

19. Rosser W. A., Sharma R. D., Gerry E. T. Deactivation of vibrationally excited carbon dioxide (001) by collisions with carbon monoxide.— «J. Chem. Phys.», 1971, vol. 54, N 3.
20. Borrell P., Millward G. E. Vibrational energy transfer processes in shock heated binary gas mixtures of CO with CO₂, N₂O and COS.— «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 57, N 1.
21. Millican R. G., White D. R. Systematic of vibrational relaxation.— «J. Chem. Phys.», 1963, vol. 39, N 12.
22. Kiefer J. H., Lutz R. W. Vibrational relaxation of hydrogen.— «J. Chem. Phys.», 1966, vol. 44, N 2.
23. Rosenberg C. W., Bray K. N. C., Pratt N. H. Shock tube vibrational relaxation measurements: N₂ relaxation by H₂O and CO₂ — N₂ V — V rate.— «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 56, N 7.
24. Sato J., Tsushiya S., Kuratani K. Shock wave study of vibrational-energy exchange between diatomic molecules.— «J. Chem. Phys.», 1969, vol. 50, N 5.
25. Генч А. П., Евтюхин Н. В., Манелис Г. Б. Равновесные составы высокотемпературных систем на основе С, Н, О, N для газодинамического СО₂-лазера.— ФГВ, 1975, т. 11, № 5.
26. Евтюхин Н. В., Куликов С. В., Васильев В. М., Генч А. П., Манелис Г. Б., Скребок О. В. Исследование коэффициентов усиления многокомпонентных рабочих сред в СО₂-ГДЛ на горении.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика химических реакций. Черногловка, 1977.

УДК 538.4 : 621.31

ВЫВОД ЭНЕРГИИ ИЗ ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ В ИНДУКТИВНУЮ НАГРУЗКУ С ПОМОЩЬЮ РАЗРЫВА КОНТУРА

*В. А. Демидов, Е. И. Жаринов, С. А. Казаков,
В. К. Чернышев*

(Москва)

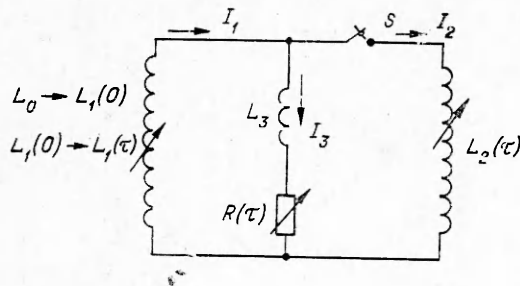
Применение взрывомагнитных генераторов (ВМГ) для плазменных экспериментов [1, 2] и для других физических исследований наряду с вопросами повышения электромагнитной энергии [3—9] ставит задачу о формировании во внешней нагрузке импульсов тока с крутыми передними фронтами микросекундного диапазона.

Одним из способов быстрого вывода энергии в нагрузку является разрыв конечного контура ВМГ. Для этого используются коммутаторы на основе электрического взрыва тонких проводников [10—12] или на основе механического разрушения проводников зарядом ВВ [3, 6, 13, 14].

Эффективность передачи энергии в нагрузку зависит от активного сопротивления, вводимого коммутатором в цепь разрыва, и отношения индуктивностей накопителя и нагрузки. Большое влияние на крутизну нарастания тока в нагрузке оказывает паразитная индуктивность коммутатора [11].

Цель данной работы — определение формы импульсов тока и энергии в индуктивной нагрузке в зависимости от вводимого в контур ВМГ сопротивления разрыва с учетом паразитной индуктивности коммутирующего устройства.

[1. В рамках электротехнической модели работу ВМГ можно представить как уменьшающуюся индуктивность L_1 , включенную на взрывной коммутатор с паразитной индуктивностью L_3 и переменным омическим сопротивлением R (фиг. 1). К началу сжатия магнитного потока в ВМГ с начальной индуктивностью L_0 протекает ток I_0 . В момент $\tau = 0$ (когда индуктивность генератора уменьшилась до $L_1(0)$) ключ подсоединяет нагрузку L_2 к контуру и коммутатор производит разрыв тока в цепи. До начала разрыва сопротивление коммутатора равно нулю; в процессе разрыва оно возрастает по закону $R(\tau)$ до некоторой конечной величины.



Ф и г. 1

С учетом потерь магнитного потока, возникающих при деформации основного контура ВМГ, ток к моменту начала разрыва, выраженный через коэффициент совершенства системы F [4], нарастает до величины

$$I_1(0) = I_0 \left(\frac{L_0 + L_3}{L_1(0) + L_3} \right)^F.$$

Полагая, что с момента $\tau = 0$ потери потока в генераторе отсутствуют, согласно закону Кирхгофа, составим исходную систему дифференциальных уравнений для нахождения тока в нагрузке

$$(1.1) \quad \begin{aligned} I_1 \dot{L}_1 + \dot{I}_1 L_1 + \dot{I}_3 L_3 + I_3 R &= 0, \\ \dot{I}_2 \dot{L}_2 + \dot{I}_2 L_2 - \dot{I}_3 L_3 - I_3 R &= 0, \quad I_1 = I_2 + I_3 \end{aligned}$$

(точкой обозначена производная по времени; параметры системы (1.1) за исключением L_3 (паразитной индуктивности коммутатора) являются функциями времени).

За начальные условия принимаем при $\tau = 0$

$$I_1(0) = I_3(0) = I_0 \left(\frac{L_0 + L_3}{L_1(0) + L_3} \right)^F, \quad I_2(0) = 0, \quad R(0) = 0.$$

После сложения и интегрирования первых двух уравнений системы (1.1) с учетом начальных условий получим

$$I_1 L_1 + I_2 L_2 = I_1(0) L_1(0).$$

Отсюда

$$(1.2) \quad I_1 = \frac{I_1(0) L_1(0)}{L_1} - \frac{I_2 L_2}{L_1}.$$

Подставив (1.2) в третье уравнение (1.1), находим

$$(1.3) \quad I_3 = \frac{I_1(0) L_1(0)}{L_1} - I_2 \left(1 + \frac{L_2}{L_1} \right).$$

Продифференцировав (1.3) по времени, имеем

$$(1.4) \quad \dot{I}_3 = I_2 \left(\frac{\dot{L}_1 L_2}{L_1^2} - \frac{\dot{L}_2}{L_1} \right) - \dot{I}_2 \left(1 + \frac{L_2}{L_1} \right) - I_1(0) L_1(0) \frac{\dot{L}_1}{L_1^2}.$$

Подставив (1.3), (1.4) во второе уравнение (1.1), получим дифференциальное уравнение первого порядка с переменными коэффициентами относительно тока в нагрузке

$$\begin{aligned} \dot{I}_2 \left[L_2 + L_3 \left(1 + \frac{L_2}{L_1} \right) \right] + I_2 \left[\dot{L}_2 - L_3 \left(\frac{\dot{L}_1 L_2}{L_1^2} - \frac{\dot{L}_2}{L_1} \right) + R \left(1 + \frac{L_2}{L_1} \right) \right] + \\ + I_1(0) L_1(0) \left(\frac{\dot{L}_1 L_3}{L_1^2} - \frac{R}{L_1} \right) = 0. \end{aligned}$$

Введем обозначения:

$$I_2(\tau)/I_0 = i_2; L_0/L_2(0) = d; L_1(0)/L_2(0) = \alpha_0;$$

$$L_1(\tau)/L_2(0) = \alpha; \dot{L}_1(\tau)/L_2(0) = \omega_1; L_2(\tau)/L_2(0) = \beta;$$

$\dot{L}_2(\tau)/L_2(0) = \omega_2; R(\tau)/L_2(0) = \rho; L_3/L_2(0) = \varepsilon; L_1(0)$ и $L_2(0)$ — индуктивности ВМГ и нагрузки в момент начала разрыва ($\tau = 0$).

Решение уравнения в новых обозначениях имеет вид

$$(1.5) \quad i_2 = \alpha_0 \left(\frac{d + \varepsilon}{\alpha_0 + \varepsilon} \right)^F \exp \left(- \int_0^\tau P(\tau) d\tau \right) \left[\int_0^\tau Q(\tau) \exp \left(\int_0^\tau P(\tau) d\tau \right) d\tau \right],$$

где

$$P(\tau) = \frac{\frac{\omega_2}{\beta} - \frac{\varepsilon}{\alpha} \left(\frac{\omega_1}{\alpha} - \frac{\omega_2}{\beta} \right) + \rho \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} \right)}{1 + \frac{\varepsilon}{\alpha} + \frac{\varepsilon}{\beta}}; \quad Q(\tau) = \frac{\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\rho}{\beta} - \frac{\omega_1}{\alpha} \frac{\varepsilon}{\beta} \right)}{1 + \frac{\varepsilon}{\alpha} + \frac{\varepsilon}{\beta}}.$$

2. Найдем влияние сопротивления разрыва на форму тока и энергии в постоянной индуктивной нагрузке $L_2(0)$ при заданной конечной индуктивности ВМГ $L_1(0)$.

Как показывают эксперименты, при разрыве реальных контуров ВМГ сопротивление R нарастает до максимальной величины не мгновенно, а в течение некоторого промежутка времени. С целью оценки влияния R на фронт нарастания тока и энергии в нагрузке зададимся разными законами вводимого в контур сопротивления. Для этого будем считать, что с момента начала разрыва сопротивление возрастает по степенному закону вида $R/R_0 = (\tau/\tau_h)^n$, где R_0 — постоянное омическое сопротивление; n — показатель степени; τ_h — фиксированный момент времени, до которого рассматривается процесс.

Варьируя показателем n , можно построить семейство кривых $R(\tau)$ с разными наклонами, исходящими из нулевой точки и достигающими в момент $\tau = \tau_h$ значения R_0 , независимо от величины показателя n .

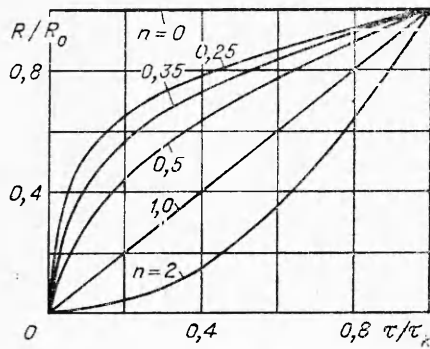
Зависимости сопротивлений от времени в безразмерных координатах для разных значений n представлены на фиг. 2. В предельном случае, когда $n = 0$, кривая обращается в ступенчатую функцию.

Расчетная формула (1.5) для тока в нагрузке при степенном законе нарастания сопротивления с учетом коэффициента совершенства F системы ВМГ и при условии, что конечная индуктивность генератора и индуктивность нагрузки в процессе разрыва сохраняются постоянными ($\omega_1 = \omega_2 = 0$), упрощается и принимает вид

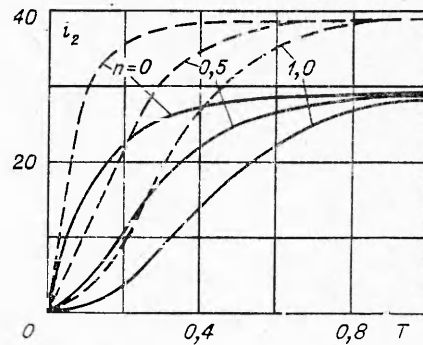
$$(2.1) \quad i_2 = \left(\frac{d + \varepsilon}{\alpha_0 + \varepsilon} \right)^F \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{\alpha_0} \right)} \left[1 - \exp \left(- \frac{\rho_0 \tau_h}{(n+1)} \frac{T^{n+1}}{\left(\varepsilon + \frac{1}{1 + \frac{1}{\alpha_0}} \right)} \right) \right],$$

где $T = \tau/\tau_h$; $\rho_0 = R_0/L_2(0)$; $0 \leq T \leq 1$, а коэффициент передачи энергии из ВМГ в индуктивную нагрузку запишется в виде

$$(2.2) \quad k_2 = \frac{W_2}{W_n} = \frac{(d + \varepsilon)^{2F-1}}{(\alpha_0 + \varepsilon)^{2F} \left(1 + \frac{1}{\alpha_0} \right)^2} \left[1 - \exp \left(- \frac{\rho_0 \tau_h T^{n+1}}{(n+1) \left(\varepsilon + \frac{1}{1 + \frac{1}{\alpha_0}} \right)} \right) \right]^2.$$



Ф и г. 2



Ф и г. 3

Выражение (2.2) представляет собой произведение двух сомножителей. Первый из них определяет предельный коэффициент передачи энергии в нагрузку, к которому стремится эта величина в случае идеального разрыва контура (т. е. при $\rho_0 \rightarrow \infty$). Сам по себе этот член существенным образом зависит от параметра α_0 и достигает максимального значения, когда между индуктивностями контуров и коэффициентом совершенства ВМГ соблюдается условие

$$\alpha_* = \left(\frac{1-F}{2F} \right) + \sqrt{\left(\frac{1-F}{2F} \right)^2 + \frac{\epsilon}{F}}$$

Другими словами, это условие позволяет установить момент начала разрыва контура ВМГ и соответственно конечную величину индуктивности, до которой следует деформировать систему, чтобы получить в нагрузке максимально возможную энергию.

Второй сомножитель определяет ход нарастания тока и энергии в нагрузке и зависит в основном от того, каким образом осуществляется размыкание цепи во времени. Чем меньше время размыкания контура и чем больше отношение $R_0/L_2(0)$, тем круче должны нарастать ток и энергия в нагрузке.

Паразитная индуктивность размыкателя, зависящая от конструктивных особенностей самого разрывного устройства, наоборот, затягивает время нарастания и приводит к снижению общего КПД генератора.

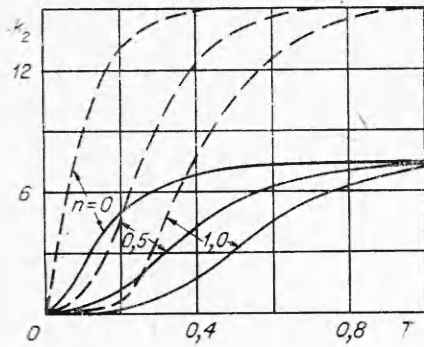
На конкретном примере проведем количественную оценку влияния сопротивления разрыва и паразитной индуктивности коммутатора на процесс формирования импульсов тока и энергии в нагрузке.

Для расчетов выберем ВМГ со следующими параметрами:

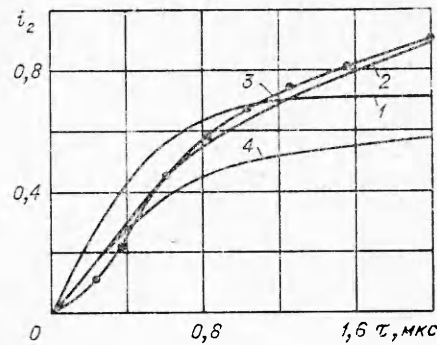
$$d = 100; F = 0,9; \rho_0 \tau_k = 5; \epsilon = 0,25 \text{ и } \alpha_* = 0,53.$$

Графические зависимости $i_2(T)$ и $k_2(T)$ для разных n представлены на фиг. 3, 4. Для сравнения штриховыми линиями нанесены кривые при $\epsilon = 0$; видно, какое большое значение оказывают сопротивление разрыва и паразитная индуктивность коммутатора на процесс передачи энергии в нагрузку. Достаточно сказать, что если при $n = 1$ и $\epsilon = 0$ $k_2 = 15$, то при $\epsilon = 0,25$ коэффициент передачи энергии уменьшается почти в 2 раза.

Также можно отметить, что при вводе сопротивления скачком ($n = 0$) и малой индуктивности коммутатора ($\epsilon \ll \alpha$), когда $\alpha = 1$, показатель экспоненты становится равным $2R_0\tau/L_2(0)$ и характерное время нарастания тока и энергии определяется только отношением индуктивности нагрузки к величине вводимого сопротивления R_0 .



Ф и г. 4



Ф и г. 5

3. Использование в коммутаторах тонких фольг с целью быстрого разрыва контура и получение в нагрузке импульсов тока с крутым фронтом накладывает определенное ограничение на форму и величину тока в самом ВМГ. Требование к току ВМГ сводится к тому, чтобы к моменту начала разрыва сопротивление фольги из-за нагревания возрастало незначительно, сама фольга сохранялась в твердом состоянии и выполнялся критерий, согласно которому удельный интеграл действия тока не превышал бы заданной величины (например, для алюминия $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ A}^2 \cdot \text{см}^{-4} \cdot \text{с}$, а для меди — $9 \cdot 10^8 \text{ A}^2 \cdot \text{см}^{-4} \cdot \text{с}$ [6]). Выполнить указанные требования можно путем выбора определенного режима работы ВМГ. Для уменьшения интеграла действия тока необходимо электрический контур разрывать в более ранний момент времени, когда конечная индуктивность ВМГ сравнительно большая, и после начала разрыва обеспечить дальнейшую деформацию контура. Ясно, что чем выше скорость дожатия потока, тем эффективнее будет осуществляться переброс энергии в нагрузку.

Проведем сравнение токов в нагрузке для схем ВМГ, работающих в режимах с дожатием потока и без дожатия потока, и проанализируем преимущества и недостатки каждой из них.

С условием, что в обеих схемах сопротивление разрыва возрастает по степенному закону с показателем степени $n = 0,25$ (при таком показателе и $R_0 = 0,05 \text{ Ом}$ в интервале времени от нуля до $\tau_h = 2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ расчетная $R(\tau)$ для выбранной конструкции коммутатора с хорошим приближением аппроксимирует экспериментальную кривую сопротивления) и в схеме ВМГ с дожатием потока индуктивность с момента начала разрыва уменьшается со временем по линейному закону с постоянной скоростью \dot{L}_1 (т. е. $\alpha = \alpha_0 - \omega_1 \tau$). Выбор линейной зависимости индуктивности также является неслучайным: она достаточно хорошо описывает реальную кривую индуктивности взрывомангнитной системы заданного класса.

Воспользовавшись формулами (1.5), (2.1), проведем численный расчет токов в индуктивной нагрузке.

За исходные данные в схеме ВМГ без дожатия потока принимаем $L_2(0) = 18 \text{ нГ}$; $\tau_h = 2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$; $R_0 = 0,05 \text{ Ом}$; $F = 1,0$; $d = 1,4$; $\epsilon = 0,28$; $\rho_0 \tau_h \approx 5,5$; $\alpha_0 = 0,56$.

В схеме с дожатием потока $L_2(0) = 18 \text{ нГ}$; $\tau_h = 2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$; $R_0 = 0,05 \text{ Ом}$; $\omega_1 = 0,41 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$; $F = 1,0$; $d = 1,4$; $\epsilon = 0,28$; $\rho_0 \tau_h = 5,5$; $\alpha_0 = 1,4$ (здесь разрыв контура осуществляется на время τ_h раньше, чем в схеме без дожатия потока; с ростом времени параметр α уменьшается и

достигает к концу процесса за счет подбора ω_1 величины, равной α_0 первой схемы).

Результаты расчетов $i_2(\tau)$ представлены на фиг. 5 (1 — кривая для схемы ВМГ без дожатия потока, 2 — с дожатием потока).

В поведении кривых наблюдаются две характерные особенности. Одна из них состоит в том, что в первой схеме ВМГ фронт нарастания тока на начальной стадии процесса более крутой, чем в схеме с дожатием потока. Другая особенность относится к величинам конечных токов: после точки пересечения кривые существенно расходятся и каждая из них стремится к своему предельному значению. По величине тока здесь явное преимущество имеет схема с дожатием потока.

Работа ВМГ с дожатием потока проверялась экспериментально (кривая 3). Удовлетворительное совпадение расчета с опытом свидетельствует о правильности наших предположений при выводе расчетных формул.

На фиг. 5 для сравнения нанесена расчетная кривая 4 для схемы ВМГ с дожатием потока в случае, когда индуктивность нагрузки после начала разрыва возрастает линейно со скоростью, равной скорости уменьшения индуктивности основного контура ($\omega_1 = \omega_2$), т. е. $\beta = 1 + \omega_2 t$. Хотя форма кривой $i_2(\tau)$ практически не отличается от рассмотренных ранее, однако рост нагрузочной индуктивности существенно снижает амплитуду тока и в данном примере ее величина к моменту $\tau = \tau_R$ уменьшается практически в 1,5 раза.

Поступила 11 I 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Bernard J., Boussinesq J., Morin J., Nazet C., Patou C., Vedel J. An explosive generator-powered plasma focus.— «Phys. Letters», 1971, vol. 35A, N 4, p. 288.
2. Cowan M., Freeman J. R. Explosively driven deuterium arcs as an energy source.— «J. Appl. Phys.», 1973, vol. 44, N 4.
3. Сахаров А. Д., Людаев Р. З., Смирнов Е. Н., Плющев Ю. П., Павловский А. И., Чернышев В. К., Феоктистова Е. И., Жаринов Е. П., Зыгин Ю. А. Магнитная кумуляция.— «Докл. АН СССР», 1965, т. 165, № 1.
4. Shearer J. W., Abraham F. F., Aplin C. M., Benham B. P., Faulkner J. E., Ford F. C., Hill M. M., Mc Donald C. A., Stephens W. H., Steinberg D. J., Wilson J. R. Explosive-driven magnetic-field compression generators.— «J. Appl. Phys.», 1968, vol. 39, N 4.
5. Биченков Е. П. Взрывные генераторы.— «Докл. АН СССР», 1967, т. 174, № 4.
6. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
7. Биченков Е. П., Войтенко А. Е., Лобанов В. А., Маточкин Е. П. Схема расчета и включение на нагрузку плоских взрывомагнитных генераторов.— ПМТФ, 1973, № 2.
8. Conger R. L. Large electric power pulsed by explosive magnetic-field compression.— «J. Appl. Phys.», 1967, vol. 38, N 5.
9. Лобанов В. А. Метод расчета взрывомагнитных генераторов.— ПМТФ, 1976, № 1, с. 120.
10. Crawford J. C., Damerov R. A. Explosively driven high-energy generator.— «J. Appl. Phys.», 1968, vol. 39, N 11, p. 5224.
11. Герасимов Л. С., Пскольдский А. М., Нестерехин Ю. Е., Пинус В. К. Передача энергии из индуктивного накопителя с помощью электровзрывного размыкателя тока.— ПМТФ, 1975, № 1, с. 60.
12. Герасимов Л. С., Икряников В. И., Пинчук А. И. Передача энергии из индуктивного накопителя в индуктивную нагрузку с помощью электровзрывного размыкателя тока.— ПМТФ, 1975, № 1, с. 55.
13. Войтенко А. Е., Жеребенко В. И., Захаренко И. Д., Псаков В. П., Фалеев В. А. Размыкание электрического тока взрывом.— ФГВ, 1974, т. 10, № 1, с. 145.
14. Биченков Е. П., Лобанов В. А. Взрывное переключение электрического тока.— ПМТФ, 1975, № 1, с. 66.