

## ОБОСНОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВВОДА ЭНЕРГИИ В ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ КАНАЛ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ ИСКРОВЫМ РАЗРЯДОМ

*Зроблено обґрунтування динаміки введення енергії в газорозрядний канал стосовно задачі моделювання ініціювання газової детонації. Визначення об'ємної потужності розряду, що вводиться в розрядний канал, засновано на розробленій методиці обробки експериментальних даних осцилографічного і фотографічного досліджень іскрового розряду. Під час розрахунку об'ємної потужності враховані втрати енергії на газорозрядному проміжку. Запропоновано введення енергії в канал розділити на два періоди. В першому періоді введення енергії здійснюється по фіксованому радіусу каналу. В другому періоді процес введення енергії супроводжується розширенням радіусу струмопровідного каналу. Враховані витрати енергії розряду на іонізацію.*

*Сделано обоснование динамики ввода энергии в газоразрядный канал применительно к задаче моделирования иницирования газовой детонации. Задание объемной мощности разряда, вводимой в разрядный канал, основано на разработанной методике обработки экспериментальных данных осциллографического и фотографического исследования искрового разряда. При расчете объемной мощности учтены потери энергии на газоразрядном промежутке. Предложено ввод энергии в канал разделить на два периода. В первом периоде ввод энергии осуществляется по фиксированному радиусу канала. Во втором периоде процесс ввода энергии сопровождается расширением радиуса токопроводящего канала. Учтены затраты энергии разряда на ионизацию.*

### ВВЕДЕНИЕ

Иницирование детонации в разряде происходит под действием ударной волны, возникающей вследствие локального разогревания газа в искровом канале. Известно, что на рост кинетической энергии газа, определяющей динамику развития ударной волны, затрачивается только небольшая часть электрической энергии [1, 2]. Остальная часть энергии разряда теряется в электрической цепи вне разрядного промежутка, затрачивается на диссоциацию, возбуждение молекул и ионизацию газа в канале, выделяется в приэлектродных областях газоразрядного промежутка [3]. Поэтому, для адекватного моделирования прямого иницирования детонации искровым разрядом необходимо знать динамику ввода энергии в газоразрядный канал.

### ДИНАМИКА ВВОДА ЭНЕРГИИ В ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ КАНАЛ ПРИ ИНИЦИИРОВАНИИ ДЕТОНАЦИИ ИСКРОВЫМ РАЗРЯДОМ

Рассмотрим процесс иницирования детонации мощным искровым разрядом в газе высокого давления (атмосферного и выше). Известно, что на небольших газоразрядных промежутках в результате стримерного или лавинного механизма пробоя обеспечивается создание слабо ионизированного токопроводящего канала, имеющего радиус около 1 мм [4]. Принято считать, что в результате последующего развития процесса ионизационно-перегревной неустойчивости происходит падение плотности в центре канала с нарастанием проводимости и температуры в данной области. Развитие данного процесса приводит к контракции разрядного тока, то есть к сосредоточению разрядного тока в канале, радиус которого, как правило, не превосходит 0,1 мм. Этот процесс является начальной стадией перехода искры в дугу. Нарастание объемной мощности выделения энергии приводит к росту давления в образовавшемся канале с последующим развитием газодинамического процесса ударно-

волнового расширения канала. За фронтом волны происходит падение плотности газа, что обеспечивает создание условий для ионизации газа в области пониженной плотности. Как результат, расширение токопроводящей области обеспечивается процессом газодинамического расширения канала. Последующий ввод энергии в разряд обеспечивает поддержание интенсивности ударной волны, и при достаточной её интенсивности в топливовоздушной смеси происходит иницирование детонации.

Для приближения условий моделирования к реальной динамике выделения энергии в искровом канале необходимо знать объемную мощность, выделяемую на газоразрядном промежутке, и динамику изменения размера области ввода энергии (радиуса токоразрядного канала). Для оценки данных величин воспользуемся результатами экспериментальных исследований, представленных, например, в работах [5, 6]. Динамику изменения объемной мощности определим по выражению:

$$W(t) = e_0(t) \cdot j(t) = e_0(t) \cdot \frac{i(t)}{S(t)},$$

где  $e_0(t)$  – мгновенное значение напряженности электрического поля в столбе дуги,  $j(t)$  – мгновенное значение плотности разрядного тока,  $i(t)$  – мгновенное значение тока,  $S(t)$  – мгновенное значение площади поперечного сечения разрядного канала.

Динамику изменения напряженности электрического поля в столбе дуги и полное падение напряжения на искровом промежутке  $U_{np}$  при разряде конденсаторов с приведенными ниже параметрами цепи в воздухе атмосферного давления по данным работы [5] имеет вид (табл. 1).

В табл. 1 приняты следующие обозначения:  $C$  – номинал емкости в разрядной цепи,  $L$  – индуктивность цепи,  $U$  – напряжение заряда емкости.

Для определения мгновенных значений разрядного тока с учетом потерь энергии на разрядном промежутке использовалась методика расчета, описанная

в работе [7]. Следует отметить, что учет выделения энергии на промежутке приводит к небольшому отклонению мгновенных значений тока от значений, получаемых по формуле:

$$i(t) = U \sqrt{\frac{C}{L}} \sin \omega t,$$

где  $\omega$  – период разряда.

Таблица 1

Время, с	Параметры разрядной цепи					
	$C_1 = 0,25$ мкФ, $L_1 = 2$ мкГн, $U_1 = 15$ кВ		$C_2 = 0,25$ мкФ, $L_2 = 12$ мкГн, $U_2 = 15$ кВ		$C_3 = 0,25$ мкФ, $L_3 = 64$ мкГн, $U_3 = 15$ кВ	
	$U_{np}$ , V/cm	$e_d$ , V/cm	$U_{np}$ , V/cm	$e_d$ , V/cm	$U_{np}$ , V/cm	$e_d$ , V/cm
$3 \cdot 10^{-8}$	3300	2600	2000	1380	1160	720
$10^{-7}$	1860	1270	1200	750	765	430
$3 \cdot 10^{-7}$	1170	715	665	365	565	300
$5 \cdot 10^{-7}$	930	550	630	330	500	250
$7 \cdot 10^{-7}$	800	450	580	300	430	215
$10^{-6}$	630	330	500	250	370	180
$2 \cdot 10^{-6}$	-	-	330	150	330	150
$4 \cdot 10^{-6}$	-	-	330	150	330	150

Например, отличия по величине разрядного тока при учете потерь энергии на промежутке от тока колебательного разряда в первом полупериоде достигают около 10 %, получаемое при сравнении разрядного тока в цепи с параметрами  $C_1 = 0,25$  мкФ,  $L_1 = 2$  мкГн,  $U_1 = 15$  кВ без учета потерь энергии в разряде (пунктирная линия на рис. 1) и с учетом потерь (сплошная линия). Для учета потерь закладывались значения полного падения напряжения на искровом промежутке по данным таблицы 1 в кусочно-линейной интерполяции. Также принималось, что активное сопротивление разрядной цепи составляет 10 мОм.

Динамику роста площади поперечного сечения разрядного канала определим через радиус токопроводящего канала по результатам экспериментальных исследований вышеуказанных разрядных цепей в воздухе атмосферного давления, представленных в работе [5]. На основании этих данных рассчитаем объемную мощность энергии, вводимой в разрядный промежуток на разные моменты времени (табл. 2).

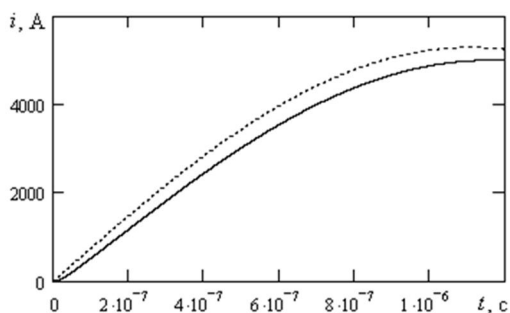


Рис. 1

Для определения промежуточных значений величин при моделировании, полученные результаты по объемной мощности, а также заимствованные результаты по радиусу канала, аппроксимировались кривыми вида:

$$F(t) = A \cdot t^2 + B \cdot t + D + G/t,$$

где  $A, B, D, G$  – коэффициенты.

Таблица 2

Время, с	Параметры разрядной цепи								
	$C_1 = 0,25$ мкФ, $L_1 = 2$ мкГн, $U_1 = 15$ кВ			$C_2 = 0,25$ мкФ, $L_2 = 12$ мкГн, $U_2 = 15$ кВ			$C_3 = 0,25$ мкФ, $L_3 = 64$ мкГн, $U_3 = 15$ кВ		
	$i, A$	$j, A/cm^2$	$W, Вт/cm^3$	$i, A$	$j, A/cm^2$	$W, Вт/cm^3$	$i, A$	$j, A/cm^2$	$W, Вт/cm^3$
$10^{-7}$	521	$2,65 \cdot 10^5$	$3,36 \cdot 10^8$	94	$1,33 \cdot 10^5$	$9,98 \cdot 10^7$	19	$9,4 \cdot 10^4$	$4,0 \cdot 10^7$
$3 \cdot 10^{-7}$	1821	$1,37 \cdot 10^5$	$9,8 \cdot 10^7$	327	$9,6 \cdot 10^4$	$3,5 \cdot 10^7$	63	$6,2 \cdot 10^4$	$1,86 \cdot 10^7$
$5 \cdot 10^{-7}$	3022	$1,07 \cdot 10^5$	$5,88 \cdot 10^7$	561	$7,1 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^7$	108	$5,5 \cdot 10^4$	$1,38 \cdot 10^7$
$7 \cdot 10^{-7}$	3999	$8,4 \cdot 10^4$	$3,78 \cdot 10^7$	787	$6,3 \cdot 10^4$	$1,89 \cdot 10^7$	153	$5,4 \cdot 10^4$	$1,16 \cdot 10^7$
$10^{-6}$	4873	$6,5 \cdot 10^4$	$2,15 \cdot 10^7$	1108	$5,5 \cdot 10^4$	$1,38 \cdot 10^7$	220	$4,4 \cdot 10^4$	$7,9 \cdot 10^6$
$2 \cdot 10^{-6}$	-	-	-	1902	$3,6 \cdot 10^4$	$5,4 \cdot 10^6$	433	$2,98 \cdot 10^4$	$4,47 \cdot 10^6$

Коэффициенты аппроксимации в данном случае вычисляются по четырем точкам значений соответствующих величин (объемной мощности и радиуса) во времени путем решения системы линейных уравнений. Решение системы уравнений осуществимо с помощью функции "lsolve" в среде программирования MATHCAD. Результаты вычисления коэффициентов аппроксимации представлены в табл. 3.

Значения объемной мощности и радиуса по кривым аппроксимации брались только в интервале первого полупериода разряда.

Скорость расширения токопроводящего канала вычисляется в данном случае по выражению:

$$V(t) = \frac{d[r(t)]}{dt}.$$

Таблица 3

Коэффициенты	Параметры разрядной цепи					
	$C_1 = 0,25$ мкФ, $L_1 = 2$ мкГн, $U_1 = 15$ кВ		$C_2 = 0,25$ мкФ, $L_2 = 12$ мкГн, $U_2 = 15$ кВ		$C_3 = 0,25$ мкФ, $L_3 = 64$ мкГн, $U_3 = 15$ кВ	
	по $W$	по $r_k$	по $W$	по $r_k$	по $W$	по $r_k$
A	$-8,3 \cdot 10^{-25}$	$-4,4 \cdot 10^8$	$-4,9 \cdot 10^{-24}$	$-2,6 \cdot 10^8$	$8,8 \cdot 10^{22}$	$-1,9 \cdot 10^7$
B	$1,3 \cdot 10^{20}$	$1,85 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{19}$	985,7	$-3,3 \cdot 10^{18}$	330
D	$-6,1 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$-9,2 \cdot 10^{11}$	$7,98 \cdot 10^{-5}$	$9,2 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
G	$3,9 \cdot 10^7$	$-8,3 \cdot 10^{-12}$	$9,97 \cdot 10^6$	$-3,6 \cdot 10^{-12}$	$3,1 \cdot 10^6$	$-5,3 \cdot 10^{-12}$

В табл. 3 приняты следующие обозначения:  $W$  – объемная мощность в  $[Вт/м^3]$ ,  $r_k$  – радиус токопроводящего канала в [м].

Качественно правильность задания кривых, аппроксимирующих динамику расширения токопроводящего канала, проверяется путем сравнения вычисленной по данному выражению динамики падения скорости с динамикой распространения ударной волны, измеренной экспериментально. При этом скорость расширения токопроводящего канала должна уменьшаться более интенсивней. Например, для разряда в цепи с параметрами  $C_1 = 0,25$  мкФ,  $L_1 = 2$  мкГн,  $U_1 = 15$  кВ изменение скорости распространения ударной волны (поз. 1) и расчетная скорость расширения токопроводящей области (поз. 2) имеют вид, представленный на рис. 2.

Известно, что нарастание разрядного тока при развитии разряда в газе обеспечивается как за счет возрастания проводимости газоразрядной плазмы, так и за счет расширения области проводимости. Так как расширение канала начинается лишь после его разогревания, то на начальной стадии развития канала увеличение разрядного тока обеспечивается преимущественно за счет роста проводимости газа в канале. Отсюда можно допустить, что первоначально ввод энергии осуществляется по фиксированному радиусу канала. В последующем, радиус ввода энергии сопровождается фронтом ударной волны. Соответственно, динамику изменения объемной мощности во времени можно разбить на два временные интервалы. На протяжении первого интервала времени ввод энергии зависит только от времени. На втором расчетном интервале ввод энергии зависит от времени и радиуса токопроводящего канала.

Согласно результатам экспериментальных исследований [6], ударная волна приблизительно через  $3 \div 4 \cdot 10^{-7}$  с отрывается от области токопроводящего канала. Поэтому можно положить, что длительность интервала времени, на котором ввод энергии зависит только от времени, не превышает данные значения. В расчетах длительность данного интервала принималась равной  $10^{-7}$  с. Радиус токопроводящего канала на этот период ввода энергии приравнивался к радиусу канала  $r_k$ , возникающего к моменту времени  $t = 10^{-7}$  с).

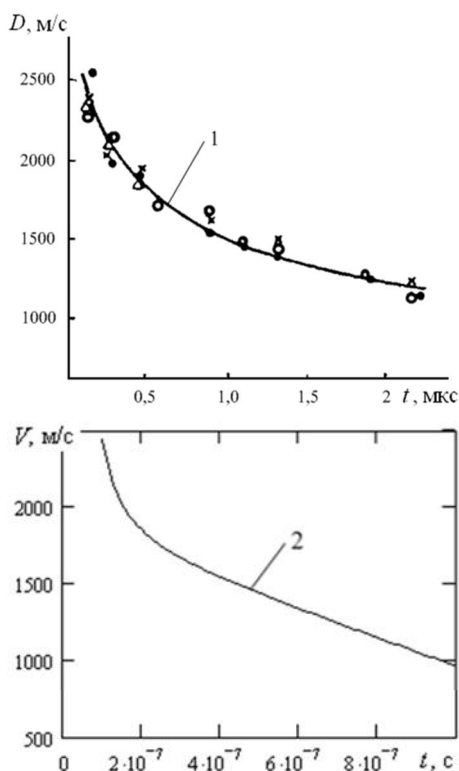


Рис. 2

Для расчета динамики ввода энергии на первом расчетном интервале падение напряжения на газоразрядном промежутке в воздухе атмосферного давления бралось в линейной интерполяции. Значение падения напряжения к моменту времени  $10^{-7}$  с бралось из результатов экспериментальных исследований для дан-

ных емкостей. Падение напряжения в начальный момент задавалось из следующих соображений. Известно, что пробой воздушного промежутка в рассматриваемых условиях происходит при напряженности электрического поля 30 кВ/см. Также известно [8], что в "жестких" разрядах (длительностью в десятки наносекунд) коэффициент передачи энергии в разрядный канал достигает 50 %. Так как доля энергии, выделяемой в разряде, определяется исходя из падения напряжения на промежутке, то в начальный момент расчета ( $t = 0$ ) величина данного падения приравнивалась к  $e_{\partial(t=0)} = 15$  кВ/см.

На основании вышеизложенного, объемная мощность ввода энергии применительно к задаче инициирования детонации задается в виде:

$$W(t) = \begin{cases} \frac{W_0(t)}{k} & \text{если } \begin{cases} t \leq 10^{-7} \\ r < r_k(10^{-7}) \end{cases} \\ \frac{[A_W \cdot t^2 + B_W \cdot t + D_W + G_W/t]}{k} & \text{если } \begin{cases} 10^{-7} > t \leq t_d \\ r < r_k(t) \end{cases} \\ 0 & \text{если } t > t_d \end{cases}$$

где коэффициенты  $A_W, B_W, D_W, G_W$  берутся по данным табл. 3;  $t_d$  – длительность первой четверти периода разряда;  $k$  – коэффициент затрат энергии разряда на ионизацию;  $r_k$  – радиус токопроводящего канала, задаваемый по кривой аппроксимации;  $W_0(t)$  – функция объемной мощности ввода энергии на первом расчетном интервале, которая задается в виде:

$$W_0(t) = \frac{e_{\partial}(t) \cdot i(t)}{\pi \cdot (r_k(10^{-7}))^2}$$

Изменения объемной мощности со временем для рассматриваемых разрядных цепей с номиналами индуктивностей  $L_1 = 2$  мкГн (поз. 1),  $L_2 = 12$  мкГн (поз. 2) на участках аппроксимации имеют вид (рис. 3).

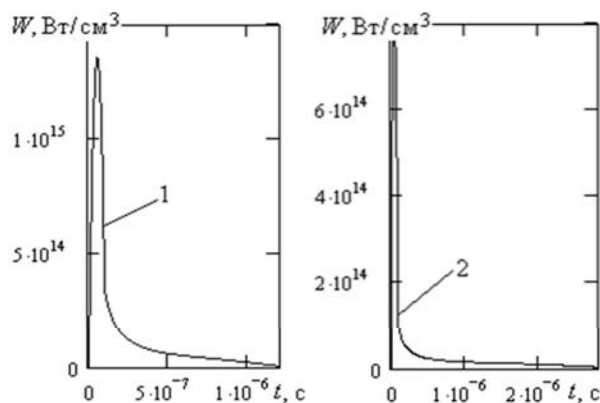


Рис. 3

Как правило, в математических моделях не учитываются затраты энергии разряда на ионизацию, так требуется сшивание газодинамических уравнений с уравнениями физики плазмы. В этом случае возникает необходимость введения поправки к объемной мощности через задание соответствующего значения коэффициента  $k$ , так как затраты энергии на ионизацию не приводят к прямому росту кинетической энергии газа. Известно, что в мощных искровых разрядах температура плазмы достигает около 1 эВ (11610 К). При

этом, плазма является полностью однократно ионизированной. Например, потенциал ионизации атомов водорода и кислорода составляет 13,6 эВ. Поэтому, в расчетах следует полагать, что на ионизацию затрачивается 75÷90 % энергии импульсного разряда.

Изменение во времени энергии, вводимой в газоразрядный канал, определяется по выражению:

$$Q(t) = \pi \int_0^t W(t) \cdot [r_k(t)]^2 dt.$$

При этом, следует учитывать затраты энергии на ионизацию, то есть при интегрировании считать, что коэффициент  $k = 1$ .

В результате сравнения динамики ввода энергии в разрядный канал, получаемых за результатами обработки экспериментальных данных с учетом потерь энергии на газоразрядном промежутке (рис. 4, слева), и без учета потерь (рис. 4, справа) согласно данным работы [6], имеются небольшие количественные отличия.

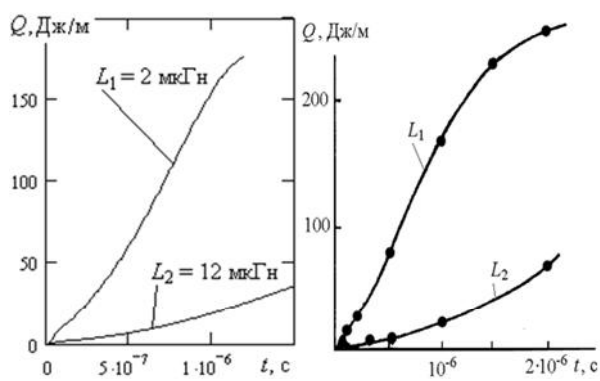


Рис. 4

Следует отметить, что динамика ввода энергии в разрядный канал не подчиняется синусоидальному закону, как принято в работе [9]. Это вызвано вследствие уменьшения напряженности электрического поля в столбе дуги в процессе развития разряда

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании обработки экспериментальных данных осциллографического и фотографического исследований искрового разряда предложена методика расчета динамики изменения объемной мощности искры, вводимой в разрядный канал. При этом, ввод энергии осуществляется по расширяющемуся токопроводящему каналу. Данная методика может применяться для задания условий по вводу энергии в область моделирования при расчете инициирования газовой детонации искровым разрядом.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nettleton M.A. Explosions due to faults in electrical equipment // Electrical review. – 1976. – No 7. – pp. 116-119.
2. Зельдович Я.Б., Когарко С.М., Симонов Н.Н. Экспериментальное исследование сферической детонации // Журнал технической физики. – 1956. – Т. 26, №8. – С. 1744-1759.
3. Корытченко К.В., Довбня А.Н., Волколупов Ю.Я. и др. Управление импульсной дугой с целью эффективного разогрева газа // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78, №4. – С. 26-34.
4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: Учебное руководство. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 592с.

5. Абрамсон И.С., Гегечкори Н.М. Осциллографические исследования искрового разряда // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1951. – Т. 21, №4. – С. 484-492.

6. Гегечкори Н.М. Экспериментальное исследование канала искрового разряда // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1951. – Т. 21, № 4. – С. 493-506.

7. Корытченко К.В. Оценка эффективности выделения энергии в искре при емкостном разряде // Прикладна радіоелектроніка. – 2007. – Т. 6, № 4. – С. 586-589.

8. Андреев С.И., Ванюков М.П. Применение искрового разряда для получения интенсивных световых вспышек длительностью  $10^{-7}$ – $10^{-8}$  сек. // Журнал технической физики. – 1962. – Т. 32, №6. – С. 738-745.

9. V.A. Levin, V.V. Markov, S.F. Osinkin, T.A. Zhuravskaya Initiation of gas detonation by means of electrical discharge // Combustion and atmospheric pollution. – Moscow: TORUS PRESS Ltd. – 2003. – pp. 290-293.

**Bibliography (transliterated):** 1. Nettleton M.A. Explosions due to faults in electrical equipment // Electrical review. - 1976. - No 7. - pp. 116-119. 2. Zel'dovich Ya.B., Kogarko S.M., Simonov N.N. `Eksperimental'noe issledovanie sfericheskoy detonacii // Zhurnal tehnichekoj fiziki. - 1956. - T. 26, №8. - S. 1744-1759. 3. Korytchenko K.V., Dovbnya A.N., Volkolupov Yu.Ya. i dr. Upravlenie impul'snoj dugoj s cel'yu `effektivnogo razogreva gaza // Zhurnal tehnichekoj fiziki. - 2008. - T. 78, №4. - S. 26-34. 4. Rajzer Yu.P. Fizika gazovogo razryada: Uchebnoe rukovodstvo. - M.: Nauka. Gl. red. fiz.-mat. lit., 1987. - 592s. 5. Abramson I.S., Gegechkori N.M. Oscillograficheskie issledovaniya iskrovogo razryada // Zhurnal `eksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki. - 1951. - T. 21, №4. - S. 484-492. 6. Gegechkori N.M. `Eksperimental'noe issledovanie kanala iskrovogo razryada // Zhurnal `eksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki. - 1951. - T. 21, № 4. - S. 493-506. 7. Korytchenko K.V. Ocenka `effektivnosti vydeleniya `energii v iskre pri emkostnom razryade // Prikladna radioelektronika. - 2007. - T. 6, № 4. - S. 586-589. 8. Andreev S.I., Vanyukov M.P. Primenenie iskrovogo razryada dlya polucheniya intensivnyh svetovyh vspyshek dlitel'nost'yu  $10^{-7}$ - $10^{-8}$  sek. // Zhurnal tehnichekoj fiziki. - 1962. - T. 32, №6. - S. 738-745. 9. V.A. Levin, V.V. Markov, S.F. Osinkin, T.A. Zhuravskaya Initiation of gas detonation by means of electrical discharge // Combustion and atmospheric pollution. - Moscow: TORUS PRESS Ltd. - 2003. - pp. 290-293.

Поступила 08.02.2011

Корытченко Константин Владимирович, к.т.н., с.н.с.,  
Болух Владимир Федорович, д.т.н., проф.,

Галак Александр Валентинович  
Национальный технический университет "ХПИ",  
кафедра общей электротехники,  
факультет военной подготовки,  
61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21, тел. (057) 70-76-427,  
e-mail: entropia@rambler.ru; bolukh@kpi.kharkov.ua.

Korytchenko K.V., Bolyukh V.F., Galak O.V.

#### Validation of dynamics of energy input into a gas-discharge channel by modeling of spark-discharge gas detonation initiation.

Dynamics of energy input into a gas-discharge channel is validated as applied to a task of gas detonation initiation modeling. Specification of the volumetric spark power supplied into the discharge channel is based on a developed technique for processing experimental data obtained with oscilloscopic and photographic studies of spark discharge. Computation of the volumetric power is made with allowance for energy loss in the gas-discharge gap. It is suggested to implement energy input into the discharge channel in two periods. In the first period, energy input is carried out into a fixed-radius channel. In the second period, the dynamics of energy input is accompanied with the current-conducting channel radius extension. Ionization loss of the discharge energy is taken into account.

**Key words** – gas-discharge channel, volumetric spark power, energy input dynamics, detonation initiation modeling.