функции параметров разрядной цепи:

$$\begin{cases} J = \frac{758\tau^2}{r^2} \cdot \sqrt{\frac{W_0}{\omega}}, & \text{при } \eta = 0,37; \\ J = \frac{316\tau^2}{r^2} \cdot \sqrt{\frac{W_0}{\omega}}, & \text{при } \eta = 0,79; \\ J = \frac{518\tau^2}{r^2} \cdot \sqrt{\frac{W_0}{\omega}}, & \text{при } \eta = 1. \end{cases} \quad (17)$$

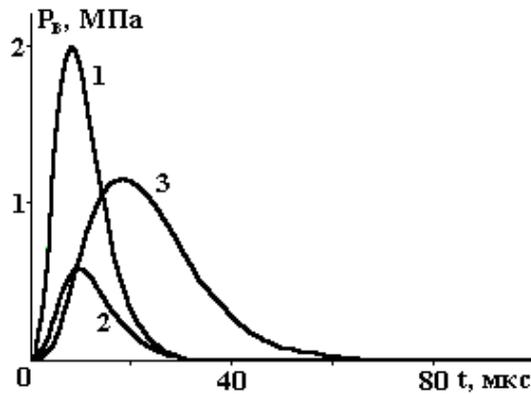


Рис. 2. Давление на торце волновода: 1 – $\eta_1 = 0,37$; 2 – $\eta_2 = 0,79$; 3 – $\eta_3 = 1$

Из (17) видно, что энергетический показатель акустического возмущения, его импульс однозначно зависят от запасаемой энергии, волнового сопротивления контура и периода колебаний тока, и существенно снижаются при переходе к согласованному режиму разряда.

Так как действие электроразряда имеет импульсный характер, то импульс давления плазменного канала характеризуется широкополосным спектром. При этом излученный в расплав частотный диапазон представляет для практики непосредственный интерес, поскольку наряду с величиной $P_p(t)$ определяет эффективность ЭГИО и выбор энергетических режимов обработки. Так, многочисленными исследованиями по влиянию внешних воздействий на жидкий и кристаллизующийся металл [6] показано, что следствием обработки расплава низкочастотными колебаниями, как правило, являются только изменения макроструктуры. На микроструктуру вибрация почти не оказывает влияния. В результате введения в расплав высокочастотных ультразвуковых колебаний структурные изменения в металле проявляются в большей степени и становятся более разнообразными, включая измельчение микрозерна, уменьшение ликвации химических элементов и дегазацию металла. В этом отношении ЭГИО расплава обладает преимуществом, поскольку она позволяет с помощью широкополосного акустического спектра давления воздействовать сразу на все структурные уровни в металле [7].

Используя полученные выше соотношения, получим зависимости для акустического спектра давления, генерируемого в расплаве на канальной стадии ЭГИО. Его ширина

$$F(f) = \int_0^{\infty} P_p(t) \exp(-i2\pi ft) dt, \quad (18)$$

где f – частота акустических колебаний. Поскольку подинтегральная функция не имеет определенной четности, относительную амплитуду колебаний частотных компонент спектра можно выразить через действительную R_c и мнимую I_m часть (18) как

$$|F(f)| = \sqrt{R_c^2(F) + I_m^2(F)}. \quad (19)$$

На рис. 3 представлены спектры акустических колебаний для трех режимов разряда, задаваемых различными значениями η . Диапазон частот, генерируемый в расплаве единичным разрядом, находится в пределах от единиц герц до десятков килогерц. При этом акустические спектры давления для согласованного и аperiodического режимов разряда практически совпадают, а колебательный режим характеризуется наиболее широким спектром и высокими значениями относительной амплитуды колебаний для фиксированных частотных компонент, что также необходимо учитывать при практической реализации ЭГИО.

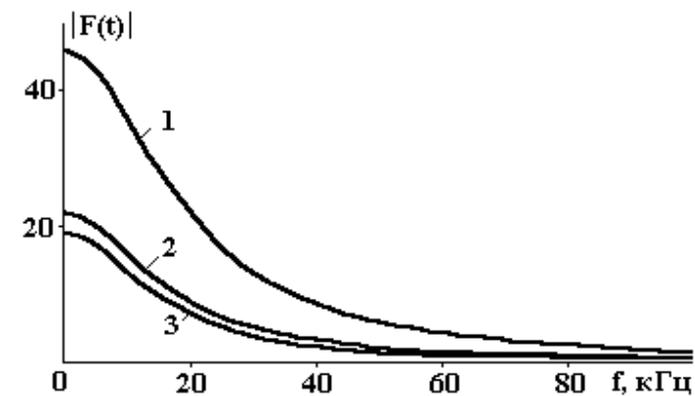


Рис. 3. Акустические спектры, генерируемые в расплаве
 1 – $\eta_1 = 0,37$; 2 – $\eta_2 = 0,79$; 3 – $\eta_3 = 1$

Представленная здесь методика расчета не содержит сложных математических выкладок и может быть непосредственно использована при выборе режимов ЭГИО расплава. Полученные зависимости позволяют с достаточно высокой точностью оценить уровни давлений, возникающих в расплаве на разрядной стадии ЭГИО, и ширину излученного акустического сигнала. При этом следует учитывать, что степень развития акустического возмущения в расплаве определяется запасаемой энергией накопителя, волновым сопротивлением контура, периодом колебаний разрядного тока и существенно зависит от режима электрического разряда. Наиболее предпочтительным для практического использования в ЭРГУК является колебательный режим разряда, который обеспечивает максимальные уровни давлений в расплаве и ширину акустического спектра, несмотря на преимущества согласованного разряда по энерговыделению. Следовательно, использование колебательного режима электрического разряда позволяет наиболее эффективно обрабатывать расплавы, оказывая воздействие на различные, структурные уровни металла.

Поступила 02.07.03

ЛИТЕРАТУРА

1. Гулый Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий. Киев, 1990.
2. Поздеев В.А., Царенко П.И., Бутаков Б.И., Малюшевский П.П. Электроразрядные генераторы упругих колебаний. Киев, 1985.
3. Коробов В.А., Грабовый В.М., Цуркин В.Н. Оценка эффективности режимов электрогидроимпульсной обработки расплава на основе численного моделирования волновых процессов // Процессы литья. 2002. № 3. С. 7 – 15.
4. Цуркин В.Н., Кривицкий Е.В., Косенков В.М. Экспресс-анализ давления плазмы при подводном искровом разряде // Новое в электрогидроимпульсной обработке. Киев, 1986. С. 47 – 52.
5. Кривицкий Е.В., Шамко В.В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев, 1979.
6. Ефимов В.А. Влияние внешних воздействий на кристаллическую структуру литья // Сучасне матеріалознавство ХХІ сторіччя. Киев, 1998. С. 155 – 175.
7. Волков Г.В. Обработка расплава внешними физическими полями как инструмент воздействия на элементы различных структурных уровней // Литейное производство на рубеже столетий: Тез. докл. Междунар. научно-техн. конгресса (2 – 6 июня 2003 г., г. Киев.). Киев, 2003. С. 41 – 42.

Summary

The calculation of pressure on the wave-guide butt-end and spectrum analysis of acoustical signal, which are generated by a single discharge during electrical hydro pulse treatment of melt, are presented for three strong-willed regimes of energetical excretion. Suitable dependences for practical using which enable to choose the electrical discharge regime are obtained. It is shown, that the highest pressure levels in melt and the widest acoustical spectrum are generated by means of vibratory discharge regime, that enables to treat melt effectively and to influence on its various structural levels.