

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЕНЕРАТОРА ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ С ИНДУКТИВНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ ЭНЕРГИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

К.В. Дубовенко, докт. техн. наук
Николаевский гос. аграрный ун-т,
ул. Парижской Коммуны, 9, Николаев, 54010, Украина

В магнитогидродинамическом приближении выполнено численное моделирование характеристик мощного искрового разряда в воздухе в контуре с индуктивным накопителем энергии и электровзрывным фольговым размыкателем. Определено влияние параметров генератора импульсных токов, в частности, напряжения подключения плазменной нагрузки и значения индуктивности индуктивного накопителя на характеристики электроразрядных процессов. Библ. 11, рис. 7.

Ключевые слова: искровой разряд, индуктивный накопитель энергии, численное моделирование.

Введение. В настоящее время область применения импульсных источников энергии (ИИЭ) в электротехнологиях, электроэнергетике, научном физическом эксперименте непрерывно расширяется [7, 8–10]. Анализ современного состояния импульсной энергетики свидетельствует о том, что дальнейшее повышение эффективности работы ИИЭ связано с увеличением их энергоемкости, мощности разряда, расширением диапазона режимов ввода энергии в нагрузку, улучшением массогабаритных и стоимостных характеристик разрядно-импульсных установок.

В этом отношении перспективным решением проблемы является использование наряду с емкостными индуктивных накопителей энергии (ИНЭ) в разрядных контурах импульсных источников энергии. Этим объясняется необходимость расчетно-теоретических исследований переходных процессов в контурах ИИЭ с индуктивными накопителями энергии (ИНЭ). Особым классом переходных процессов является электрический разряд индуктивного накопителя на плазменную нагрузку, то есть электрический разряд в сплошной среде. Это основной рабочий режим для электротехнологических установок, преобразующих электрическую энергию в импульсы давления, светового и электромагнитного излучения. Такой режим также должен рассматриваться как аварийный для импульсных источников энергии, использующихся в электроэнергетике с целью накопления энергии. Вместе с тем следует отметить, что проблема выбора параметров разрядных контуров генераторов импульсных токов с ИНЭ в соответствии с параметрами нелинейной плазменной загрузки в системах с электровзрывной коммутацией разрядного контура с ИНЭ остается до конца не решенной.

Поэтому целью настоящей работы является численный анализ влияния параметров разрядного контура с ИНЭ и плазменной нагрузкой на характеристики электрического разряда, что необходимо для обоснованного и оптимального проектирования разрядно-импульсных установок.

Математическая модель электрического разряда в контуре с индуктивным накопителем энергии. Режим ввода электромагнитной энергии в нагрузку генератора импульсных токов с ИНЭ определяется схемой и параметрами разрядного контура. Схема замещения разрядного контура с индуктивным накопителем энергии представлена на рис. 1, где обозначено: C – емкость конденсаторной батареи; R_{b1}, L_{b1} – суммарные сопротивление и индуктивность разрядника, конденсаторной батареи и шин контура накачки ИНЭ; R_1, L_1 и R_2, L_2 – сопротивления и индуктивности размыкателя и ИНЭ соответственно; R_{b2}, L_{b2} – сопротивление и индуктивность шин и разрядника ветви нагрузки. В такой цепи при обрыве тока I в контуре накачки ИНЭ размыкателем за счет импульса высокого напряжения осуществляется пробой разрядника в ветви нагрузки и ток из ИНЭ переключается в межэлектродный промежуток.

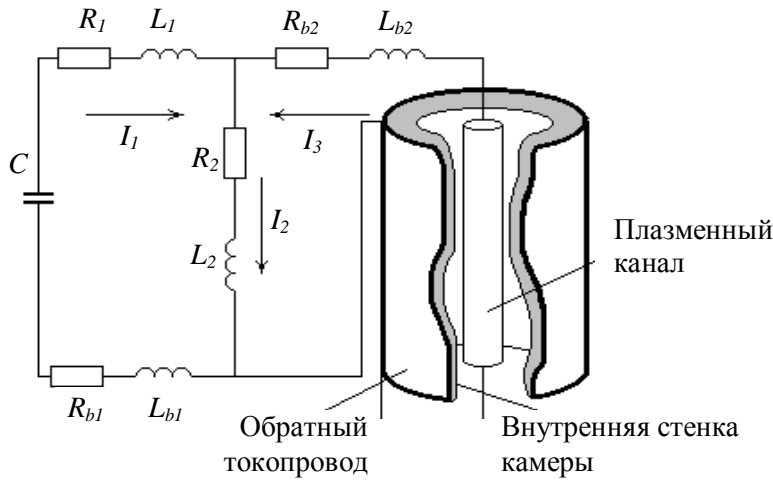


Рис. 1

На рис. 1 электроды расположены вдоль оси цилиндрической разрядной камеры. Между ними [10] инициируется канал разряда. Стенка разрядной камеры служит обратным токопроводом. Если длина канала разряда намного превышает его радиус, пространственно-временные процессы в межэлектродном промежутке во время протекания тока можно количественно описать одномерной магнитогидродинамической моделью в лагранжевых переменных [3, 4]:

$$i = \rho \frac{\partial(rH)}{\partial s}; \quad \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H}{\rho r} \right) = \frac{\partial E}{\partial s}; \quad (1)$$

$$i = \sigma E; \quad f = \frac{\mu_0 i H}{\rho}; \quad q = \sigma E^2; \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial s} (rv); \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -r \frac{\partial p}{\partial s} + f; \quad v = \frac{\partial r}{\partial t}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -p \frac{\partial(rv)}{\partial s} + q - \frac{\partial W}{\partial s} - Q_V; \quad W = -\chi \rho r \frac{\partial T}{\partial s}; \quad (4)$$

$$\chi_R = \frac{16}{3} \sigma_B T^3 l_R; \quad l_R = 6,8 \cdot 10^{-10} \left(\frac{T}{10^4} \right)^{1,33} (10^3 \rho)^{-7/4}; \quad Q_V = \frac{\sigma_B T^4}{l_R}; \quad (5)$$

$$p = p(\rho, T); \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T); \quad \chi = \chi(\rho, T); \quad \sigma = \sigma(\rho, T); \quad (6)$$

$$R_1 = R_1(j_{1m}, Q_1, dQ_1/dt); \quad j_{1m} = I_{1m}/S_0; \quad Q_1 = \int I_1(t)^2 \cdot R_1 dt, \quad (7)$$

где r – пространственная координата; t – время; s – лагранжева координата ($ds = \rho r dr$); μ_0 – магнитная постоянная; σ – удельная электропроводность; f, q – плотность электромагнитной силы и мощность тепловых источников в пересчете на единицу массы; W – суммарный тепловой поток; Q_V – объемные потери энергии излучением; χ – удельная теплопроводность, определяемая суммой удельной электронной $\chi_{\text{э}}$, молекулярной $\chi_{\text{м}}$ и лучистой $\chi_{\text{р}}$ теплопроводности; σ_B – постоянная Стефана-Больцмана; l_R – средняя длина свободного пробега излучения по Росселанду; I_{1m}, j_{1m} – амплитудное значение тока и плотности тока в фольге электровзрывного коммутатора; S_0 – начальная площадь поперечного сечения фольги; Q_1 – энергия, выделившаяся в коммутаторе.

Электродинамические процессы в межэлектродном промежутке описываются уравнениями электромагнитного поля (1), (2). Влияние гидродинамических процессов на электродинамические проявляется через движение среды, которое, с одной стороны, определяет динамику изменения радиуса токопроводящей области, а с другой – влияет на плотность среды и удельную электропроводность плазмы. Движение среды в межэлектродном промежутке описывается законами сохранения массы и количества движения (3). Закон сохранения энергии (4) представляет собой уравнение баланса энергии по видам: механической, электромагнитной, тепловой, излучения. Излучением нельзя пренебрегать уже при температурах $T > 10^4 \text{K}$. В противном случае это приводит к завышению расчетной температуры в несколь-

ко раз [10]. В рассматриваемом случае электрического разряда в жидкости оптическая плотность плазмы велика во всем спектре частот излучения. В этом случае справедливо приближение лучистой теплопроводности [3, 6]. В соответствии с ним коэффициент лучистой теплопроводности l_R имеет вид (5). В конце активной стадии разряда, когда ток мал и плотность плазмы вследствие ее расширения уменьшена более чем на порядок величины, средняя длина свободного пробега по Расселанду превышает радиус плазменного канала и канал начинает излучать из всего объема. В этом случае возрастают объемные потери энергии излучением Q_V , которые определяются согласно [3, 6] соотношением (5). Зависимости (6), характеризующие состояние рабочей среды в межэлектродном промежутке, в математической модели рассчитаны в квазиравновесном приближении [5].

Изменение сопротивления алюминиевой фольги электровзрывного коммутатора при диссипации в нем энергии определяется соотношениями (7), полученными экспериментально для широкого диапазона характеристик электровзрыва [1].

Пространственно-временные процессы в межэлектродном промежутке рассматриваются в области $0 < r < r_T$, где координата $r = 0$ соответствует положению оси канала и разрядной камеры, а $r = r_T$ – границе рассматриваемой области (стенке разрядной камеры), выбираемой из условия ее недостижимости возмущениями среды за время разряда. В связи с этим краевые условия для уравнений (3), (4) математической модели заданы в виде

$$v(0,t)=0; \quad v(r_T,t)=0; \quad W(0,t)=0; \quad W(r_T,t)=0. \quad (8)$$

Краевые условия для уравнений электромагнитного поля (1) определяются значениями напряженности магнитного поля на границах расчетной области:

$$H(0,t)=0, \quad H(r_T,t)=I_3(t)/(2\pi r_T). \quad (9)$$

Значение тока в (9) определяется совместным решением уравнений электромагнитного поля с уравнениями внешней электрической цепи [4, 9]. Для замкнутого контура любой схемы замещения с цилиндрической симметрией разрядной камеры справедливо уравнение Максвелла в интегральной форме [9]:

$$\oint Edm = -\frac{\mu_0 l}{2\pi} \frac{d}{dt} \left[I_3(t) \ln \frac{r_T}{r_k(t)} \right], \quad (10)$$

где m – линия контура интегрирования; l – длина канала.

Таким образом, система уравнений (1)...(10) представляет собой математическую модель для расчета пространственно-временных процессов электрического разряда в контуре с ИНЭ.

Решение системы уравнений выполнено конечно-разностным методом раздельных прогонок [9]. Моделировался разряд в воздухе атмосферного давления. Результаты тестирования математической модели, представленные в работах [10, 11], свидетельствуют о ее соответствии реальным электрофизическим процессам.

С учетом этого численные расчеты выполнялись для базовых параметров разрядного контура с индуктивным накопителем энергии в соответствии со схемой замещения (рис. 1) для значений емкости конденсаторной батареи $C = 1,53 \cdot 10^{-5}$ Ф, ее начального напряжения $U_0 = 8 \cdot 10^4$ В, суммарной индуктивности шин, конденсаторной батареи и разрядника в цепи накопления энергии ИНЭ $L_{bl} = 5 \cdot 10^{-8}$ Гн, индуктивности электровзрывного размыкателя $L_p = 1,3 \cdot 10^{-7}$ Гн, паразитной индуктивности ветви нагрузки $L_{b2} = 9 \cdot 10^{-8}$ Гн, активных сопротивлений шин цепи накопления энергии ИНЭ и ветви нагрузки $R_{bl} = 10^{-2}$ Ом и $R_{b2} = 7 \cdot 10^{-3}$ Ом соответственно, длины канала разряда $l = 0,2$ м и радиуса обратного токопровода $r_T = 0,13$ м. Заданное время бездугового разрыва цепи в моделируемой схеме ($\sim 10^{-6}$ с) обеспечивалось размыкателем с длиной фольги $d = 0,93$ м, шириной $b = 0,15$ м, толщиной $h = 10^{-5}$ м. В схеме замещения индуктивность электровзрывного размыкателя задавалась равной $L_l = 1,3 \cdot 10^{-7}$ Гн. Индуктивность ИНЭ в разрядном контуре составляла $L_2 = 3 \cdot 10^{-7}$ Гн. Указанные параметры соответствовали параметрам установки [2].

Влияние напряжения пробоя разрядника в ветви нагрузки на переходные процессы в разрядном контуре. Следует отметить, что характеристики электрического разряда в различных условиях включения нелинейной плазменной нагрузки в разрядные контуры с индуктивными накопителями энергии остаются недостаточно исследованными. Ранее в работе [1] изучалась взаимосвязь между напряжением пробоя разрядника в ветви нагрузки и переходными процессами в контуре разряда индуктивно-емкостного накопителя энергии на индуктивную нагрузку.

Особенностью настоящей работы является, в частности, численное исследование зависимостей характеристик плазменного канала от напряжения пробоя разрядника в контуре с индуктивным накопителем. Цель моделирования – выяснение возможности реализации различных режимов импульсного выделения энергии в межэлектродном промежутке, предварительно запасенной в магнитном поле индуктивного накопителя.

Для решения задачи в указанной постановке в численных расчетах напряжение срабатывания U_n разрядника S_3 (рис. 1) относительно начального напряжения U_0 на конденсаторной батарее $U'_p = U_n / U_0$ варьировалось в пределах $1 \leq U'_p \leq 3,5$. Нижний предел этого неравенства задан из условия обеспечения подключения ветви нагрузки в момент начала размыкания цепи зарядки ИНЭ. С другой стороны, при $U'_p > 3,5$ напряжение пробоя превышает максимально достижимое значение (в режиме холостого хода схемы без ветви нагрузки) перенапряжения на размыкателе и подключения межэлектродного промежутка в контур разряда не происходит.

Расчетные временные зависимости электрических характеристик разряда для различных относительных значений напряжения подключения ветви нагрузки в разрядном контуре с индуктивным накопителем энергии представлены на рис. 2: *а* – токи в ветвях контура: штрихпунктирная линия – ток размыкателя, I_1 ; сплошные линии – ток канала, I_3 ; *б* – скорость переключения тока в канал разряда; *в* – напряжение на размыкателе (активная составляющая). Кривые: 1 – $U'_p = 1$; 2 – $U'_p = 1,5$; 3 – $U'_p = 3$.

Анализ результатов численного моделирования свидетельствует о некотором увеличении задержки коммутации тока в канал с ростом значений U'_p . Это объясняется увеличением времени до срабатывания разрядника при увеличении напряжения его пробоя согласно рис. 2 *а*. В этом случае в соответствии с выражением (7) возрастают как значение энергии, выделившейся в размыкателе, так и его сопротивление в момент начала коммутации тока в ветвь нагрузки.

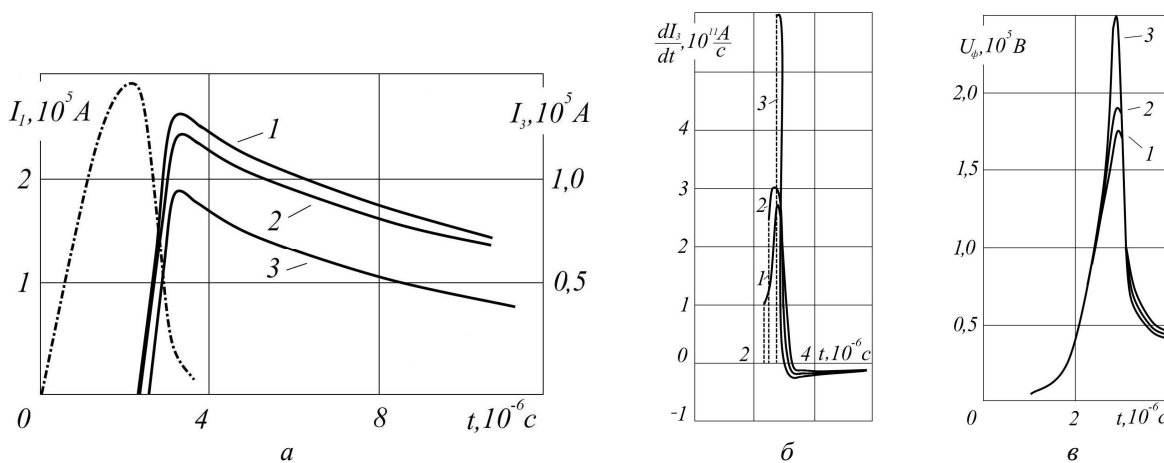


Рис. 2

Увеличение затрат энергии на размыкание цепи зарядки ИНЭ происходит за счет дополнительного вывода энергии из индуктивного накопителя. Поэтому более высоким относительным значениям напряжения U'_p соответствуют более низкие значения тока индуктивного накопителя. Из этого следует, что в результате увеличения напряжения подключения межэлектродного промежутка в контур электрического разряда с ИНЭ уменьшается максимальное значение тока, протекающего через плазменный канал, но увеличивается амплитуда

скорости его изменения. Такое двойное влияние напряжения U'_p на электрические и энергетические характеристики разряда приводит к наличию максимума в зависимостях максимальных значений электродинамических характеристик $i_m(U'_p)$, $q_m(U'_p)$, $H_m(U'_p)$, представленных на рис. 3. На рис. 4 представлены временные зависимости радиуса токопроводящего канала (сплошные линии) и удельной электропроводности плазмы на его оси (штрихпунктирные линии) для различных относительных значений напряжения подключения нагрузки: 1 – $U'_p = 1$; 2 – $U'_p = 1,5$; 3 – $U'_p = 3$. С их помощью можно пояснить поведение электродинамических характеристик. Действительно, ввиду того, что радиус плазменного канала не остается постоянным в течение времени размыкания контура (рис. 4), максимальные значения этих характеристик определяются как значением тока, так и скоростью его переключения в канал. При высоких значениях напряжения пробоя ($U'_p = 3$) амплитуда тока в канале невелика (рис. 2 а). Поэтому, несмотря на высокое значение начальной скорости изменения тока канала, плотность тока не является максимумом функции $i_m(U'_p)$ (рис. 3). С другой стороны, при небольших относительных значениях напряжения подключения межэлектродного промежутка ($U'_p = 1$), несмотря на большое амплитудное значение тока, скорость его переключения в канал невысока. За время коммутации канал разряда успевает расшириться настолько, что значение плотности тока оказывается ниже экстремального $i_m(U'_p)$.

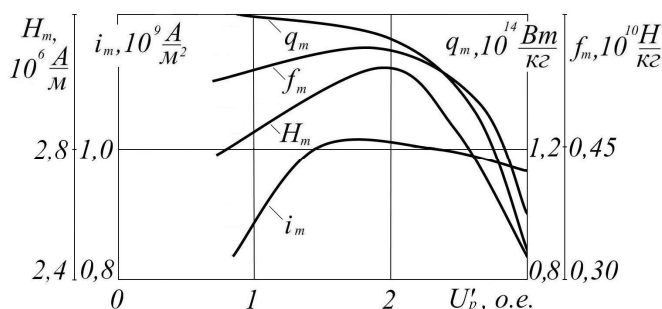


Рис. 3

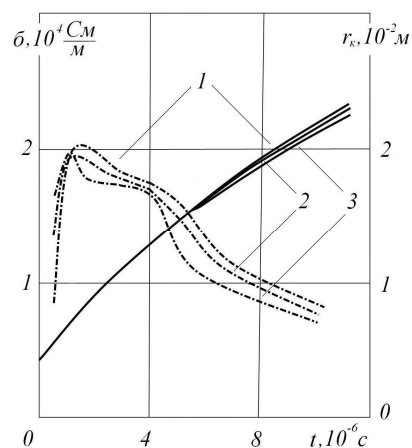


Рис. 4

Характеру переключения тока в ветвь нагрузки соответствуют поведение остальных электродинамических характеристик разряда (рис. 3) и распределение энергии по элементам разрядного контура в момент окончания электровзрывной коммутации. В табл. 1 представлены данные о запасенной или выделившейся энергии (10^3 Дж) в элементах разрядного контура в момент окончания электровзрывной коммутации для различных значений напряжения пробоя разрядника в ветви нагрузки. Выполненные расчеты свидетельствуют о том, что в разрядном контуре с индуктивным накопителем энергии напряжение включения ветви нагрузки в разрядный контур практически не влияет на вывод энергии из емкостного накопителя. Энергия конденсаторной батареи остается на одном уровне для различных значений U'_p после размыкания контура накачки ИНЭ (табл. 1).

Таблица 1

Элемент схемы замещения	Напряжение пробоя разрядника U'_p , о.е.		
	1,0	1,5	3,0
Емкостный накопитель	13,7	13,7	13,9
Индуктивный накопитель	3,9	3,4	2,2
Активное сопротивление размыкателя	26,2	26,7	28,6
Активное сопротивление канала разряда	2,3	2,5	1,9

Следует отметить, что важные для практических приложений зависимости давления и температуры канала достигают наибольших значений также при промежуточной для рассматриваемого диапазона величине напряжения подключения ветви нагрузки. Так, на оси

канала максимальное давление плазмы составило $2,8 \cdot 10^7$ Па, а температура – $2,8 \cdot 10^4$ К при $U'_p = 1,5$.

Таким образом, для рассмотренных параметров разрядного контура с индуктивным накопителем энергии существует оптимальное напряжение включения ветви нагрузки. При этом напряжении определяющие динамику разряда в целом электродинамические характеристики достигают своих максимальных значений.

Влияние на процессы электрического разряда индуктивности индуктивного накопителя. В работе [1] изучалось влияние индуктивности ИНЭ на некоторые коммутационные характеристики размыкателей. Вместе с тем теоретический и практический интерес представляет выяснение влияния индуктивности накопителя на процессы электрического разряда в межэлектродных промежутках установок с индуктивным накопителем энергии.

При проведении численных расчетов в настоящей работе значение индуктивности ИНЭ в разрядном контуре с индуктивным накопителем энергии (рис. 1) варьировалось в пределах $(0,05 \dots 1,0) \cdot 10^{-6}$ Гн. Остальные параметры схемы замещения соответствовали указанным выше базовым значениям.

Особенностью влияния индуктивности ИНЭ на процессы в разрядном контуре является увеличение амплитуды тока в ветви нагрузки I_{3m} при уменьшении амплитуды тока накопителя цепи зарядки ИНЭ I_{1m} (рис. 5 а). На этом рисунке представлены временные характеристики электрического разряда в контуре с индуктивным накопителем энергии при различных значениях его индуктивности: *a* – токи в ветвях контура: штрихпунктирные линии – ток размыкателя, I_1 ; сплошные линии – ток канала, I_3 ; *b* – скорость изменения тока в канале; *в* – напряжение на размыкателе (активная составляющая). Кривые: 1 – $L_2 = 1,5 \cdot 10^{-7}$ Гн; 2 – $L_2 = 3,0 \cdot 10^{-7}$ Гн; 3 – $L_2 = 5,0 \cdot 10^{-7}$ Гн. Уменьшение I_{1m} , скорости его изменения и увеличение времени до начала переключения тока в канал обусловлены увеличением суммарной индуктивности цепи зарядки ИНЭ.

В табл. 2 приведены результаты расчета запасенной и выделившейся энергии (относительно 10^3 Дж) в элементах разрядного контура в момент начала электровзрывной коммутации для различных значений индуктивности ИНЭ. Несмотря на уменьшение значения тока ИНЭ в момент начала коммутации, запасенная в накопителе магнитная энергия увеличивается вместе с индуктивностью ИНЭ (в диапазоне изменения параметров, соответствующих табл. 2). Этим объясняется увеличение энергии, введенной в канал на стадии переключения тока.

Таблица 2

Элемент схемы замещения	Индуктивность ИНЭ (10^{-6} Гн)		
	0,15	0,30	0,50
Емкостный накопитель	20,7	17,2	14,1
Индуктивный накопитель	6,6	10,3	13,8
Активное сопротивление размыкателя	13,8	14,4	15,4

Одновременно при увеличении индуктивности индуктивного накопителя уменьшается скорость обрыва тока в цепи зарядки ИНЭ за счет уменьшения значений тока I_1 и увеличения времени его размыкания. С одной стороны, это влечет за собой уменьшение амплитуды импульса напряжения на размыкателе (рис. 5 б), а с другой – определенное увеличение времени переключения тока в межэлектродный промежуток (от $0,55 \cdot 10^{-6}$ с до $0,9 \cdot 10^{-6}$ с при изменении индуктивности ИНЭ соответственно от $1,3 \cdot 10^{-7}$ Гн до $6 \cdot 10^{-7}$ Гн). Однако при этом максимальная скорость переключения тока в канал разряда dl_3/dt изменяется незначительно (рис. 5 в). Следствием этого являются практически одинаковые значения уровня проникновения тока $i_m(r) / i_m(0) = 1,17$ на стадии коммутации. Здесь $i_m(r)$ – максимально достижимое значение плотности тока на расстоянии r от оси канала; $i_m(0)$ – значение плотности тока на оси канала.

Анализ максимальных значений электродинамических характеристик разряда в контуре с индуктивным накопителем энергии в зависимости от его индуктивности L_2 (рис. 6) свидетельствует о существовании такого диапазона изменения значений индуктивности ИНЭ

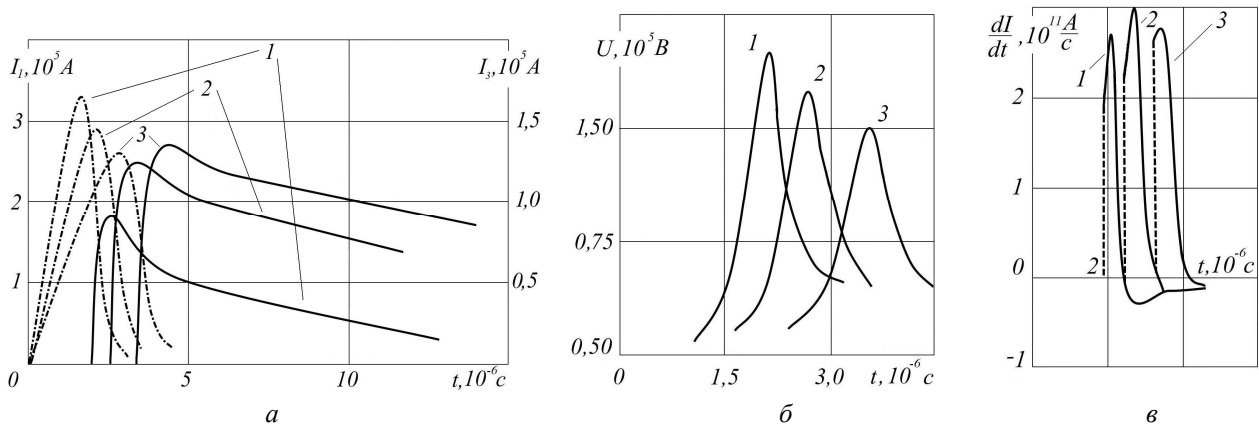


Рис. 5

($10^{-7} \text{ Гн} \leq L_2 \leq 3 \cdot 10^{-7} \text{ Гн}$ при заданных параметрах контура), в котором возможно эффективное широкодиапазонное изменение характеристик переходных процессов в рабочем межэлектродном промежутке, в том числе давления и температуры плазмы канала.

Характеристики достигают амплитудных значений в течение первой микросекунды после начала переключения тока в канал, когда зависимость $r_k(t)$ (рис. 7) практически не зависит от варьируемого параметра. На рис. 7 представлены временные зависимости радиуса канала разряда (сплошные линии) и удельной электропроводности плазмы на его оси (штрихпунктирные линии) при различных значениях индуктивности индуктивного накопителя. Кривые: 1 – $L_2 = 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ Гн}$; 2 – $L_2 = 3 \cdot 10^{-7} \text{ Гн}$; 3 – $L_2 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ Гн}$.

Быстрое увеличение амплитудных значений характеристик при изменении индуктивности ИНЭ L_2 от 10^{-7} до $3 \cdot 10^{-7} \text{ Гн}$ объясняется ростом амплитуды тока канала I_{3m} . Однако вблизи максимума зависимости $I_{3m} = f(L_2)$ изменение электродинамических характеристик незначительно. Качественно так же ведут себя на оси канала зависимости давления и температуры плазмы. Так, при индуктивности накопителя 10^{-7} Гн амплитуда давления составила $1,6 \cdot 10^7 \text{ Па}$, а температура – $2 \cdot 10^4 \text{ К}$ при максимальных значениях давления и температуры $2,9 \cdot 10^7 \text{ Па}$ и $2,9 \cdot 10^4 \text{ К}$ соответственно. Изменение индуктивности от $3 \cdot 10^{-7} \text{ Гн}$ до $5 \cdot 10^{-7} \text{ Гн}$ приводит к увеличению давления только на 10^6 Па , а температуры – на $1,5 \cdot 10^3 \text{ К}$.

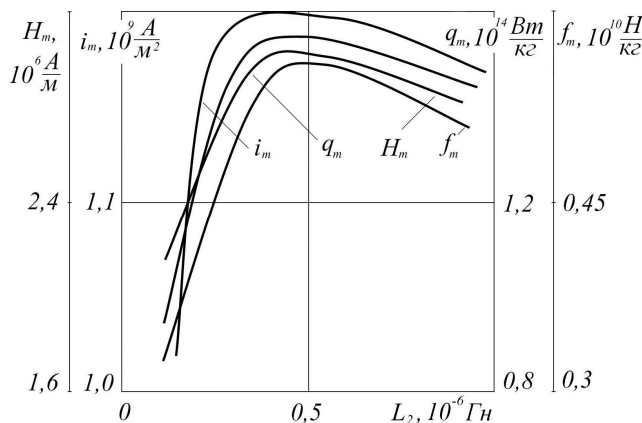


Рис. 6

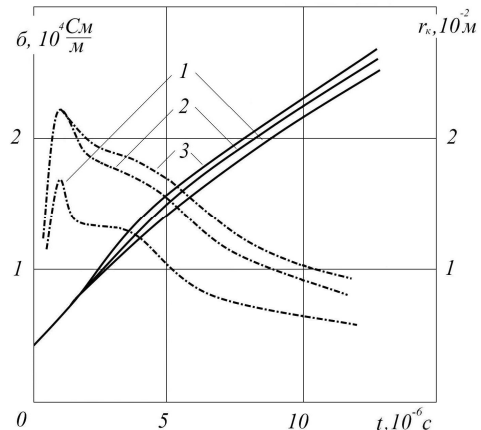


Рис. 7

Выводы. 1. Выполненный численный анализ переходных процессов в разрядном контуре генератора импульсных токов с индуктивным накопителем энергии и нелинейной плазменной нагрузкой позволил на количественном уровне выявить влияние параметров генератора (напряжения пробоя разрядника в ветви с плазменной нагрузкой и индуктивности индуктивного накопителя) на характеристики сильнооточного электрического разряда.

2. Установлено существование оптимального значения напряжения подключения межэлектродного промежутка в электрическую цепь контура с индуктивным накопителем, при

котром забезпечуються максимальні значення щільності струму, питомої об'ємної потужності, тиску в каналі розряду.

3. Визначено діапазон змін значень індуктивності індуктивного накопичувача енергії, в котрому можливо ефективне управління електричними (струм, напруга), газодинамічними і тепловими характеристиками розряду, в тому числі тиском і температурою плазми каналу.

4. Отримані результати цілесообразно використовувати при проектуванні розрядно-імпульсних технологічних установок з індуктивними накопичувачами енергії.

1. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 432 с.
2. Бурцев В.А., Литвиновский В.Н., Прокопенко В.Ф. Исследование электрического взрыва фольг // Журн. техн. физики, 1977. – 47, № 8. – С. 1642–1652.
3. Головнев И.Ф., Замураев В.П., Кацнельсон С.С. Радиационный теплоперенос в высокотемпературных газах. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 256 с.
4. Дубовенко К.В. Взаимодействие ударных волн в плазме канала сильноточного разряда в камере высокого давления // Журн. техн. физики. – 1992. – Т. 62, № 6. – С. 83–93.
5. Замышляев Б.В., Стуцкий Е.Л., Гузь А.Г. Состав и термодинамические функции плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 144 с.
6. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений. – М.: Наука, 1966. – 686 с.
7. Импульсные системы большой мощности / Под ред. Э.И. Асиновского. – М.: Мир, 1981. – 247 с.
8. Романенко И.Н., Романенко Л.Н. Технологические возможности импульсных генераторов плазмы // Импульсные методы обработки машиностроительных материалов. – Чебоксары: Чув. ГУ, 1985. – С. 18–21.
9. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. – М.: Наука, 1980. – 352 с.
10. Щерба А.А., Дубовенко К.В. Высоковольтные электроразрядные компактные системы. – К.: Наук. думка, 2008. – 270 с.
11. Dubovenko K.V., Chemerys V.T. Performance Simulation of Pulsed Power Supply System for Electrothermal Launcher // IEEE Transactions on Magnetics. – 1999. – Vol. 35. – № 1. – Part 1. – P. 328–333.

УДК 621.314

К.В. Дубовенко, докт. техн. наук

Миколаївський держ. аграрний ун-т,
вул. Паризької Комуні, 9, Миколаїв, 54010, Україна

Вплив параметрів генератора імпульсних струмів з індуктивним накопичувачем енергії на характеристики електричного розряду

У магнітогідродинамічному наближенні виконано чисельне моделювання характеристик потужного іскрового розряду в повітрі у контурі з індуктивним накопичувачем енергії та електровибуховим фольговим розмикачем. Визначено вплив параметрів генератора імпульсних струмів, зокрема, напруги підключення плазмового навантаження та індуктивності індуктивного накопичувача на характеристики електророзрядних процесів. Бібл. 11, рис. 7, табл. 2.

Ключові слова: іскровий розряд, індуктивний накопичувач енергії, чисельне моделювання.

K.V. Dubovenko

Mykolaiivskiy National Agrarian University,
Paryzkoï Komuny, 9, Mykolaiv, 54010, Ukraine

The influence of the parameters of pulsed power source with inductive energy store on the spark discharge characteristics

Numerical simulation of high power spark discharge in air in the circuit with inductive energy store and the foil electrical explosion opening switch has been carried out with the magnetohydrodynamic approach application. The influence of the pulsed power source parameters, in particular, the voltage of the plasma load switching to the discharge circuit and inductance of the inductive energy store on the spark discharge characteristics has been determined. References 11, figures 7, tables 2.

Key words: spark discharge, inductive energy store, numerical simulation.

Надійшла 14.02.2012

Received 14.02.2012